

# Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía

# 2023

Boletín de artículos científicos 64ª Reunión Anual Asociación Argentina de Astronomía Ciudad Autónoma de Buenos Aires, septiembre de 2022

## Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía

BAAA, Vol. 64



Asociación Argentina de Astronomía. Comité Editorial BAAA Vol. 64, correspondiente a la reunión anual 2022: René Daniel Rohrmann (Editor en Jefe), Cristina Hemilse Mandrini (Editora Invitada) Claudia Evelina Boeris (Secretaria Editorial) y Mario Agustín Sgró (Técnico Editorial)

#### Asociación Argentina de Astronomía

Fundada en 1958 Personería jurídica 11811 (Buenos Aires)

#### **Comisión Directiva**

Dra. Gabriela M. Castelletti (presidenta) Dr. Gerardo J.M. Luna (vicepresidente) Dr. Mario G. Abadi (secretario) Dr. Daniel D. Carpintero (tesorero) Dra. Natalia Nuñez (vocal 1) Dra. María Hebe Cremades Fernandez (vocal 2) Dr. Luis A. Mammana (1ra vocal suplente)

#### Comisión Revisora de Cuentas

Dra. Silvina Cichowolski (titular) Dra. Adriana M. Gulisano (titular) Dra. Claudia M. Giordano (titular) Dra. Andrea P. Buccino (suplente) Dr. Emilio Donoso (suplente)

#### Comité Nacional de Astronomía

Dra. Cristina H. Mandrini (presidenta) Dra. Georgina Coldwell Dra. María Hebe Cremades Fernandez Dr. Héctor J. Martinez Atencio Dr. Marcelo Miller Bertolami

#### 64ª Reunión Anual de la AAA

Ciudad Autónoma de Buenos Aires 19 al 23 de septiembre de 2022 Organizada por el Instituto de Astronomía y Física del Espacio

#### **Comité Científico**

Dra. Cristina Mandrini (Coordinadora, IAFE) Dr. Gustavo Baume (FCAG-IALP) Dra. Paula Benaglia (IAR) Dra. Romina Di Sisto (FCAG-IALP) Dr. Carlos Donzelli (OAC-IATE) Dr. Héctor J. Martínez Atencio (OAC-IATE) Dr. René Rohrmann (ICATE) Dr. Daniel Supanitsky (ITEDA)

#### **Comité Organizador Local**

Dra. Gabriela Castelletti (Coordinadora) Dr. Marcelo López Fuentes (Vicecoordinador) Dra. María Belén Areal Dr. Lucas Bignone Dr. Germán Cristiani Dra. Cecilia Mac Cormack Dr. Mariano Poisson

La organización agradece el auspicio y ayuda financiera del Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas.

#### **Publicado por**

Asociación Argentina de Astronomía Paseo del Bosque s/n, La Plata, Buenos Aires, Argentina

ISSN 1669-9521 (versión digital) ISSN 0571-3285 (versión impresa)

Créditos:

Diseño de portada: Adrián Rovero y Andrea León Confeccionado con la clase "confproc" en  ${\rm IAT}_E X$ 

Impreso en Buenos Aires, agosto de 2023

#### Prefacio

El presente volumen del Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía contiene parte de los trabajos expuestos en la 64a Reunión Anual, celebrada en la Ciudad Autónoma de Buenos Aires entre los días 19 y 23 de septiembre de 2022. El evento fue desarrollado en forma completamente presencial, volviendo de ese modo a su formato habitual prepandemia. La reunión fue organizada por el Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE, UBA-CONICET) y contó con la presencia de doscientos cuarenta participantes del país y del extranjero.

En el transcurso de la reunión se llevó a cabo una Mesa Redonda sobre el tema "Astronomía computacional" y se entregó al Dr. Carlos Mauricio Correa el premio Carlos Varsavsky correspondiente a la mejor Tesis Doctoral en Astronomía, desarrollada en el país durante el bienio 2020-2021. En la reunión se expusieron doce conferencias invitadas, diez de las cuales se publican en el presente volumen. Se presentaron además 193 trabajos en las modalidades oral (75) y mural (118). De ellos, 93 fueron enviados al Boletín y 89 son publicados en esta edición luego del proceso de revisión por pares. Agradecemos a quienes enriquecieron el Boletín con el envío de sus trabajos y a todos los colegas del país y del exterior que participaron en el proceso de arbitraje.

Dedicamos este volumen a la memoria de la Dra. Adela Ringuelet fallecida el 26 de abril de 2023, quien fuera la primera mujer socia de la Asociación Argentina de Astronomía y cofundadora de la misma en 1958. La recordamos especialmente por su extensa dedicación a la investigación, docencia y formación de profesionales en esta disciplina.

Finalmente, agradecemos a la Srta. Laura Alves por su valiosa colaboración durante el proceso de edición de este volumen.

Argentina, 15 de agosto de 2023.

René Daniel Rohrmann Editor en Jefe

Claudia Evelina Boeris Secretaria Editorial Cristina Hemilse Mandrini Editora Invitada

> Mario Agustín Sgró Técnico Editorial



## Índice general

|   | Prefacio  | VII |
|---|---|-----|
|   | Foto Grupal   | IX  |
| S | H. Sol y Heliosfera   | 1   |
|   | Observando la cromosfera solar en el infrarrojo. Informe invitadoC.G. Giménez de Castro   | 1   |
|   | Reconstrucción tridimensional de la velocidad del viento solar mediante tomografía Lyman-α<br>F.A. Nuevo, A.M. Vásquez, F. Frassati, A. Bemporad, R.A. Frazin, M. Romoli, N. Sachdeva & W. Manchester IV. | 8   |
|   | Análisis fenomenológico de las perturbaciones en el viento solar que originan subtormentas aisladas<br>H. Berezin, M.F. Montero, P.A. Sallago & C.M. Giordano.  | 11  |
|   | Seguimiento en la heliosfera interna de la morfología de una eyección coronal de masa dirigida hacia la Tierra<br>F. Manini, H. Cremades & F.M. López.  | 14  |
|   | Análisis de la evolución de una eyección coronal de masa del tipo Streamer Blowout<br>L. Di Lorenzo, H. Cremades & L.A. Balmaceda.  | 17  |
|   | La relación Gnevyshev-Waldmeier en manchas solares para los ciclos 11-20<br>L. Leuzzi, C. Francile & L.A. Balmaceda   | 20  |
| S | SE. Sistemas Solar v Extrasolares   | 23  |
|   | Caracterización del sistema HD 196385 mediante imagen directa, velocidad radial y astrometría<br>L.H. García, R. Petrucci, E. Jofré & M. Gómez  | 23  |
|   | Explorando fuentes de impactos en los satélites clásicos de Urano<br>N.L. Rossignoli & R.P. Di Sisto  | 26  |
|   | Síntesis poblacional de discos protoplanetarios<br>J.L. Gomez, O.M. Guilera, M.M. Miller Bertolami & M.P. Ronco   | 29  |
|   | Estudio de diferentes escenarios en el modelado de la influencia de la interacción de mareas en la evolución térmica del interior terrestre   |     |
|   | S.H. Luna, M.G. Spagnuolo & H.D. Navone   | 32  |
| A | E. Astrofísica Estelar  | 35  |
|   | Soluciones hidrodinámicas autoconsistentes para vientos impulsados por radiación en estrellas masivas. <b>Informe invitado</b>  |     |
|   | M. Curé   | 35  |
|   | Supernovae with two maximums in the bolometric light curve         M. Orellana & M.C. Bersten   | 41  |
|   | Estrellas binarias con transferencia de masa: aplicación a distintos sistemas astrofísicos<br>M.A. De Vito, O.G. Benvenuto, M. Echeveste, M.L. Novarino, L. Bartolomeo Koninckx & C. Rodriguez            | 44  |
|   | Simulaciones y análisis temporal de curvas de luz de estrellas binarias pulsantes<br>A. Alberici Adam, G.F. Avila Marín, A. Christen & L.S. Cidale  | 47  |
|   | Origin of magnetism in early-type stars<br>J.P. Hidalgo, P.J. Käpylä, C.A. Ortiz-Rodríguez, F.H. Navarrete, B. Toro & D.R.G. Schleicher.  | 50  |

| A near infrared spectral sequence of O-type dwarfs<br>F.N. Giudici Michilini, G.A. Ferrero, R. Gamen, N. Morrell & R. Barbá  | 53  |
|--|-----|
| Nuevas estrategias para el estudio de la actividad estelar desde CASLEO<br>P.D. Colombo, A.P. Buccino, C. Oviedo, R. Ibañez Bustos & P. Mauas  | 56  |
| X-rays and TESS observations of symbiotic binary stars<br>I.J. Lima, G.J.M. Luna, F.M. Walter, N.E. Nuñez, K. Mukai, J.L. Sokoloski, A.S. Oliveira & N. Palivanas  | 59  |
| Efecto de los ciclos estelares en la detección de planetas extrasolares<br>C.G. Oviedo, A.P. Buccino & R.F. Díaz   | 62  |
| Explorando pérdidas de momento angular y la estabilidad en la transferencia de masa en binarias interactuantes <i>M. Echeveste, M.L. Novarino, O.G. Benvenuto &amp; M.A. De Vito</i>   | 65  |
| Supernovas con líneas anchas y su conexión con estallidos de radiación gamma<br>L.M. Román Aguilar & M.C. Bersten  | 68  |
| Espectroscopía Gemini-GRACES de estrellas evolucionadas con enanas marrones<br>C. Zuloaga, E. Jofré, R. Petrucci & E. Martioli   | 71  |
| SE. Sistemas Estelares   | 74  |
| Retratando la Vía Láctea y las Nubes de Magallanes a partir de sus cúmulos estelares. Informe invitado   |     |
| A.V. Ahumada   | 74  |
| Sobre la existencia de poblaciones múltiples en cúmulos estelares de las Nubes de Magallanes<br>F.O. Simondi-Romero, A.V. Ahumada & L.R. Vega-Neme   | 81  |
| Parámetros estructurales de cúmulos abiertos y su comportamiento en presencia de compañeros cercanos<br>T. Palma, V. Coenda, G. Baume, C. Feinstein, M.C. Parisi & M.J. Rodríguez  | 84  |
| Edades de cúmulos estelares de las Nubes de Magallanes a partir de sus espectros integrados <i>M.I. Tapia-Reina, F.O. Simondi-Romero &amp; A.V. Ahumada</i> .  | 87  |
| NGC 2659: a probable binary cluster<br>E.E. Giorgi, M.S. Pera, G.I. Perren, R.A. Vazquez & A. Cruzado  | 90  |
| Recopilación y ajuste de edades de cúmulos estelares de las Nubes de Magallanes<br>M.I. Tapia-Reina, F.O. Simondi-Romero, A.V. Ahumada, L.R. Vega-Neme, J.H. Minniti, C.G. Oviedo & J.J. Clariá  | 93  |
| Parámetros astrofísicos de cúmulos abiertos ubicados en el tercer y cuarto cuadrante de la Galaxia<br>M.A. Baracchi, A.D.V. Colazo, C.M. Rodríguez-Buss, M.E. Rodriguez, M.I. Tapia-Reina, F.O. Simondi-Romero, L.<br>Saker M.A. Oddone, A.V. Ahumada, & I. Tapia-Portillo | 96  |
| El violento pasado de NGC 7727: En la búsqueda de sistemas estelares jóvenes<br>L.A. Sesto, C.G. Escudero & F.R. Faifer  | 99  |
| Generating a unified catalogue of open clusters and their most probable members<br>M.S. Pera, G.I. Perren, H.D. Navone & R.A. Vázquez  | 102 |
| MI. Medio Interestelar   | 105 |
| Impacto de las estrellas de alta masa en el medio interestelar.       Informe invitado         S. Cichowolski  | 105 |
| An analysis of the isomers HCN and HNC in the evolution of high-mass star-forming regions <i>N.C. Martinez &amp; S. Paron</i> .  | 112 |
| Búsqueda de asociaciones entre candidatos a remanente de supernova y púlsares  | 115 |

| Study of the internal structure of the molecular clump AGAL G20.746-00.092A.D. Marinelli, M.E. Ortega, S. Paron & N. Isequilla                                      | 118 |
|---|-----|
| Análisis del gas molecular presente en la zona de colisión de cáscaras y supercáscaras de HI  |     |
| L.A. Suad, S.B. Cárdenas, A.B. Blanco, N.U. Duronea & S. Cichowolski  | 121 |
| Linking massive stars to their natal molecular clouds: a preliminary analysis   | 104 |
| A.B. Blanco, S. Cichowolski & L.A. Suad   | 124 |
| Ionization state and geometry of the extragalactic HII region SMC-N88A for the interpretation of observations of galaxies in the epoch of reionization              | 105 |
| C.G. Diaz, D. Mast, G. Olo & R. Bassett.  | 127 |
| Mapping cosmic rays ionization on cores of molecular clouds and its effects on deuterium chemistry         G. Latrille, S. Bovino, A. Lupi, T. Grassi & M. Padovani | 130 |
| Una nueva perspectiva de la nebulosa del Espirógrafo Observaciones MUSE de IC 418   |     |
| R.A. Pignata, D. Mast & W. Weidmann   | 133 |
| G. Estructura Galáctica   | 136 |
| Estructura interna de la Vía Láctea examinada mediante sus poblaciones estelares "ocultas". Informe invitado  |     |
| T. Palma  | 136 |
| The temporal evolution of gas accretion onto the discs of simulated Milky Way-mass galaxies<br>F.G. Iza, S.E. Nuza & C. Scannapieco                                 | 143 |
| Linking gaseous and stellar gradients on simulated galaxies of the Local Group<br>O.F. Marioni & M.G. Abadi   | 146 |
| A model for molecular hydrogen-dependent star formation in simulations of galaxy evolution<br>E. Lozano, C. Scannapieco & S.E. Nuza                                 | 149 |
| EC. Astrofísica Extragaláctica y Cosmología   | 152 |
| Cosmological simulations of the formation and evolution of Milky Way-mass galaxies. <b>Informe invitado</b>   | 152 |
| Cosmic voids as cosmological laboratories. <b>Presentación Premio Varsavsky</b>   |     |
| C.M. Correa   | 159 |
| Diffuse radio emission from merger shocks in simulated galaxy clusters  |     |
| S.E. Nuza   | 166 |
| Formación de barras en la simulación Illustris TNG50  |     |
| P.D. López, C. Scannapieco, S.A. Cora & I.D. Gargiulo   | 169 |
| Preliminary results of a search for radio halos in starburst galaxies<br>C.A. Galante, J. Saponara, G.E. Romero & P. Benaglia                                       | 172 |
| Magnetic Fields in Cosmic Voids<br>A.M. Rodríguez-Medrano, F.A. Stasyszyn, D.J. Paz & V. Springel   | 175 |
| Evolution of dark matter haloes in CIELO simulations<br>P. Cataldi, S.E. Pedrosa, P.B. Tissera, M.C. Artale, L. Bignone, N.D. Padilla & R. Dominguez-Tenreiro       | 178 |
| Análisis de la orientación de los halos de materia oscura en la red cósmica<br>L.A. Perevra, M.A. Seró & M.F. Merchán   | 181 |
| Mapping H $\alpha$ in the Fornax cluster with S-PI US   | 101 |
| A.R. Lopes, A.V. Smith Castelli, E. Telles, J. Thainá-Batista & R. Cid Fernandes  | 184 |

| Exploring the population of Hα emitters in the Southern Photometric Local Universe Survey (S-PLUS)<br>L.A. Gutiérrez-Soto, R. Lopes de Oliveira, S. Akras, D.R. Gonçalves, C. Mendes de Oliveira, A.V. Smith Castelli &<br>F.R. Faifer                   | 187 |
|--|-----|
| Galaxias de tipo temprano en proceso de ensamblaje en el Universo Local<br>F.R. Faifer, C.G. Escudero, V. Reynaldi & L.A. Sesto  | 190 |
| Wiener Filter for cosmic microwave background maps using neural networks         M.B. Costanza, C.G. Scóccola & M. Zaldarriaga   | 193 |
| Caracterizando la galaxia enana CGCG014-074<br>C.G. Escudero, N. Guevara & F.R. Faifer   | 196 |
| Scaling relations for globular cluster systems. Preliminary results for properties up to the effective radius J.P. Caso, A.I. Ennis, B.J. De Bórtoli & L.P. Bassino  | 199 |
| Evolución de la actividad nuclear de galaxias centrales en cúmulos de galaxias simulados<br>M.B. Pereyra & C. Ragone-Figueroa  | 202 |
| Análisis de métodos observacionales de detección de subestructura mediante simulaciones<br>J.P. Caso   | 205 |
| La galaxia peculiar lenticular NGC 2911 y su sistema de cúmulos globulares<br>B.J. De Bórtoli, J.P. Caso & L.P. Bassino  | 208 |
| Galaxias anilladas en distintos ambientes de densidad local<br>J. Fernandez, S. Alonso, V. Mesa & M. Roca  | 211 |
| The globular cluster system of nearby spirals through multi-band imaging surveys: The case of M 81<br>J.P. Caso, A.I. Ennis, B.J. De Bórtoli, A.L. Chies-Santos, R.S. de Souza, M. Canossa, P. Floriano, E. Godoy, P.<br>Lopes, N.L. Miranda & C. Bonato | 214 |
| SExtractor detection and measurement of Fornax galaxies in S-PLUS images<br>R.F. Haack, A.V. Smith Castelli, F.R. Faifer, C. Mendes de Oliveira, F. Almeida Fernandes & A.R. Lopes   | 217 |
| Origin of supermassive black holes: predictions for the black hole population<br>M. Liempi, L. Almonacid, D.R.G. Schleicher & A. Escala  | 220 |
| Analysis of Fornax-like clusters in numerical simulations and its comparison with Fornax cluster data obtained with S-PLUS   |     |
| L.J. Zenocratti, A.V. Smith Castelli, M.E. De Rossi & F.R. Faifer  | 223 |
| Kinematics of the Local Group gas and galaxies in the HESTIA simulations         L. Biaus, S.E. Nuza & C. Scannapieco  | 226 |
| Formación de grupos compactos de galaxias en simulaciones cosmológicas hidrodinámicas<br>B.M. Celiz, J.A. Benavides & M.G. Abadi   | 229 |
| Estudio del enriquecimiento químico de galaxias masivas en simulaciones numéricas cosmológicas<br>M.E. De Rossi, S.E. Grimozzi, R. Santamaria, M.C. Tomasini, L.J. Zenocratti & M.C. Zerbo   | 232 |
| Blue Elliptical galaxies in the Fornax cluster through S-PLUS<br>A. Cortesi, A.V. Smith Castelli, A.R. Lopes, D. Brambilla, F. Ferrari, P.A. Lopes, M.E. De Rossi, L. Zenocratti, M.<br>Grossi, K. Saha & D.B. Dos Santos.                               | 235 |
| Sistemas de Galaxias Pares en Vacíos Cósmicos<br>M.G. Roca, S. Alonso, L. Ceccarelli & V. Mesa   | 238 |
| Simulaciones de fluctuaciones no lineales en eras tempranas del Universo<br>P.E. Colazo, A.N. Ruiz, F. Stasyszyn & N.D. Padilla  | 241 |

| Effective yields as tracers of feedback effects on the metal enrichment of galaxies<br>M.C. Zerbo, M.E. De Rossi, M.A. Lara-López & L.J. Zenocratti  | 244 |
|--|-----|
| Variabilidad infrarroja del núcleo activo en NGC 2992<br>S. Levis, G. Gaspar, C.G. Díaz, D. Mast & R.J. Díaz   | 247 |
| Propiedades de discos y esferoides en galaxias simuladas   |     |
| V.A. Cristiani & M.G. Abadi.   | 250 |
| Galaxy segmentation using U-Net deep-learning algorithm<br>T. Rey Deutsch, L.A. Bignone & S.E. Pedrosa.  | 253 |
| Análisis de los índices de Lick en el cúmulo de Coma<br>M.C. Scalia, A.V. Smith Castelli & F.R. Faifer   | 256 |
| Principal Component Analysis of galaxies in the direction of the Fornax cluster using S-PLUS data J.P. Calderón, A.V. Smith Castelli, E.V.R. de Lima, R.F. Haack, A.R. Lopes, F. Almeida Fernandes & C. Mendes de Oliveira | 259 |
| Primer análisis espectroscópico del sistema de cúmulos globulares de NGC 4546<br>C.G. Escudero, F.R. Faifer, L.A. Sesto, A.V. Smith Castelli & V. Reynaldi   | 262 |
| Clues on the stellar content of disturbed early-type galaxies: the case of NGC 4382  |     |
| V. Reynaldi, F.R. Faifer, C. Escudero, A. Cortessi, L. Sesto & A.V. Smith Castelli   | 265 |
| OCPAE. Objetos Compactos y Procesos de Altas Energías  | 268 |
| PuGli-S: Primeros glitches detectados desde el IAR<br>E. Zubieta, S. del Palacio, F. García, G. Gancio, C.O. Lousto, J.A. Combi & Colaboración PuMA  | 268 |
| Ion tori around $f(R)$ -Kerr black holes<br>E.A. Saavedra, F.L. Vieyro & D. Perez.   | 271 |
| Testing the nature of Sgr A* with the S-2 star orbit data         V. Crespi, C.R. Argüelles & M.F. Mestre  | 274 |
| Formation of very massive objects via collisions of main-sequence Pop. III stars in primordial clusters with a background potential  |     |
| K.L.K. Sehlke-Abarca, A. Escala, D.R.G. Schleicher, B. Reinoso, M.Z.C. Vergara & P.A. Solar  | 277 |
| Hard X-ray view of the $\gamma$ -ray binary LS I +61°303   | •   |
| E.A. Saavedra & G.E. Romero  | 280 |
| Exploring how deviations from the Kerr metric can affect SMBH images<br>F. Agurto-Sepúlveda, J.H. Lagunas, J. Pedreros, B. Bandyopadhyay & D.R.G. Schleicher   | 283 |
| AGE. Astrometría y Geodesia Espacial   | 286 |
| Astrometría moderna: el desafío del trabajo interdisciplinario. <b>Informe invitado</b><br><i>L.I. Fernández</i>   | 286 |
| Calibration of time transfer systems in time and frequency laboratories<br>C.L. de la Pina, A. Pasquaré, D.A. Luna, F. Arias, C. Brunini & R. Galván   | 293 |
|  | 275 |
| Hacia la automatización del análisis VLBI geodésico<br>M.E. Gomez & L.I. Fernández   | 296 |

#### ICSA. Instrumentación y Caracterización de Sitios Astronómicos

|   | La participación Argentina en el relevamiento LSST y su relación con la Astroestadística. <b>Informe invitado</b><br><i>M.J. de L. Domínguez Romero</i>  | 299 |
|---|--|-----|
|   | Flux Calibration of the Radio Telescope Esteban Bajaja from the Instituto Argentino de Radioastronomía<br>S.B. Araujo Furlan, G. Gancio, C.A. Galante & G.E. Romero                            | 304 |
|   | Development of a technological demonstrator for a radio astronomy receiver<br>S. Ruppel, A. Venere, J. Cogo, J. Areta, N. Maffione, M. Orellana, A. Granada & G.M. Gancio                      | 307 |
| H | IEDA. Historia, Enseñanza y Divulgación de la Astronomía   | 310 |
|   | Astronomía y patrimonio mundial: proyecto para nominar al Observatorio de La Plata a la lista tentativa de UNESCO. <b>Informe invitado</b><br><i>S.R. Giménez Benítez &amp; L.S. Cidale.</i>   | 310 |
|   | Diagnóstico sobre la Enseñanza de la Astronomía en Argentina (segunda parte)<br>D.C. Merlo, M.S. De Biasi, M.A. Corti, S. Paolantonio, N.E. Camino, I. Bustos Fierro, B. Bravo & M.P. Alvarez. | 317 |
|   | Identificación de las placas originales del <i>homúnculo</i> de η Carinae<br>S. Paolantonio, S. Lacolla, V. Lencinas & D.C. Merlo  | 320 |
|   | Red de museos de observatorios astronómicos argentinos<br>D.C. Merlo, N. Balbi, A. Blain, G. Bosch, M. Bozzoli, S.R. Giménez Benítez, L.F. Marmolejo & S. Paolantonio.                         | 323 |
| C | ). Otros   | 326 |
|   | IMGpypes: "Pipelines" genéricos para imágenes en modo directo         G.L. Baume   | 326 |
|   | NISCAL: Near Infrared Spectroscopy Calibrator<br>C.G. Díaz, G. Gaspar & R.J. Díaz  | 329 |
|   | Software de procesamiento automático de placas espectrográficas<br>N. Pereyra, S. Ponte Ahon, Y.J. Aidelman, F. Ronchetti, F. Quiroga, R. Gamen & L. Cidale                                    | 332 |
| Í | ndice alfabético de autores  | 335 |

### Observando la cromosfera solar en el infrarrojo

C.G. Giménez de Castro<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Centro de Rádio Astronomia e Astrofísica Mackenzie, Universidade Presbiteriana Mackenzie, São Paulo, Brasil.

Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Buenos Aires, Argentina.

Contacto / guigue@craam.mackenzie.br

**Resumen** / La cromosfera solar ha sido históricamente estudiada a partir de líneas espectrales en el visible y el UV, notablemente H $\alpha$ , Ca II, Mg I y Ly $\alpha$ . Recientemente se han agregado observaciones espaciales en las longitudes de onda largas del UV (304, 1600 y 1700 Å). Sin embargo, también puede ser estudiada en el infrarrojo (IR), tanto en el continuo como en las líneas. Estudios en esta banda espectral, que por definición se extiende de 1  $\mu$ m a 1 mm, son escasos y recientes, habiéndose explorado poco sus ventajas. En este trabajo presentamos una revisión de lo que se ha hecho y detallamos lo mucho que se puede hacer con instrumentos instalados en tierra. Argentina cuenta con un conjunto de telescopios únicos para la observación de la cromosfera, algunos con más de 20 años de operación y en proceso de renovación, otros recientemente instalados y algunos en desarrollo. El panorama es muy alentador y permite prever una fuerte cooperación internacional con otros instrumentos en tierra y embarcados en sondas espaciales.

**Abstract** / The solar chromosphere has historically been studied from spectral lines in the visible and UV, notably H $\alpha$ , Ca II, Mg II and Ly $\alpha$ . Observations at long UV wavelengths (304, 1600 and 1700 Å) from space have been recently added. However, the chromosphere can also be studied in the infrared (IR), both in the continuum as in the lines. Studies in this spectral band, which by definition extends from 1  $\mu$ m to 1 mm, are scarce and recent, and its advantages having been little explored. In this work we present a review of what has been done and detail how much can be done with ground-based instruments. Argentina has a set of unique telescopes for the observation of the chromosphere, some with more than 20 years of operation and in process of renovation, others recently installed and still some in development. The panorama is very encouraging and allows to anticipate a strong international cooperation with other ground and space facilities.

Keywords / Sun: chromosphere — Sun: flares — Sun: particle emission — Sun: radio radiation

#### 1. Introducción

Conocemos la cromosfera fundamentalmente gracias a observaciones en el visible de líneas espectrales como H $\alpha$ o C II. La astronomía espacial nos permitió observarla a través de filtros ultravioleta (UV) en líneas espectrales de Fe I v He I, entre muchas otras, o en el continuo en 1600 y 1700 Å. Fotosfera y cromosfera pueden ser observadas también en el infrarrojo (IR), tanto en el contínuo como a través de líneas espectrales. Sin embargo, a pesar del amplio rango espectral que abarca el IR, este no ha sido debidamente explorado. Las razones son múltiples: la tecnología IR era considerada hasta hace pocos años, militar, por lo tanto cara y de acceso restringido. Observaciones en estas longitudes de onda oscuras requieren de observatorios en altura, en algunos casos, incluso fuera de la troposfera. Sólo en los últimos años estas desventajas se han ido revirtiendo. En este artículo hacemos una revisión de las observaciones solares en el IR, destacando las mayores contribuciones. Además describimos la instrumentación actual y la futura con hincapié en los telescopios instalados (o a instalar) en Argentina.

#### 1.1. El Infrarrojo

Desde el experimento pionero de los hermanos Herschel

que los llevó a especular con la existencia de una radiación *por debajo del rojo*, podemos definir al IR como la región espectral invisible con frecuencias inferiores a las del rojo. Como toda definición los límites del IR son arbitrarios y sujetos al área de actuación. Usando criterios tanto físicos (de los que hablaremos más abajo) como tecnológicos definimos al rango IR

$$1000 \gtrsim \lambda_{\rm IR} \gtrsim 1 \ \mu {\rm m}$$
,  $0.3 \lesssim \nu_{\rm IR} \lesssim 300 \ {\rm THz}$ .

Este rango de 3 órdenes de magnitud lo dividimos por comodidad en

|                        | $\simeq \lambda \; [\mu { m m}]$ | $\simeq \nu  [\text{THz}]$ |
|------------------------|----------------------------------|----------------------------|
| Próximo (IRP)          | 1-5                              | 300 - 60                   |
| Medio (IRM)            | 5 - 30                           | 60 - 10                    |
| Lejano (IRL)           | 30 - 300                         | 10 - 1                     |
| submilimétrico (submm) | 300 - 1000                       | 1 - 0,3                    |

Sólo recientemente el mercado ha presentado una variedad de oferta accesible y sin restricciones para este rango de frecuencias. Para el IRM y el IRL hoy se puede comprar cámaras comerciales a temperatura ambiente por precios que rondan las decenas de miles de dólares, también se puede acceder a detectores a los que se les adosa una electrónica específica incluyendo control de temperatura. En el submm la tecnología es la de receptores superheterodinos (*coherentes*) refrigerados o no, aunque todavía no cuenta con muchos proveedores

#### La cromosfera solar en el IR



Figura 1: Transmisión atmosférica al cénit en función de la longitud de onda para Alto Chorrillos (ACO, Salta) a 4800 m sobre el nivel del mar y con un contenido de vapor de agua PWV=1 mm (curva naranja) y para el CASLEO a 2500 m sobre el nivel del mar con PWV=5 mm (curva roja).

disponibles. En la última década aparecieron firmas of<br/>reciendo bolómetros (detectores térmicos incoherentes) para longitudes específicas des<br/>de el subm<br/>m hasta el IRM con gran ancho de banda (10–20 % ×<br/> $\nu_{\circ}$ ).

Otro punto en común del rango de frecuencias que hemos definido como IR es la absorción atmosférica: la atmósfera terrestre es bastante opaca a la radiación a lo largo de los tres órdenes de frecuencia. En la Fig. 1 mostramos la transmisión atmosférica al cénit calculada usando el programa ATRAN para dos lugares diferentes: Alto Chorrillos (sitio de instalación del radioteslecopio Llama) para un contenido de vapor de agua PWV=1 mm v el CASLEO con PWV=5 mm que son valores típicos de cada lugar. Como se puede ver, el IRL es completamente invisible y de hecho sólo observable por encima de la troposfera. El submm, por otra parte, es razonablemente observable desde ACO entre 1000 y 700  $\mu$ m aproximadamente, después la transmisión cae por debajo del 50%, mientras que desde CASLEO la atenuación es bastante fuerte limitando el flujo mínimo detectable y la calidad de las observaciones sujetas a las variaciones de la temperatura atmósferica. Ya en el IR Medio v Próximo tenemos rangos bien definidos v anchos en los que es posible observar con comodidad desde cualquiera de los dos sitios. La transmisión efectiva, sin embargo, es menor porque hay millones de líneas de absorción atmosféricas que en la figura se encuentran superpuestas dificultando su identificación individual. En este trabajo mos enfocamos en los rangos Medio a submm del IR, es decir de  $\approx 5$  a 1000  $\mu$ m.

#### 1.2. El continuo

Junto a los desafios tecnológicos y atmosféricos, podemos agregar que los tres órdenes de magnitud del IR tienen en común el origen de la emisión del Sol calmo, dominada por bremsstrahlung térmico electrón-H<sup>+</sup> y, en menor medida, electrón-H<sup>0</sup>. En esta atmósfera en LTE la función fuente es la función de Planck que además puede ser aproximada por Rayleigh-Jeans  $S_{\nu} \simeq 2k_B T \nu^2/c^2$  (con  $k_B$  la constante de Boltzmann, T la temperatura de brillo y c la velocidad de la luz en el vacío). Esto significa que el flujo observado es directamente proporcional a la temperatura de brillo, que simplifica las interpretaciones (Wedemeyer lo et al., 2016). Y en los casos ópticamente delgados la temperatura de brillo corresponde a la temperatura del plasma. Además, los modelos atmosféricos muestran que el continuo de diferentes frecuencias se forma a diferentes alturas lo que permite hacer diagnósticos a lo largo de la fotosfera / cromosfera. En la Fig. 2 vemos las diferentes alturas a las que se forman las diferentes frecuencias. Estas alturas se modifican durante las fulguraciones corriéndose a alturas mayores (Simões et al., 2017). También durante las fulguraciones, se suma al continuo submm la emisión girosincrotrónica producida por electrones acelerados (o supratérmicos) durante su movimiento espiral en torno a las líneas magnéticas (Pick & Vilmer, 2008).

#### 1.3. Líneas espectrales

Que la cromosfera es una región inhomogenea queda comprobado por la existencia de líneas espectrales moleculares muy intensas, como CO 4.666  $\mu$ m. Los campos magnéticos pueden ser observados por medio del efecto Zeeman en la línea de Fe I 1.564  $\mu$ m y durante fulguraciones en la línea de He I 1.083  $\mu$ m, aunque esta puede formarse hasta 2000 km de altura, ya en la región de transición (Avrett et al., 1994). En la región Media del rango IR, la línea de Mg I 12.318  $\mu$ m tiene la más alta *sensibilidad magnética* y permite la reconstrucción completa del campo magnético cromosférico si se cuenta con un espectropolarímetro que resuelva los 4 parámetros de Stokes (Deming et al., 1994).



Figura 2: Fuciones de ponderación de la emisión del contínuo para diferentes longitudes de onda en función de la altura (curvas negras). La curva punteada es la distribución de temperatura del modelo VAL-C (Vernazza et al., 1981). Las áreas coloreadas marcan aproximadamente el rango de alturas observadas por los diferentes instrumentos comentados en este artículo. Fuente: adaptada de Jefferies (1994).

La región submm cuenta también con líneas espectrales de H I para transiciones atómicas de niveles altos  $n \ge 19$ , o incluso del C III. El modelado de estas líneas no está completamente resuelto, en parte por la complejidad de la cromosfera y en parte por la carencia de observaciones que sienten restricciones (Wedemeyer et al., 2016; Clark et al., 2000b,a).

#### 2. Observaciones

La región del IR Próximo cuenta con una extensa literatura producto de años de observación con telescopios cada vez más refinados. De hecho en este momento se está realizando el comisionamiento del Telescopio Solar Daniel K. Inouye (DKIST) localizado en el observatorio de Haleakala (Hawaii, USA) a 3800 m sobre el nivel del mar. Este telescopio tiene una apertura de 4 m y un rango especral que cubre desde el azul hasta el IR Próximo, 0.38–5  $\mu$ m, logrando resoluciones espaciales de entre 0.02 y 0.24 segundos de arco. En su foco cuenta (o contará) con una amplia oferta de detectores. Siendo que las observaciones en el IR Próximo son más fotosféricas, no nos referiremos aquí a esta rango.

#### 2.1. El Continuo del Sol calmo y activo

#### 2.1.1. Sol Calmo

Desde la década de 2000, el Centro de Rádio Astronomia e Astrofísica Mackenzie (CRAAM) viene utilizando cámaras comerciales con detectores no refigerados centrados en 10  $\mu$ m y banda pasante de aproximada-



Figura 3: AR30T está formado por un telescopio newtoniano de 20 cm de apertura y una cámara FLIR. El sistema está adosado al telescopio HASTA.

mente 2  $\mu$ m. Estos detectores, que se han mostrado suficientemente sensibles para observaciones solares, fueron adosados al foco de telescopios reflectores, en algunos casos usando también celostatos (Marcon et al., 2008; Cassiano et al., 2010; Kudaka et al., 2015). En este momento el CRAAM posee dos configuraciones permanentemente montadas: el SP30T en São Paulo (Kudaka et al., 2015; Giménez de Castro et al., 2018) y el AR30T en Argentina (López et al., 2022). Ambas configuraciones comparten características: resolución espacial del orden de 15 segundos de arco, sensibilidad del orden de 1 K, resolución temporal de 1 s. SP30T usa un celostato y un telescopio newtoniano de 15 cm de apertura para crear un FOV  $> 0.5^\circ$  en la cámara FLIR Termovision AM20 de  $160 \times 120$  pixeles. Por su parte AR30T tiene un espejo parabólico de 20 cm de diámetro, está adosado al telescopio HASTA y usa una cámara FLIR Termovision SC645 de  $640 \times 480$  pixeles con un FOV  $\approx 20$  minutos de arco (Fig. 3).

Observaciones en 10  $\mu \mathrm{m}$  muestran una gran correlación espacial con líneas espectrales (Marcon et al., 2008). Durante fulguraciones la emisión es compatible con bremsstrahlung térmico. Trottet et al. (2015) usan el modelo atmosférico de Machado et al. (1980) y concluyen que la emisión proviene de una altura de  $\approx$  1000 km sobre la fotosfera y originada en el calentamiento del plasma provocado por la precipitación de las partículas aceleradas. Penn et al. (2016) observaron el evento SOL204-09-24T17:50 en 5.2 y 8.2  $\mu$ m usando un detector refrigerado de tipo QWIP en el foco del telescopio MacMath-Pierce consiguiendo una resolución de 3 segundos de arco. Estas observaciones simultáneas en longitudes de onda diferentes confirman la tesis de que la emisión es bremsstrahlung térmico ópticamente delgado. En general, durante las fulguraciones se observa una correlación espacio-temporal con la emisión en luz blanca (Kaufmann et al., 2013) y con el continuo en 1700 y 1600 Å (López et al., 2022). Esta última característica se revela incluso en eventos muy débiles



Figura 4: Intensidad luminosa registrada por AR30T en 10  $\mu$ m durante SOL2022-02-28T15:20 (negro) superpuesta con la intensidad en 1700 Å (rojo). (Gentileza de F. López, Univ. de Mendoza/CONICET, trabajo en preparación).

como es el caso de SOL2022-02-28T15:20 (Fig. 4), clasificado de B2 por su emisión en rayos-x blandos.

El IR Lejano ha sido muy poco explorado, podemos apenas encontrar dos intentos esporádicos. Su mayor dificultad reside en la necesidad de observaciones por fuera de la troposfera terrestre. Las primeras observaciones se remontan a 1987 utilizando el Kuiper Airbone Observatory de NASA (Lindsey et al., 1990), un avión que volaba a 12.800 m sobre el nivel del mar con un telescopio de 1 m de apertura al que los autores adicionaron detectores para las longitudes de onda de 50, 100 y 200  $\mu$ m. Se reportaron variaciones de varios K en la temperatura del Sol calmo, asociadas con oscilaciones de 5 minutos observadas en la línea D1 del sodio (5894 Å). Casi 30 años más tarde, Kaufmann et al. (2016) construyeron un telescopio, el Solar-T, que voló adosado al globo estratosférico Gamma-Ray Imager / Polarimeter for Solar Flares (GRIPS), con detectores bolométricos basados en células de Golay y filtros pasa banda para observar el Sol en las longitudes de onda de 43 y 100  $\mu$ m.

El subm<br/>m fue ocasionalmente observado con el radiotelescopio de 15 m de apertura James Clerk Maxwell Telescope (JCMT, Lindsey & Kopp, 1995; Lindsey et al., 1995) en 350  $\mu m$  (857 GHz), 850  $\mu m$  (353 GHz) y 1200  $\mu m$  (250 GHz), revelando la existencia de abrillantamiento al limbo en todas las frecuencias aunque con intensidades diferentes. También mostraron la estructura de las manchas: la penumbra tiene temperaturas semejantes a las plages vecinas, mientras que la umbra es más de 1000 K más fría.

El Telescopio Solar Submilimétrico (SST Kaufmann et al., 2008), instalado en el CASLEO a 2500 m sobre el nivel del mar, es el primero en observar rutinariamente el sol en 740  $\mu$ m (405 GHz) y 1415  $\mu$ m (212 GHz). Este radiotelescopio Cassegrain de 1.5 m de diámetro (Fig. 5), cuenta con un sistema multi haz que le permite localizar el centroide de emisión de una fuente puntual con una resolución temporal de hasta 5 ms (Giménez de Castro et al., 1999). Los seis haces que componen el



Figura 5: El SST con el radomo abierto para tareas de mantenimiento.

arreglo focal tienen tamaños angulares nominales de 2 y 4 minutos de arco para 740 y 1415  $\mu$ m, respectivamente y una sensibilidad del orden de 10 K. En un análisis provisorio que incluyó apenas una veintena de mapas, Silva et al. (2005) encontraron que la emisión de las regiones activas es compatible con bremsstrahlung térmico en el régimen ópticamente grueso. Esta emisión debe provenir mayormente de las *plages* vecinas y la penumbra ya que por la resolución espacial del SST la emisión observada resulta de la convolución de plage, penumbra y umbra. Este resultado fue confirmado posteriormente por Valle Silva et al. (2021) adicionando imágenes de baja resolución espacial del Atacama Large Millimeter Array (ALMA) en 3000  $\mu$ m y por Giménez de Castro et al. (2020b) aprovechando los 20 años de observaciones diarias del SST; además, estos últimos autores mostraron que el exceso de temperatura de brillo de las regiones activas está correlacionado positivamente con el ciclo solar. Más recientemente Menezes et al. (2021, 2022) midieron con gran precisión el radio solar usando el SST y mostraron su variación a lo largo del ciclo.

Usando observaciones de ALMA, se han corroborado muchas de las observaciones realizadas con el JCMT (White et al., 2017; Alissandrakis et al., 2017). En modo interferómetro, ALMA alcanza resoluciones espaciales < 0.01 segundos de arco lo que le permite estudiar detalles hasta ahora desconocidos en este rango. Loukitcheva et al. (2017) consiguen separar la emisión de las distintas partes de una mancha, mostrando que hay un comportamiento diferente en 1.3 mm respecto de 3 mm. La correlación con emisión espectral, particulamente con la línea de H $\alpha$ , es analizada por Molnar et al. (2019) y posteriormente confirmada por Kobelski et al. (2022) y Tarr et al. (2023). La mejor correlación espacio temporal se da entre observaciones en 3 mm y el ancho de la línea H $\alpha$  y hay también proporcionalidad entre el ancho de H $\alpha$  y la temperatura de brillo del



Figura 6: Distribución de probabilidad conjunta de la temperatura de brillo en 3 mm y el ancho de la línea H $\alpha$ . (Reproducido con permiso de Tarr et al., 2023)

continuo de 3 mm (Fig. 6). Estas correlaciones pueden deberse a la sensibilidad de H $\alpha$  al ensanchamiento Doppler térmico (Cauzzi et al., 2009) aunque de ser así, cuestionan Molnar et al. (2019), implicaría temperaturas por encima de los 50000 K y una cromosfera completamente ionizada.Patsourakos et al. (2020) observan las oscilaciones de 3–5 minutos sobre el Sol calmo, mientras que Tarr et al. (2023) muestran evidencia marginal de estas oscilaciones sobre las manchas.

#### 2.1.2. Fulguraciones

El mayor impacto del SST han sido sus observaciones de fulguraciones, mostrando una íntima correlación con la emisión en rayos- $\gamma$  (Kaufmann et al., 2002) y rayos-X duros (Giménez de Castro et al., 2009), mientras que el carácter discretizado de la emisión fue analizado por Raulin et al. (2003) y Kaufmann et al. (2009). Usando una configuración parecida al SST, el radiotelescopio Kölner Observatorium für Submillimeter Astronomie (KOSMA) de 3 m de apertura tuvo por un breve tiempo un sistema multi-beam que le permitió determinar, también, el tamaño de la fuente emisora y su variación durante la fulguración SOL2003-10-28. Lüthi et al. (2004) muestran que el tamaño de la fuente emisora llega a ser menor que la resolución teórica del instrumento de unos pocos segundos de arco. Las observaciones de KOSMA de este evento fueron analizadas por Trottet et al. (2008) junto con imágenes de rayos- $\gamma$  y rayos-x, mostrando que el submm coincide espacialmente con los primeros, resultado que refuerza la tesis de que la emisión submm se origina en partículas de muy alta energía.

La existencia de una componente espectral submm



Figura 7: *Izquierda*: variación de la densidad de flujo durante el evento SOL2003-11-04T19:45, rojo, 405 GHz, azul, 212 GHz. *Derecha*: dos espectros tomados en instantes diferentes mostrando la componente por encima de 200 GHz diferenciada de las frecuencias más bajas.

continua diferente a la observada en microondas observada en varios eventos es aún materia de investigación (Fig. 7, Kaufmann et al., 2004). El origen es especulado en Krucker et al. (2013) e incluye, además de bremsstrahlung térmico y síncrotron de electrones ultrarelativísticos, síncrotron de positrones producidos durante reacciones nucleares y otras causas más exóticas. A pesar de más de 20 años de la primera detección de un "evento THz", la instrumentación todavía no permite llegar a una conclusión firme porque la respuesta a la incógnita sólo se logrará por medio de observaciones simultáneas en frecuencias mayores incluyendo polarización e imágenes.

#### 2.2. Líneas espectrales

Observaciones de líneas espectrales desde el IR Medio hasta el subm<br/>m son muy escasas aunque su potencial es muy grande. Hewagama et al. (1993) usaron un espectropolarímetro de alta resolución espectral y un detector IR de 128 × 128 pixeles para observar el efecto Zeeman de la línea de Mg I 12.318 µm. Aplicando un modelo NLTE para calcular la tranferencia radiativa de los parámetros de Stokes, I, Q, U y V, mostraron que el perfil de la línea no es afectado por la saturación y por lo tanto se puede obtener el campo magnético vectorial con alta confiabilidad incluso para intensidades muy grandes.

También se han estudiado muy poco las líneas espectrales del submm con la única excepción de los trabajos de Clark et al. (2000b,a) quienes aprovecharon las pocas oportunidades en que el JCMT observó el Sol en la década de 1980, en 337  $\mu$ m (888 GHz) y 453  $\mu$ m (662 GHz). En el primer artículo, estos autores muestran claramente la línea de H I en absorción con un efecto de abrillantamiento al limbo y mezclada con una posible línea de Mg I. En el segundo artículo, la línea es sólo observada próxima al limbo. Estudios espectrales en el submm permitirán establecer con mayor precisión la escala de temperatura en la cromosfera y región de transición, mientras que los perfiles pueden ser usados para estudiar la turbulencia, el flujo y la densidad del plasma (Wedemeyer et al., 2016).

#### 3. Instrumentación: presente y futuro

A lo largo de este artículo va hemos mencionado la mayoría de los instrumentos en funcionamiento para los rangos del IR Medio al submm, casi todos operados por el CRAAM en cooperación con instituciones argentinas como CASLEO y OAFA: las cámaras AR30T (OAFA) y SP30T (São Paulo), y el SST (CASLEO) al que podemos agregar como instrumento auxiliar el polarímetro Polarization Emission of the Millimeter Activity at the Sun (POEMAS) (en el CASLEO, Valio et al., 2013) que observa en 3.3 y 6.6 mm (90 y 45 GHz, respectivamente). No hav otros instrumentos dedicados al Sol en esta banda de frecuencias. Eventuales observaciones han sido realizadas con el JCMT, como hemos dado cuenta. Ya en el borde del submm (3.2 y 2.2 mm) con el telescopio ruso RT-7.5 (Tsap et al., 2018), y en 2.6 y 3.5 mm con la gran antena de 45 m de apertura de Nobeyama (Iwai & Shimojo, 2015). El interferómetro ALMA tiene como uno de sus use cases observaciones solares. Su uso, sin embargo, ha mostrado que es adecuado principalmente para analizar las estructuras atmosféricas del Sol calmo y quiescente con gran detalle. La metodología de observación, que precisa de calibraciones con duración de algunos minutos a cada 10 minutos aproximadamente, lo hace poco útil para la detección de las oscilaciones fotosféricas de 3–5 minutos (ver las conclusiones de Tarr et al., 2023, por ejemplo), mucho menos para fulguraciones cuyo carácter espaciotemporal es aleatorio. Se suma a estos inconvenientes, la baja oferta de tiempo para observaciones solares (en 2022 sólo un proyecto fue aprobado), limitación de recursos (polarización lineal unicamente, pocas bandas espectrales) y la imposibilidad de observaciones simultáneas en varias frecuencias del continuo, lo que limita la obtención de espectros confiables (ver, por ejemplo, Rodger et al., 2019, quienes analizan una erupción de plasma). Curiosamente, ALMA ha inaugurado, serendípicamente, la observación submm de fulguraciones estelares (MacGregor et al., 2018, 2020).

En enero de 2023 el High Altitude THz Solar photometer (HATS, Giménez de Castro et al., 2020a) fue integrado en su lugar de instalación la Estación Carlos U. Cesco del OAFA (Fig. 8), y pasó satisfactoriamente los tests de funcionamiento. HATS cuenta con un detector centrado en la longitud de onda de  $20 \ \mu m$  (15 THz) en el foco primario de un telecopio de montura ecuatorial con 45 cm de apertura y un haz de de gran tamaño para observar el Sol entero. La figura 8 presenta las primeras barrida no calibradas sobre el Sol, que para todos los efectos representan el perfil del haz (el Sol es mucho menor que el haz) y demuestran la calidad de la óptica que no genera deformaciones en la imagen. En este momento el telescopio entró en la fase de comisionamiento mientras realiza las primeras observaciones solares en esta frecuencia todavía inex-



Figura 8: Arriba: HATS durante la etapa de integración y tests en enero de 2023. Abajo: Perfiles solares obtenidos por barridas en las direcciones de ascención recta (*izquierda*) y declinación (*derecha*). Primeras observaciones no-calibradas de HATS.

plorada.

El proyecto binacional argentino-brasilero *Large Latin American Millimeter Array* (LLAMA, Lepine et al., 2020; Arnal et al., 2017) tendrá capacidad de realizar observaciones solares en diferentes bandas de frecuencias simultáneamente, una característica especialmente diseñada para capturar eventos transientes solares, convirtiéndolo en un instrumento único en el submm. Su construcción, largamente demorada, ha ganado fuerte impulso y se espera que para 2024/2025 comience la etapa de comisionamiento y primeras observaciones científicas.

Por último, el SST, único telescopio solar submm en el mundo, debe pasar por una reforma integral que lo tornará más sensible cambiando las frecuencias de observacion a las más adecuadas para el sitio y aumentando el tamaño del reflector primario, contará con polarización circular y un espectrómetro. El SST *next generation* se encuentra ahora en la etapa de diseño, esperamos contar con financiamiento en los próximos años para comenzar su construccion.

#### 4. A modo de conclusión

El rango espectral que abarca desde el IR Medio al submm, es decir de 5 a 1000  $\mu$ m, ha sido muy poco explorado. Aumentar la cobertura espectral, contar con medidas de polarización circular y de líneas espectrales con instrumentos dedicados exclusivamente al Sol mejorará los diagnósticos y nuestra comprensión de los procesos cromosféricos. Argentina dispone en la actualidad de instrumentos únicos a los que se le sumarán en

el futuro próximo otros más, con los que puede realizar aportes significativos en el área. AR30T, por ejemplo, ha demostrado capacidad de observar eventos muy débiles, lo que abre perspectivas de colaboración con otros instrumentos (por ejemplo, análisis conjuntos con el Spectrometer Telescope for Imaging X-rays (STIX), detector de rayos-x a bordo del Solar Orbiter) y contar con una estadística mayor de casos. Por otro lado, la excelente correlación entre 10  $\mu$ m, luz blanca y el continuo UV, puede convertir al IR Medio en un proxy de las últimas dos usando instrumentos en tierra.

Los rectángulos coloreados de la Fig. 2 muestran el rango de alturas aproximado de las observaciones de los diferentes instrumentos para un modelo de Sol calmo. Como se puede ver, la región del IR Lejano que permitiría observar la tarnsición entre fotosfera y cromosfera, sigue estando despoblada de instrumentos. La comunidad solar internacional debería hacer un esfuerzo por colocar un instrumento para esta banda a bordo de un satélite o estación espacial. Infelizmente, varios intentos anteriores, que vienen desde la década de 1980\* no consiguieron financiamiento. Creemos que esta es la hora de completar el espectro solar con observaciones que nos han de llenar de nuevas informaciones y preguntas.

Agradecimientos: Agradezco a la Asociación Argentina de Astronomía, en particular al Comité Científico de la 64ta reunión, por la gentil invitación a dar una charla invitada. Agradezco además a la FAPESP, CAPES, Mackpesquisa y CNPq de Brasil y al CO-NICET y la Universidad Nacional de San Juan de Argentina por el apoyo financiero y humano recibido para realizar las investigaciones cuyos resultados se presentan aquí. Especial agradecimiento a Lucas Tarr (NSO, USA) que cedió la figura 6. Por último, agradezco a mis colegas del CRAAM en Brasil y del IAFE en Argentina que no están incluidos en la lista de autores, porque sin su colaboración de más de 20 años, este artículo no habría jamás existido.

#### Referencias

Alissandrakis C.E., et al., 2017, A&A, 605, A78

- Arnal E.M., et al., 2017, Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series, Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series, vol. 49, 53-53
- Avrett E.H., Fontenla J.M., Loeser R., 1994, In: Infrared Solar Physics, vol. 154, 35–47
- Cassiano M.M., et al., 2010, Solar Phys., 264, 71 Cauzzi G., et al., 2009, A&A, 503, 577

- Clark T.A., Naylor D.A., Davis G.R., 2000a, A&A, 357, 757
- Clark T.A., Naylor D.A., Davis G.R., 2000b, A&A, 361, L60 Deming D., et al., 1994, D.M. Rabin, J.T. Jefferies, C. Lind-
- sey (Eds.), Infrared Solar Physics, vol. 154, 379
- Giménez de Castro C.G., et al., 1999, A&AS, 140, 373
- Giménez de Castro C.G., et al., 2009, A&A, 507, 433
- Giménez de Castro C.G., et al., 2018, Space Weather, 16, 1261
- Giménez de Castro C.G., et al., 2020a, Solar Phys., 295, 56
- Giménez de Castro C.G., et al., 2020b, ApJ, 902, 136
- Hewagama T., et al., 1993, ApJS, 86, 313
- Iwai K., Shimojo M., 2015, ApJ, 804, 48 Jefferies J.T., 1994, D.M. Rabin, J.T. Jefferies, C. Lindsey (Eds.). Infrared Solar Physics, vol. 154, 1
- Kaufmann P., et al., 2002, ApJ, 574, 1059
- Kaufmann P., et al., 2004, ApJL, 603, L121
- Kaufmann P., et al., 2008, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 7012
- Kaufmann P., et al., 2009, Solar Phys., 255, 131
- Kaufmann P., et al., 2013, ApJ, 768, 134
- Kaufmann P., et al., 2016, AAS/Solar Physics Division Meeting, AAS/Solar Physics Division Meeting, vol. 47, 6.11
- Kobelski A.R., et al., 2022, ApJS, 261, 15
- Krucker S., et al., 2013, A&A Rv, 21, 58
- Kudaka A.S., et al., 2015, Solar Phys., 290, 2373
- Lüthi T., Lüdi A., Magun A., 2004, A&A, 420, 361
- Lepine J., et al., 2020, BAAA, 61C, 91
- Lindsey C., Kopp G., 1995, ApJ, 453, 517
- Lindsey C., et al., 1990, ApJ, 350, 475
- Lindsey C., et al., 1995, ApJ, 453, 511
- López F.M., et al., 2022, A&A, 657, A51
- Loukitcheva M.A., et al., 2017, ApJ, 850, 35
- MacGregor A.M., Osten R.A., Hughes A.M., 2020, ApJ, 891, 80
- MacGregor M.A., et al., 2018, ApJL, 855, L2
- Machado M.E., et al., 1980, ApJ, 242, 336
- Marcon R., et al., 2008, PASP, 120, 16
- Menezes F., et al., 2021, ApJ, 910, 77
- Menezes F., et al., 2022, MNRAS, 511, 877
- Molnar M.E., et al., 2019, ApJ, 881, 99
- Patsourakos S., et al., 2020, A&A, 634, A86
- Penn M., et al., 2016, ApJL, 819, L30
- Pick M., Vilmer N., 2008, A&A Rv, 6-+
- Raulin J.P., et al., 2003, ApJ, 592, 580
- Rodger A.S., et al., 2019, ApJ, 875, 163
- Silva A.V.R., et al., 2005, Solar Phys., 227, 265
- Simões P.J.A., et al., 2017, A&A, 605, A125
- Tarr L.A., et al., 2023, Front. Astron. Space Sci., 9, 978405
- Trottet G., et al., 2008, ApJ, 678, 509
- Trottet G., et al., 2015, Solar Phys., 290, 2809
- Tsap Y.T., et al., 2018, Solar Phys., 293, 50
- Valio A., et al., 2013, Solar Phys., 283, 651
- Valle Silva J.F., et al., 2021, MNRAS, 500, 1964
- Vernazza J.E., Avrett E.H., Loeser R., 1981, ApJS, 45, 635
- Wedemeyer S., et al., 2016, SSRv, 200, 1
- White S.M., et al., 2017, Solar Phys., 292, 88

<sup>&</sup>lt;sup>\*</sup>Una versión preliminar del Satélite de Aplicaciones Científicas B, (SAC-B), de la Comisión Nacional de Aplicaciones Espaciales, contemplaba un telescopio solar para el IR.

## Reconstrucción tridimensional de la velocidad del viento solar mediante tomografía Lyman- $\alpha$

F.A. Nuevo<sup>1,2</sup>, A.M. Vásquez<sup>1,3</sup>, F. Frassati<sup>4</sup>, A. Bemporad<sup>4</sup>, R.A. Frazin<sup>5</sup>, M. Romoli<sup>6</sup>, N. Sachdeva<sup>5</sup> & W. Manchester  $\mathrm{IV}^5$ 

<sup>1</sup> Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina

<sup>2</sup> Ciclo Básico Común, UBA, Argentina

<sup>3</sup> Departamento de Ciencia y Tecnología, UNTREF, Argentina

- <sup>4</sup> Osservatorio Astrofisico di Torino, INAF, Italia
- <sup>5</sup> Department of Climate and Space Sciences and Engineering, University of Michigan, EE.UU.

<sup>6</sup> Dipartimento di Fisica e Astronomia, UniFI, Italia

Contacto / federico@iafe.uba.ar

**Resumen** / La determinación de la estructura termodinámica tridimensional (3D) de la corona solar por medios observacionales es de gran importancia para avanzar en la comprensión de los mecanismos físicos responsables del calentamiento coronal, así como para el desarrollo de modelos magnetohidrodinámicos (MHD) globales de la corona. Orientada a este fin, la tomografía solar rotacional utiliza series temporales de imágenes de la corona solar en luz visible (LV) y extremo ultravioleta, para determinar la distribución 3D de la densidad y temperatura electrónica de la corona solar. En este trabajo presentamos una nueva técnica tomográfica que, basada en imágenes coronales en Lyman- $\alpha$  y LV, permite la reconstrucción 3D del factor de atenuación Doppler Lyman- $\alpha$ . Este resultado, en combinación con un modelo global del campo magnético, permite reconstruir la distribución 3D de la velocidad del viento solar. El coronógrafo Metis a bordo de la misión espacial *Solar Orbiter*, que recientemente entró en operación, toma imágenes en ambos rangos espectrales, lo que permitirá aplicar la técnica por primera vez. Presentamos la metodología y resultados preliminares basados en simulaciones numéricas.

**Abstract** / Determination of the three-dimensional (3D) thermodynamic structure of the solar corona by observational means is of great importance to advance the understanding of the physical mechanisms responsible for coronal heating, as well as for the development of global magnetohydrodynamic (MHD) models of the corona. Oriented to this end, solar rotational tomography makes use of time series of images of the solar corona in visible light (VL) and in extreme ultraviolet, to determine the 3D distribution of the electron density and temperature of the solar corona. In this work we present a new tomographic technique that, based on coronal images in Lyman- $\alpha$  and VL, allows 3D reconstruction of the Lyman- $\alpha$  Doppler dimming term. In combination with a global model of the magnetic field, this allows 3D reconstruction of the solar wind speed. The recently operational Metis coronagraph, aboard the Solar Orbiter space mission, takes images in both spectral ranges, which will allow to apply the technique for the first time. We describe the methodology and present preliminary results based on numerical simulations.

Keywords / Sun: corona — Sun: fundamental parameters — Sun: magnetic fields — solar wind

#### 1. Introducción

La técnica de tomografía solar rotacional utiliza series temporales de imágenes de la corona solar, en distintos rangos espectrales, para determinar la distribución 3D de variables termodinámicas del plasma coronal. La emisión coronal en luz visible (LV) se debe a dispersión Thomson de la radiación fotosférica por parte de los electrones coronales. Así, la utilización de imágenes LV permite la reconstrucción tomográfica de la distribución 3D de la densidad electrónica coronal (Frazin & Janzen, 2002). La emisividad coronal en extremo ultravioleta (EUV) es formada por líneas espectrales de sus iones pesados excitados colisionalmente por electrones coronales. Así, la utilización de imágenes EUV permite la reconstrucción tomográfica de la distribución 3D de la densidad y temperatura electrónica coronal (Vásquez, 2016).

La emisividad coronal UV en la línea Lyman- $\alpha$  se debe a excitación radiativa de sus átomos de hidrógeno neutro coronales por la radiación cromosférica. Así, esta radiación coronal es un diagnóstico indirecto de la velocidad del viento solar que, por efecto Doppler, afecta sensiblemente la tasa de excitación radiativa de los átomos de hidrógeno coronales (Vásquez et al., 2003; Bemporad et al., 2021). En este trabajo presentamos en forma original una técnica tomográfica que, basada en imágenes coronales en Lyman- $\alpha$  y LV, permite la reconstrucción 3D del denominado factor de atenuación Doppler Lyman- $\alpha$ . Este resultado, en combinación con un modelo global del campo magnético, permite reconstruir la distribución 3D del campo de velocidad del viento solar.

El coronógrafo Metis, a bordo de la nave Solar Orbiter (SolO), toma imágenes en LV y Lyman- $\alpha$ . Su campo de visión varía en función de la posición de SolO a lo largo de su órbita altamente excéntrica. Vásquez et al. (2022) estudiaron la posibilidad de realizar tomografía LV con dicho instrumento. Usando la información orbital de la nave y simulaciones de un modelo MHD estacionario calcularon series temporales de imágenes sintéticas en LV que luego fueron utilizadas para realizar reconstrucciones tomográficas de la densidad electrónica. En aquel trabajo se exploraron condiciones extremas de la geometría de observación, a fin de analizar las limitaciones que la compleja órbita de SolO (excéntrica y de latitud variable) imponen para la realización de tomografía. En este trabajo se aplica la misma estrategia para explorar la aplicación de la nueva técnica a imágenes LV y Lyman- $\alpha$  de Metis.

#### 2. Método

#### 2.1. Tomografía Lyman- $\alpha$

La intensidad coronal Lyman- $\alpha$ , I [erg s<sup>-1</sup> cm<sup>-2</sup> sr<sup>-1</sup>], puede aproximarse por (Vásquez et al., 2003):

$$I = \frac{h\nu_0}{4\pi} B_{12} \int_{\text{LDV}} dx \, N_{\text{H}}(x) \, \Gamma(r(x)) \, D(v_r(x)), \qquad (1)$$

donde x mide la distancia a lo largo de la línea de visión (LDV), h es la constante de Plank,  $\nu_0$  es la frecuencia central de la línea Lyman- $\alpha$ ,  $B_{12} \, [{\rm erg}^{-1} \, {\rm s}^{-1} \, {\rm cm}^2]$  es el coeficiente de absorción de Einstein de la transición,  $N_{\rm H}$  es la densidad de Hidrógeno neutro,  $\Gamma(r) \equiv (1/2) \left[1 - \sqrt{1 - (R_{\odot}/r)^2}\right]$  es el factor de dilución geométrico y  $D(v_r)$  es el coeficiente de atenuación Doppler, dependiente de la velocidad radial,  $v_r$ , del viento solar.

Definiendo  $I' \equiv I/(B_{12}h\nu_0/4\pi)$  y  $D_{\rm H} \equiv N_{\rm H} D(v_r)$  obtenemos:

$$I' = \int_{\rm LDV} dx \, \Gamma(r(x)) \, D_{\rm H}(x). \tag{2}$$

Discretizando el volumen coronal en una malla computacional esférica, la Ec. (2) permite plantear un problema tomográfico de inversión lineal en donde las intensidades medidas y la geometría de observación son conocidas y la incognita a resolver es la cantidad  $D_{\rm H}$ . Especificamente cada píxel de una imágen Lyman- $\alpha$  provee un valor de I', mientras que su *header* permite el cálculo del factor puramente geométrico  $dx \Gamma(r(x))$  a lo largo de la respectiva LDV. Aplicando técnicas estándard de inversión tomográfica (Vásquez et al., 2022), se determina la distribución 3D de la cantidad  $D_{\rm H}$ .

#### 2.2. Reconstrucción de $v_r$

Utilizando tomografía en LV podemos reconstruir la densidad electrónica  $(N_{\rm e})$  y obtener la densidad de Hidrógeno neutro aproximando  $N_{\rm H} \approx 0.83 R(T_{\rm e}) N_{\rm e}$  (Bemporad et al., 2021), donde se asume una abundancia de Helio de 10%.  $R(T_{\rm e}) \equiv N_{\rm H}/N_{\rm p}$  es el cociente entre la densidad de Hidrógeno neutro y ionizado, dependiente de la temperatura electrónica  $(T_{\rm e})$ . Este se puede obtener a partir de la base atómica y modelo de emisividad CHIANTI (Del Zanna et al., 2021).

Con las reconstrucciones 3D de  $D_{\rm H}$  y  $N_{\rm H}$  en cada celda tomográfica, es posible calcular la distribución 3D del factor de atenuación Doppler

$$D = D_{\rm H} / N_{\rm H} \approx D_{\rm H} / (0.83 \, R(T_{\rm e}) \, N_{\rm e}).$$
 (3)

El factor de atenuación Doppler puede escribirse como una integral en frecuencia del perfil de emisión cromosférico por el perfil de absorción del Hidrógeno neutro. Asumiendo una expresión gaussiana para ambos perfiles se puede aproximar (Bemporad et al., 2021)

$$D(v_r) = \frac{I_0 \lambda_0 / \sqrt{\pi}}{\sqrt{\sigma_{\text{disk}}^2 + \sigma_{\text{cor}}^2}} \exp\left[-\frac{v_r^2}{(\sigma_{\text{disk}}^2 + \sigma_{\text{cor}}^2)}\right], \quad (4)$$

donde  $\lambda_0$  es la longitud de onda central de la línea Lyman- $\alpha,~I_0~[{\rm erg\,s^{-1}\,cm^{-2}\,sr^{-1}}]$  es la intensidad total del perfil cromosférico,  $\sigma_{\rm disk}~[{\rm km\,s^{-1}}]$  es su ancho1/e y $\sigma_{\rm cor}~[{\rm km\,s^{-1}}]$  es el ancho1/e del perfil de absorción. Asumiendo un ensanchamiento espectral puramente térmico se puede aproximar

$$\sigma_{\rm cor} = \sqrt{(\cos\beta)V_{\rm th\parallel}^2 + (\sin\beta V_{\rm th\perp})^2},\tag{5}$$

donde  $V_{\text{th}\parallel}$  y  $V_{\text{th}\perp}$  son la velocidad térmica paralela y perpendicular del Hidrógeno y  $\beta \equiv \cos^{-1}(B_r/B)$  es el ángulo entre el campo magnético radial y el campo total. La Ec. (4) permite despejar  $v_r$  como función de D,

$$v_r = \sqrt{\sigma_{\rm disk}^2 + \sigma_{\rm cor}^2} \sqrt{\ln\left(\frac{I_0\lambda_0/\sqrt{\pi}}{\sqrt{\sigma_{\rm disk}^2 + \sigma_{\rm cor}^2}} \frac{1}{D}\right)}, \quad (6)$$

que da valores reales bajo la condición:

$$D \le \frac{I_0 \lambda_0 / \sqrt{\pi}}{\sqrt{\sigma_{\rm disk}^2 + \sigma_{\rm cor}^2}} \,. \tag{7}$$

Utilizando la Ec. (6) y la reconstrucción de D se reconstruye la distribución 3D de la componente radial del campo de velocidad del viento solar.

#### 3. Resultados y discusión

Calculamos imágenes sintéticas de Metis/SolO en LV y Lyman- $\alpha$  a partir de una simulación correspondiente a la rotación Carrington (CR) 2082 (correspondiente a mínimo solar), mediante el modelo MHD 3D Alfvén Wave Solar Model (AWSOM; van der Holst et al. 2014). Ambas series temporales se simulan desde la posición de perihelio de SolO, para el cual el campo de visión de Metis resulta ser  $2.3 - 3.2 R_{\odot}$  (Vásquez et al., 2022).

Las imágenes en LV se utilizaron para la reconstrucción tomográfica de la densidad electrónica, como se muestra en la Fig. 8 de Vásquez et al. (2022). Las imágenes Ly- $\alpha$  se utilizaron para la reconstrucción tomográfica de  $D_{\rm H}$ . La Fig. 1 muestra una comparación de de la cantidad  $D_{\rm H}$  de la simulación utilizada para hacer las imágenes sintéticas y su reconstrucción tomográfica.

Combinando la reconstrucción tomográfica de  $D_{\rm H}$ y  $N_{\rm e}$  se determina la distribución 3D de la atenuación Doppler D a partir de la Ec. (4), y de la componente radial de la velocidad del viento  $v_r$  a partir de la Ec. (6). La Fig. 2 muestra una comparación de  $v_r$  entre la simulación y su reconstrucción. Las celdas en color negro representan regiones no reconstruidas donde no se cumple la condición dada por la Ec. (7). Esto ocurre en Nuevo et al.



Figura 1: Comparación de  $D_{\rm H}$  de la simulación del período CR 2082 (paneles superiores) y su reconstrucción tomográfica (paneles inferiores). Se muestran mapas a las alturas de  $2.45 \, \rm R_{\odot}$  (izquierda) y  $3.15 \, \rm R_{\odot}$  (derecha).



Figura 2: Comparación de  $v_r$  entre la simulación (*paneles superiores*) y su reconstrucción combinando tomografía VL y Lyman- $\alpha$  (*paneles inferiores*). Se muestran mapas a las alturas de 2.45 R<sub> $\odot$ </sub> (*izquierda*) y 3.15 R<sub> $\odot$ </sub> (*derecha*). Las celdas negras indican regiones no reconstruidas, donde no se cumple la condición dada por la Ec. (7).

celdas donde el valor del factor de atenuación Doppler D reconstruido sobreestima el valor simulado, en zonas de velocidad baja. A pesar de que algunas regiones no pueden reconstruirse, es posible reconstruir la transición entre las componentes lenta y rápida del viento solar.

En un próximo artículo *in extenso* incluiremos experimentos correspondientes a otros segmentos orbitales de SolO y a condiciones coronales de máximo solar.

#### Referencias

Bemporad A., et al., 2021, A&A, 654, A58

Del Žanna G., et al., 2021, ApJ, 909, 38

Frazin R.A., Janzen P., 2002, ApJ, 570, 408

- van der Holst B., et al., 2014, ApJ, 782, 81
- Vásquez A.M., 2016, Adv. Space Res., 57, 1286
- Vásquez A.M., van Ballegooijen A.A., Raymond J.C., 2003, ApJ, 598, 1361
- Vásquez A.M., et al., 2022, Solar Phys., 297, 120

## Análisis fenomenológico de las perturbaciones en el viento solar que originan subtormentas aisladas

H. Berezin<sup>1,2,3</sup>, M.F. Montero<sup>2,3</sup>, P.A. Sallago<sup>2</sup> & C.M. Giordano<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

<sup>2</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>3</sup> Universidad Tecnológica Nacional, Argentina

Contacto / hilario@fcaglp.unlp.edu.ar

**Resumen** / Las eyecciones de masa coronal (CMEs por sus siglas en inglés) son una de las principales fuentes de variabilidad de fenómenos en el espacio vecino a la Tierra y de otros planetas. Dichas eyecciones están relacionadas con flares, erupciones de filamentos y ondas de choque que producen partículas energéticas solares. Las CMEs geoefectivas producen lo que se denominan tormentas geomagnéticas, las cuales pueden contener subtormentas. Sin embargo, las no geoefectivas podrían generar una perturbación en el viento solar, por ejemplo por el paso de su onda de choque, desencadenando una subtormenta. Hasta el momento, hemos estudiado substormentas aisladas que no forman parte de una tormenta geomagnética. En el presente trabajo analizamos las características de las perturbaciones del viento solar que dan lugar al desarrollo de subtormentas aisladas en casos que ocurrieron durante enero y febrero de 2018. Los primeros resultados indican que el fenómeno desencadenante de estas subtormentas son en un 80% discontinuidades de tipo Alfvén. El caso restante podría tratarse de una onda de choque Slow-Forward (SF).

**Abstract** / The most important sources of variability of phenomena in the space neighboring the Earth and other planets are coronal mass ejections (CMEs). Such ejections are related to flares, filament eruptions and shock waves that produce energetic solar particles. Geoeffective CMEs produce the so called geomagnetic storms, the latter can contain substorms. However, non-geoeffective ones could generate a disturbance in the solar wind, for example by the passage of its shock wave, triggering a substorm. So far, isolated substorms (the ones that are not part of a geomagnetic storm) were studied in an earlier work. In the present paper the characteristics of solar wind disturbances that give rise to the development of isolated substorms are analyzed. These perturbations had happened during January and February 2018. The first results indicate that the triggering phenomenon of these substorms are 80 % Alfvén-type discontinuities. The remaining one could be a Slow-Forward (SF) shock wave.

Keywords / magnetohydrodynamics (MHD) — magnetic fields — solar-terrestrial relations — solar wind

#### 1. Introducción

Entre las diferentes interacciones Sol-Tierra tenemos la que se dan a través del campo magnético terrestre (CMT) y el viento solar. Producto de esta interacción es que se dan fenómenos como las subtormentas geomagnéticas, las cuales generan perturbaciones en el CMT que pueden durar entre 1 y 4 horas (Akasofu, 2017). Las mayores perturbaciones que se generan debido a este fenómeno tienen lugar en las regiones aurorales terrestres, llegando a producir una variación de hasta 3000 nT en la componente horizontal del campo magnético, registrada en las estaciones en tierra. En trabajos previos hemos estudiado la correlación entre la energía entrante al CMT y la intensidad de las subtormentas aisladas a través de las llamadas funciones de acoplamiento (Berezin H., 2021). En este trabajo hemos estudiado subtormentas pertenecientes a enero y febrero de 2018 que estén precedidas por valores de la función de acoplamiento  $\epsilon$  mayores a 250 GW. Con el objetivo de inferir el fenómeno que genera la perturbación en el viento solar, que da origen a este grupo de subtormentas, analizamos los parámetros del mismo (velocidad, densidad número, temperatura y campo magnético interplanetario (CMI)) en el sistema de referencia GSM \*. Dichos parámetros fueron medidos en L1 (satélites ACE, WIND y DSCOVR). Nótese que OMNIWEB traslada temporalmente algunos de estos parámetros a la Bow Shock Nose (BSN) \*\*. En la sección 2 analizamos los eventos seleccionados y en la sección 3 presentamos las conclusiones donde se discute que tipos de perturbaciones dan origen a estas subtormentas.

#### 2. Selección de eventos y análisis

Los catálogos de subtormentas que hemos utilizado para este trabajo están realizados, bajo cinco criterios diferentes<sup>\*\*\*</sup>. Debido a la extensión temporal de los listados, sólo tres de los cinco cubren el período de tiempo estudiado. Estos son los generados bajo los criterios complementarios de Newell & Gjerloev (2011), Forsyth et al. (2015) y Ohtani & Gjerloev (2020), los cuales intentan identificar el inicio de la fase de expansión a partir

<sup>\*</sup>https://sscweb.gsfc.nasa.gov/users\_guide/ Appendix\_C.shtml

<sup>\*\*</sup>https://omniweb.gsfc.nasa.gov/

<sup>\*\*\*</sup>https://supermag.jhuapl.edu/

Análisis fenomenológico de las perturbaciones en el viento solar

| Evento   | HS[TU] L1 | HS[TU] BSN | Datos   |
|----------|-----------|------------|---------|
| 21/01/18 | -         | 08:10      | OMNIWEB |
| 21/01/18 | 22:56     | -          | ACE     |
| 31/01/18 | 10:30     | -          | WIND    |
| 09/02/18 | 02:30     | -          | WIND    |
| 16/02/18 | -         | 23:31      | OMNIWEB |
| 24/02/18 | 19:50     | -          | ACE     |

Tabla 1: Datos de los eventos registrados en L1 sin procesar y en la BSN procesados por OMNIWEB.

del índice SML. Para este trabajo hemos seleccionado los eventos que estén simultáneamente en la intersección de los tres criterios. Además, tomamos en cuenta que fueran días quietos y con un índice de actividad geomagnética Kp < 3, datos que pueden obtenerse de https://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/. Como se mencionó anteriormente, el  $\epsilon$  de Akasofu supera los 250 GW para los eventos seleccionados. En la tabla 1 se enumeran los eventos estudiados y sus respectivos tiempos de inicio característicos. Notar que aparecen los datos de los eventos donde se observa la perturbación en el satélite, en L1 sin procesar o en la BSN procesados por Omniweb.

En el primer evento del 21 de enero (Figura 1), cerca de las 8:10 hs TU en la BSN (8.16 hs), podemos ver un aumento de la componente x de la velocidad y una disminución de la temperatura de los protones, lo cual es un comportamiento típico de una onda de choque Slow-Forward (Priest (2000)).

En lo que sigue del análisis, a pesar de tener intervalos con datos faltantes, hemos podido interpretar que las demás perturbaciones se tratan de ondas de choque intermedias o de Alfvén. Nótese el comportamiento de |B| dependiente de si la perturbación es de pequeña amplitud o un paquete de ondas. En el segundo evento del 21 de enero (Figura 2), vemos que alrededor de las 22:56 hs TU en L1 (22.93 hs), hay un cambio en el sentido de las componentes x y z del CMI. El 31 de enero vemos en L1 (Figura 3), que cerca de las 10:30 hs TU (10.5 hs), hay una perturbación en las tres componentes del CMI. Si bien dos de las tres componentes cambian de signo en ese momento, la rotación del CMI más significativa se aprecia en la componente z. En el caso del evento del 9 de febrero (Figura 4) observamos que cerca de las 2:30 hs TU (2.5 hs), en los datos de WIND en L1, hay un cambio en el signo de la componente y del CMI. Además, puede verse una relación de proporcionalidad (Figura 5) entre la velocidad y la densidad número de protones al momento del paso de la perturbación con un coeficiente de correlación de Pearson de 0.6. Este último fue tomado entre las 2 y las 2.5 hs. En el evento del 16 de febrero (Figura 6) observamos una rotación del CMI proveniente de un cambio de signo en la componente ycerca de las 23:30 hs TU (23.5 hs). Por último, en el evento perteneciente al 24 de febrero (Figura 7) tenemos un cambio en la componente y del CMI cerca de las 19:50 hs TU en L1 (19.83 hs). Además, vemos una relación de proporcionalidad entre la componente x de la velocidad y la densidad número de protones (Figura 8), logrando un índice de correlación de Pearson de 0.72. Este último fue tomado entre las 19.82 y las 19.94 hs.



Figura 1: T y  $V_x$  de los protones. Perturbación a las 8.16 hs. Datos de WIND corridos a BSN.



Figura 2: Componentes de B. Perturbación a las 22.93 hs. Datos de ACE.



Figura 3: Componentes de B. Perturbación a las 10.5 hs. Datos de ACE.

#### 3. Conclusiones

Los eventos estudiados en este trabajo, pertenecientes a días geomagnéticamente quietos con Kp < 3, fueron analizados con el objetivo de inferir la naturaleza de las perturbaciones que dieron origen a las subtormentas. A partir de los parámetros del viento solar, pudimos obser-



Figura 4: Componentes de B. Perturbación a las 2.5 hs. Datos de ACE.



Figura 5:  $V_x$ y $N_p$  de los protones. Perturbación al<br/>rededor de las 2.5 hs. Datos de ACE.



Figura 6: Componentes de B. Perturbación a las 23.5 hs. Datos de WIND corridos a la BSN.

var que el 80 % de estos eventos fueron originados por ondas de Alfvén y solo uno, el cual pertenece al 21.01.18, fue producto de una onda de choque Slow-Forward en el viento solar. En trabajos a futuro estudiaremos los casos para  $\epsilon < 250~{\rm GW}.$ 



Figura 7: Componentes de B. Perturbación a las 19.83 hs. Datos de ACE.



Figura 8:  $V_x$  y  $N_p$  de los protones. Perturbación alrededor de las 19.83 hs. Datos de ACE.

Agradecimientos: Se agradece la lista de inicios de subtormentas identificada por la técnica SOPHIE (Forsyth et al., 2015), la lista de inicios de subtormentas identificada por la técnica de Newell y Gjerloev (Newell y Gjerloev, 2011), la lista inicios de subtormentas identificada por la técnica de Ohtani y Gjerloev (Ohtani y Gjerloev, 2020); y la colaboración de SuperMAG (Gjerloev et al. 2012). Además, se agradece a ACE, OMNIWEB, WIND, DISCVR por el acceso a sus datos.

#### Referencias

- Akasofu S.I., 2017, SSRv, 212, 341
- Berezin H., 2021, Tesis de grado. Universidad Nacional de La Plata, http://sedici.unlp.edu.ar/handle/10915/116651
- Forsyth C., et al., 2015, J. Geophys. Res. Space Phys., 120, 10,592
- Newell P.T., Gjerloev J.W., 2011, J. Geophys. Res. Space Phys., 116
- Ohtani S., Gjerloev J.W., 2020, J. Geophys. Res. Space Phys., 125
- Priest E.R., 2000, Solar Magnetohydrodynamics, Springer

## Seguimiento en la heliosfera interna de la morfología de una eyección coronal de masa dirigida hacia la Tierra

F. Manini<sup>1,2</sup>, H. Cremades<sup>1,2</sup> & F.M. López<sup>1,2</sup>

Grupo de Estudios en Heliofísica de Mendoza, Facultad de Ingeniería, Universidad de Mendoza, Argentina
 <sup>2</sup> Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

Contacto / franco.manini@um.edu.ar

**Resumen** / El estudio morfológico de fenómenos eruptivos como las eyecciones coronales de masa (ECM) desde su inicio en la baja corona solar y durante su propagación en el medio interplanetario, resulta fundamental para caracterizarlos, ya que pueden afectar al entorno terrestre. En este trabajo, presentamos el análisis de una ECM dirigida hacia la Tierra ocurrida el día 3 de abril de 2010. La evolución del evento en la corona solar fue estudiada mediante imágenes de los coronógrafos de luz blanca LASCO C2 y SECCHI COR1 y COR2 a bordo de las misiones *Solar and Heliospheric Observatory* (SoHO) y *Solar-Terrestrial Relations Observatory* (STEREO). La propagación de la contraparte interplanetaria (ECMI) en la heliosfera interna hasta su llegada a la Tierra fue analizada mediante datos de los telescopios HI1 y HI2 de la misión STEREO. Durante la misma, se estudió la evolución de parámetros morfológicos fundamentales mediante un modelo geométrico iterativo de ajuste manual. Los resultados de los ajustes son puestos en el contexto de trabajos disponibles en la literatura. Quedó en evidencia la deficiente capacidad del modelo empleado para representar apropiadamente la morfología de la ECM a grandes distancias, debido a que ésta presenta distorsiones significativas con respecto a la geometría del modelo.

**Abstract** / The morphological study of eruptive phenomena such as coronal mass ejections (CMEs), from their origins in the low solar corona, and throughout their propagation in the interplanetary medium, is fundamental to characterize those events, which can significantly alter the terrestrial environment. In this work we present the analysis of an Earth-directed CME, which took place on April 3, 2010. The evolution of the event in the solar corona was studied by means of white-light coronographic images from the LASCO C2 (aboard the *Solar and Heliospheric Observatory*; SoHO) and SECCHI COR1 and COR2 (aboard the *Solar-Terrestrial Relations Observatory*; STEREO) instruments. Its propagation in the inner heliosphere up to its arrival at Earth, was studied with data from the HI1 and HI2 telescopes from the STEREO mission. Throughout the propagation, different fundamental morphological parameters were measured, by means of an iterative geometrical model of manual fitting. The results of the fits were contrasted with those available in the literature. The conclusion is that this model is not suitable to represent the CME morphology at large distances due to the significant distortions with respect to the model geometry.

Keywords / Sun: coronal mass ejections (CMEs) — Sun: heliosphere — solar-terrestrial relations

#### 1. Descripción del evento

La evección coronal de masa (ECM) analizada se originó el día 3 de abril de 2010 en la región activa AR11059 (S25W03), asociada a un flare de GOES de clase B7.4. La ubicación privilegiada de las naves STEREO, aproximadamente en cuadratura con la línea Sol-Tierra para esta fecha, posibilitó seguir este evento desde su origen hasta su llegada a nuestro planeta. Desde la perspectiva de STEREO-A, el telescopio EUVI en 304 Å observa la erupción de una protuberancia al sur de la AR11059 (Fig. 1a) que comienza alrededor de las 09:00 TU. Desde la perspectiva terrestre, el filamento correspondiente se observa en H $\alpha$  sobre el disco el día anterior (Fig. 1b). La región activa se observa con una línea neutra con orientación mayormente N-S, aunque en el filamento en H $\alpha$ se puede discernir una tenue extensión curvada hacia el SE (ver recuadro en panel b).

El seguimiento de la evolución de la ECM desde su eyección en la baja corona solar hasta su llegada a la Tierra se realiza mediante los instrumentos de luz blanca a bordo de las naves STEREO. Hasta distancias de  $\sim 15$ radios solares (Rs) se utilizan los coronógrafos COR1 y COR2. Para seguir la ECM en su trayectoria por el medio interplanetario, se utilizaron los STEREO/SECCHI Heliospheric Imagers (HI, Eyles et al., 2009). Para esta fecha, HI2-B estuvo fuertemente afectado por altos niveles de ruido de fondo debido a la Vía Láctea, por lo que sus observaciones no pudieron ser consideradas.

El choque que viaja por delante de la ECMI (Fig.1e) llega a Tierra el día 05 de Abril a las 07:55 TU, siendo detectado por la nave ACE, y 4 horas más tarde llega el frente de la ECMI, la cual corresponde a una nube magnética según Richardson & Cane (2010) y el catálogo de ECMIs de Wind (Nieves-Chinchilla et al., 2018). La misma produjo una tormenta geomagnética moderada, con un índice DsT de -72 de acuerdo a Möstl et al. (2010) y Wood et al. (2011), y un valor final de -81 de acuerdo al World Data Center for Geomagnetism, Kyoto.

#### 2. Ajuste del modelo

Para estudiar la morfología de la ECM se utilizó la herramienta *Graduated Cylindrical Shell* (GCS; Thernisien et al., 2006). Este modelo geométrico representa la envoltura externa de una cuerda de flujo magnético como una estructura con forma de "croissant", con sección transversal circular y dos extremidades cónicas, cuyos vértices están anclados al centro del Sol. Los 6 parámetros resultantes de ajustar el modelo a distintas distancias del Sol se muestran en la Tabla 1. Algunos de los ajustes realizados sobre imágenes de luz blanca se muestran en la Fig. 1.

#### 3. Dirección de propagación

Inicialmente el filamento se eyecta hacia la Tierra, pero con una componente importante hacia el Sur (ver Fig.1 a, c, d, donde las imágenes están rotadas de forma tal que el norte se sitúa arriba). Los resultados del ajuste del modelo GCS (Tabla 1) indican que la ECM tiende a aproximarse a la eclíptica mientras se propaga en el campo visual de HI2 (ver "Lat" en Tabla 1). Por otro lado, el análisis indica que no habría una deflexión importante en longitud. Para este mismo evento, Rollett et al. (2012) encuentran a través de 2 métodos de cálculo que la longitud de propagación es de  $W3\pm 4^{\circ}$  según uno y E25 $\pm 10^{\circ}$  según el otro. En tanto Xie et al. (2012) usan el modelo de cuerda de flujo de Krall & St. Cyr (2006) y encuentran un valor de S23W3 para la dirección de propagación de este evento. Por su parte, los trabajos de Möstl et al. (2010) y Wood et al. (2011) encuentran la dirección de propagación en S27W0 y S16W2 respectivamente. Volpes & Bothmer (2015) reportan para este evento una latitud similar a nuestros valores iniciales, pero a diferencia de nuestro trabajo no encuentran una evolución hacia la eclíptica. Los autores además suponen un comportamiento autosimilar sin distorsiones. Sin embargo, en nuestro análisis encontramos un alto grado de distorsión y apartamiento con respecto a la figura ad hoc del GCS, lo que da lugar a dificultades para ajustar este modelo a las distancias cubiertas por HI2 (ver Fig.1 f).

#### 4. Análisis de la morfología

#### 4.1. Inclinación del eje de la cuerda de flujo

La región fuente muestra una orientación de la línea neutra mayormente vertical. Sin embargo, las reconstrucciones realizadas en la corona (ver Fig.1 c,d), principalmente acotadas por la vista de SOHO/LASCO C2, sugieren una inclinación (tilt en la Tabla 1) aproximadamente horizontal. Esto podría ser evidencia de rotación en la baja corona (antes reportada por Green et al., 2007; Vourlidas et al., 2011). Pero además, en este trabajo encontramos una inclinación aproximadamente horizontal para la extensión al SE del filamento en H $\alpha$ , que está de acuerdo con la inclinación que surge del ajuste del modelo GCS. Para este mismo evento, Martinić et al. (2022) determinaron el tilt de la ECMI asociada como de 'baja inclinación' encontrándolo acorde al de 10° por

Tabla 1: Parámetros resultantes del modelo GCS para imágenes sucesivas del evento. De izquierda a derecha: día y hora en TU, instrumentos utilizados, y los parámetros del modelo GCS: longitud Stonyhurst, latitud e inclinación (todas en grados), altura del ápex de la ECM (en Rs), relación de aspecto ( $\kappa$ ). La columna AW es el ancho angular axial en grados.

| Día/Hora | Instr   | Lon | Lat | Tilt | h    | $\kappa$ | AW |
|----------|---------|-----|-----|------|------|----------|----|
| 03/09:50 | COR1    | 26  | -25 | 20   | 3.4  | 0.28     | 33 |
| 03/10:24 | COR2-C2 | 23  | -26 | 20   | 5.6  | 0.35     | 41 |
| 03/11:24 | COR2-C2 | 23  | -26 | 20   | 10   | 0.35     | 41 |
| 03/15:29 | HI-1    | 23  | -24 | 20   | 32.5 | 0.42     | 50 |
| 03/16:49 | HI-1    | 23  | -23 | 20   | 38.5 | 0.48     | 57 |
| 03/20:49 | HI-1    | 23  | -22 | 20   | 56   | 0.50     | 60 |
| 03/22:49 | HI-1    | 23  | -22 | 20   | 65   | 0.50     | 60 |
| 04/00:49 | HI-1    | 23  | -22 | 20   | 77   | 0.50     | 60 |
| 04/14:09 | HI-2    | 23  | -20 | 0    | 140  | 0.40     | 47 |
| 04/20:09 | HI-2    | 23  | -15 | 0    | 153  | 0.35     | 41 |
| 05/04:09 | HI-2    | 23  | -12 | 0    | 177  | 0.35     | 41 |

ellos ajustado usando GCS. Xie et al. (2012) reportan que la línea neutra formaba un ángulo de  $80^{\circ}$  respecto a la horizontal (E-O), mientras que ajustando la ECM encuentran un tilt de  $-70^{\circ}$ . Wood et al. (2011) modelaron esta ECM considerando dos escenarios distintos, uno con tilt de  $10^{\circ}$  y otro de  $-80^{\circ}$ . Para este último también encuentran desacuerdo al intentar conciliar con imágenes de LASCO C2.

#### 4.2. Ancho angular

Dada la baja inclinación encontrada para esta cuerda de flujo, y el hecho de que a grandes distancias sólo se cuenta con la perspectiva de STEREO-A, la aplicación del modelo GCS permite estimar con mayor precisión la evolución del ancho angular en la dirección axial (ver Tabla 1). Este valor se determina como  $2\delta$ , donde  $\delta = \arcsin(\kappa)$ , siendo  $\kappa$  la relación de aspecto (Thernisien, 2011). En cuanto al ancho angular lateral, dado que no disponemos de una vista de la ECM favorable para acotar su valor durante su propagación, se lo consideró constante más allá del campo visual de los coronógrafos (siendo el parámetro  $\alpha = 20^{\circ}$ , que representa la mitad de la apertura de las extremidades cónicas). Además, la deformación de la ECM en las imágenes de HI dificulta la aplicación del modelo GCS, por lo que los valores obtenidos a partir del ajuste en imágenes de HI1 y HI2 tienen gran incertidumbre.

#### 4.3. Relación de aspecto

De acuerdo a Thernisien et al. (2006),  $\kappa$  puede definirse como el cociente entre el radio del tubo de la cuerda de flujo de sección transversal circular y su distancia al centro del Sol. Los valores obtenidos para este parámetro mediante la aplicación del modelo GCS pueden verse en la columna " $\kappa$ " de la Tabla 1. Martinić et al. (2022) reportan para este mismo evento una relación de aspecto de 0.35 para la ECM vista desde COR2, lo cual coincide con este trabajo. Mishra et al. (2020) por su parte, calculan a partir de las velocidades observadas *in situ*,

#### Manini et al.



Figura 1: Evolución de la ECM en luz blanca y el respectivo ajuste GCS. a) Imagen EUVI 304 Å de STEREO A. El rectángulo blanco indica la erupción de la prominencia. En linea a trazos verde se indica la ecliptica, a  $6.25^{\circ}$  del ecuador solar. b) Imagen en H $\alpha$  previa a la erupción mostrando el filamento (cortesía Observatoire de Paris-Meudon). Ajuste GCS aplicado sobre las imágenes de (c) LASCO C2, (d) COR2 A, (e) HI-1 A, donde se indica la onda de choque que puede observarse por delante del frente de onda. f) HI-2 A, donde se indica con una flecha roja la ubicación de la Tierra.

una relación de aspecto de 0.20, siendo casi la mitad de la obtenida por ellos con el modelo GCS a partir de observaciones de COR2 y HI.

#### 4.4. Sección transversal

La sección transversal de la cuerda de flujo se observa aproximadamente circular en las vistas de COR1 y COR2. En los campos visuales de HI-1 y HI-2 se deforma considerablemente, observándose su sección transversal más comprimida hacia el sur (Fig. 1 e,f). Wood et al. (2011) concluyen sobre esta ECM que no puede ser de sección transversal circular, sino que debe ser elíptica desde el comienzo. De acuerdo a nuestro análisis, a alturas coronales la sección transversal sí se observa circular, tornándose más elíptica y distorsionada a medida que el evento se propaga por el medio interplanetario.

#### 5. Conclusiones

Se aplicó el modelo GCS a una ECM dirigida hacia la Tierra durante su propagación en la baja corona y hasta 1 UA, observada por medio de instrumentos de sensado remoto. La dirección de propagación encontrada está de acuerdo con reportes anteriores, así como el valor obtenido del ángulo de inclinación (Tilt, Tabla 1). Sólo observamos diferencias en la longitud de propagación, en nuestro caso más inclinada hacia el oeste. En cuanto a la sección transversal, se observó una deformación de su estructura frontal en el medio interplanetario, lo que dificulta la aplicación del modelo GCS a las imágenes de HI. Nuestro análisis nos permite concluir, que para el evento estudiado el modelo GCS no resulta apropiado para su ajuste en las imágenes de HI debido a la deformación del frente de la ECM (Kay & Nieves-Chinchilla, 2021; Riley & Crooker, 2004).

Agradecimientos: FM es becario doctoral de CONICET. HC y FML son miembros de la Carrera del Investigador Científico de CONICET. Los autores agradecen financiamiento de los proyectos PIP 11220200102710CO (CONICET) y MSTCAME008181TC (UTN). Este trabajo usó datos de las misiones STEREO (NASA) y SOHO (ESA/NASA), producidos por los consorcios internacionales de SECCHI y LASCO.

#### Referencias

- Eyles C.J., et al., 2009, Solar Phys., 254, 387
- Green L.M., et al., 2007, Solar Phys., 246, 365
- Kay C., Nieves-Chinchilla T., 2021, J. Geophys. Res. Space Phys., 126, e2020JA028911. E2020JA028911 2020JA028911
- Krall J., St. Cyr O.C., 2006, ApJ, 652, 1740
- Martinić K., et al., 2022, A&A, 661, A155
- Mishra W., et al., 2020, Front. Astron. Space Sci., 7
- Möstl C., et al., 2010, Geophys. Res. Lett., 37
- Nieves-Chinchilla T., et al., 2018, Solar Phys., 293, 27
- Richardson I.G., Cane H.V., 2010, Solar Phys., 264, 189
- Riley P., Crooker N.U., 2004, ApJ, 600, 1035
- Rollett T., et al., 2012, ApJ, 276, 293
- Thernisien A., 2011, ApJS, 194, 33
- Thernisien A.F.R., Howard R.A., Vourlidas A., 2006, ApJ, 652, 763
- Volpes L., Bothmer V., 2015, Solar Phys., 290
- Vourlidas A., et al., 2011, ApJL, 733, L23
- Wood B.E., et al., 2011, ApJ, 729, 70
- Xie H., et al., 2012, J. Geophys. Res. Space Phys., 117

### Análisis de la evolución de una eyección coronal de masa del tipo Streamer Blowout

L. Di Lorenzo<sup>1,2,5</sup>, H. Cremades<sup>2,5</sup> & L.A. Balmaceda<sup>3,4</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Física Aplicada, UNSL-CONICET, Argentina

<sup>2</sup> Grupo de Estudios en Heliofísica de Mendoza, Facultad de Ingeniería, Universidad de Mendoza, Argentina

<sup>3</sup> Goddard Space Flight Center, National Aeronautics and Space Administration, EE.UU.

<sup>4</sup> George Mason University, EE.UU.

<sup>5</sup> Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

Contacto / leonardodilorenzo@gmail.com

**Resumen** / En este trabajo estudiamos el evento eruptivo que se produjo el día 29 de enero de 2011, el cual presenta características de *streamer blowout* (SBO). A pesar de que este tipo de eventos han sido estudiados desde su descubrimiento en los años '80, aún existen diversos interrogantes en torno a las condiciones de su origen, sus características morfológicas y cinemáticas tridimensionales y su relación con estructuras de la atmósfera solar. En este trabajo describimos la evolución del evento desde aproximadamente 2 a 15 radios solares, determinando su posición, velocidad y aceleración tridimensionales. Para ello utilizamos observaciones realizadas por LASCO-C3 a bordo del *Solar and Heliospheric Observatory* (SOHO), SECCHI-COR2 y -COR1 a bordo del *Solar-Terrestrial Relations Observatory* (STEREO) y los telescopios AIA a bordo del *Solar Dynamics Observatory* (SDO). Asimismo, estudiamos la configuración del campo magnético global de la región donde ocurre el evento utilizando un modelo PFSS (*Potential Field Source Surface*).

**Abstract** / In this work we study the eruptive event that occurred on January 29, 2011, which presents streamer blowout (SBO) characteristics. Despite the fact that these events have been studied since their discovery in the 80's, there are still several questions regarding the conditions of their origin, their morphological characteristics, three-dimensional kinematics, and their relationship with structures in the solar atmosphere. In this work we describe the evolution of the event from approximately 2 to 15 solar radii, determining its three-dimensional position, velocity and acceleration. To do this, we use observations from LASCO-C3 on board the Solar Dynamics Observatory (SOHO), SECCHI-COR1 and COR2 on board the Solar-Terrestrial Relations Observatory (STEREO) and the AIA telescopes aboard the Solar Dynamics Observatory (SDO). Likewise, we study the configuration of the global magnetic field of the region where the event occurs using a PFSS model (Potential Field Source Surface).

Keywords / Sun: corona — Sun: coronal mass ejections (CMEs) — Sun: heliosphere

#### 1. Introducción

Los streamers son estructuras del campo magnético de la corona solar que al ser observados por coronógrafos en luz blanca, presentan forma alargada y brillante, en dirección radial. Estas estructuras, poseen líneas de campo magnético abierto de diferente polaridad que convergen hacia la sábana de corriente heliosférica (SCH) (Subramanian et al., 1999; Wang et al., 2007). Por otra parte las evecciones coronales de masa (ECMs), son fenómenos energéticos que ocurren en la corona solar, conformados por plasma y campos magnéticos. Los streamer blowouts (SBOs) son un subconjunto de ECMs, que se caracterizan por desarrollarse dentro de un *streamer* y causando generalmente su desaparición total o parcial. Las primeras fases en la evolución de los SBOs se manifiestan a través de un aumento gradual del ancho en la parte inferior del streamer. Esto se produce debido a que en su interior comienza a desarrollarse lo que posteriormente es observado en coronógrafos como una ECM. La evolución de los SBOs, desde sus fases iniciales hasta su propagación en la corona, es lenta en comparación con la

erupción de otras ECMs, puede llevar varias horas y hasta más de un día. Los SBOs fueron identificados por primera vez por Sheeley et al. (1982), quienes además mencionan que son eventos relativamente comunes. Recientemente, (Vourlidas & Webb, 2018) presentan un análisis estadístico de las características de SBOs utilizando observaciones coronográficas y mapas Carrington del instrumento LASCO-C2, encontrando que la frecuencia con que se producen los SBOs no muestra relación con el número de manchas solares o con el número total de ECM, pero sí varía con el ciclo solar. Además, encontraron que el 61% de los SBOs muestran características de cuerda de flujo. Se han reportado algunos SBOs como ECMs de tipo furtiva (en inglés, stealth CMEs Ma et al., 2010; Howard & Harrison, 2013), que no presentan evidencia clara de actividad en la superficie, tales como filamentos, fulguraciones, oscurecimientos coronales, arcos post-eruptivos, etc, asociada a la erupción de la ECM.

En este trabajo, analizamos el evento que se produjo el día 29 de enero de 2011. Realizamos su reconstruc-



Figura 1: *Panel Superior*: Secuencia de imagenes de combinadas de STEREO COR1-A y COR2-A, mostrando la evolución del evento. *Panel Inferior*: De izquierda a derecha, la primera imagen es de STEREO COR2-A previa al evento. La secuencia siguiente muestra el modelo GCS aplicado a diferencias de imágenes de COR1 A-B y COR2 A-B. La última figura muestra una imagen de AIA 171 Å con un círculo celeste encerrando la región en la que se estima que se produce la ECM. Los puntos verdes indican el ángulo de inclinación y ancho de las extremidades de la ECM del modelo CGS, y en azul se indica la posición de la sábana de corriente heliosférica.



Figura 2: Extrapolación del campo magnético coronal utilizando el modelo PFSS para el día 29 de enero de 2011 11 : 44 UT desde la perspectiva de la línea de visión desde la Tierra. En verde se muestran las líneas de campo abiertas (positivas), en rojo las líneas de campo abiertas (negativas) y las líneas de campo cerradas en azul, que representan el cinturón del *streamer*. https://gong2.nso.edu/

ción tridimensional utilizando el modelo GCS (del inglés Graduated Cylindrical Shell, Thernisien, 2011) y obtuvimos los parámetros cinemáticos tridimensionales del evento. En la sección 2, realizamos la descripción del evento y la metodología utilizada, en la sección 3 presentamos el análisis cinemático del SBO y en la sección 4 discutimos las conclusiones obtenidas y el trabajo a futuro.

#### 2. Descripción del evento y metodología

El evento estudiado en este trabajo fue observado los días 29 y 30 de enero de 2011. En el panel superior de

la Fig. 1, podemos ver la evolución del SBO mediante la secuencia de imágenes combinadas de STEREO COR1-A y COR2-A. Además en estas imágenes se puede apreciar que la ECM muestra características de cuerda de flujo (ver imagen del 30 de enero de 2011, 17 : 40 UT).

Tras inspeccionar exhaustivamente las imágenes de la superficie solar del 29 de enero de 2011 en diferentes longitudes de onda con el instrumento SDO/AIA, no fue posible visualizar filamentos, arcos post-eruptivos o algún tipo de actividad en la superficie solar, que nos permitiera determinar con exactitud la región fuente por lo que estamos ante un SBO de tipo furtivo (stealth). En la última imagen de la Fig 1, se muestra la región en la cual se estima que se produce la ECM tipo SBO encerrada en un círculo celeste. En la Fig. 2 se muestra la configuración global del campo magnético previo al evento a partir del modelo PFSS, lo cual indica que la región donde se estima que se produce la ECM (flecha naranja, Fig. 2), corresponde efectivamente a un streamer, ya que pueden verse las líneas de polaridad opuesta en ambos lados del streamer (líneas verdes y rojas).

Para la reconstrucción 3D de la ECM (ver Fig. 1, panel inferior), usamos el modelo GCS en imágenes de SECCHI-COR1 A y B, SECCHI-COR2 A y B y LASCO-C3. Obtuvimos los siguientes parámetros geométricos del modelo GCS: longitud en coordenadas HEEQ (del inglés *Heliocentric Earth Equatorial*)  $(\phi)$ : 352°, latitud ( $\theta$ ): -26,5° a -17,5° en alturas menores a 4 R $_{\odot}$  y  $-17,5^{\circ}$  para alturas mayores, ángulo de inclinación ( $\gamma$ ): 18°, relación de aspecto ( $\kappa$ ) de: 0,12 a 0,23 a alturas menores de 4 ${\rm R}_{\odot}$ y 0,23 a alturas mayores y ángulo de apertura de las extremidades ( $\alpha$ ): 19°. Además obtuvimos la altura heliocéntrica (h) al centro de la ECM para 81 instantes de tiempo (Fig. 3 a). Comparando la latitud, longitud y ángulo de inclinación del modelo GCS, con la posición de la SCH en la última imagen de la Fig. 1, deducimos que la ECM se produce muy cerca de la SCH.



Figura 3: a: Altura h (puntos naranjas) y radio R (rombos violetas) vs. tiempo. b:  $v_e$  y  $v_p$  vs. tiempo. c:  $a_e$  y  $a_p$  vs. tiempo. Las líneas continuas muestran los ajustes realizados y los puntos representan las mediciones.

#### 3. Análisis y Resultados

Con la altura h (puntos naranjas, Fig. 3a) obtenida con el modelo GCS, calculamos el radio de la sección transversal del frente de la ECM, utilizando la ecuación  $R = h \kappa / (1 + \kappa)$  (rombos violetas, Fig. 3a). Ambas mediciones se ajustan utilizando la técnica de Levenberg-Marquardt la cual resuelve mínimos cuadrados, incluida en la librería de IDL-MPFITFUN. Al inspeccionar la Fig. 3a, observamos que en las primeras horas de la evolución de la ECM, hay un aumento lento de su altura (componente lineal) y cuando la ECM alcanza  $\sim 3,6$  R<sub>o</sub>, el cambio se vuelve más abrupto (componente exponencial). Por esta razón elegimos la función  $y = a e^{bt} + ct + d$ , (Fig. 3a, línea roja corresponde al ajuste realizado a la altura h y línea azul para el radio R). Los perfiles de velocidad y aceleración de expansión y de propagación se muestran en las Figs. 3b y c. Observamos que la velocidad de expansión  $(v_e)$  se mantiene prácticamente constante en 8  $\mathrm{km\,s}^{-1}$  y la de propagación  $(v_p)$  en 20 km s<sup>-1</sup> y que muestran un aumento significativo a partir de  $\approx 08:55$  UT del día 30 de enero (Fig. 3b). Lo mismo sucede con las aceleraciones de expansión  $(a_e)$  y propagación  $(a_p)$  (Fig. 3c). En la Fig. 1 inferior izquierda se encuentra marcada con un círculo blanco la altura de la cúspide del streamer  $(3, 6 R_{\odot})$  a

un horario previo al desarrollo del evento. La secuencia de imágenes en la Fig. 1 superior, muestra como la cuerda de flujo comienza a atravesar la parte alta de la cúspide del *streamer*, delimitada por el círculo blanco, a las  $\approx 08:55$  UT. Este instante de tiempo corresponde al momento en el cual se comienza a producir el cambio significativo en las velocidades y aceleraciones.

#### 4. Conclusiones

En este trabajo analizamos el evento que se produjo el 29 de enero de 2011 en el cual no pudo ser determinada la región fuente con exactitud, sugiriendo que estamos ante una ECM tipo furtiva. El análisis conjunto de los resultados del ajuste GCS y del modelo PFSS indica que la ECM se propaga sobre la SCH en la región del streamer. En la primer imagen del panel inferior de la Fig. 1, observamos que aproximadamente a la altura de  $3,6 R_{\odot}$ , se encuentra la cúspide del *streamer*. Analizando la evolución cinemática junto con las imágenes coronales (panel superior Fig. 1), se observa que la cúspide del streamer retiene a la cuerda de flujo hasta que logra atravesarlo ( $\approx 15:55$  UT). Una vez que la cuerda de flujo supera los  $\sim~3,6~\mathrm{R}_{\odot},$  la ECM se propaga de manera autosimilar. Posteriormente, se visualiza la ECM que sale del streamer y se propaga aumentando su velocidad hasta alcanzar los  $\sim 390 \text{ km s}^{-1}$  a  $\sim 12 \text{ R}_{\odot}$ . Este comportamiento concuerda con simulaciones MHD de van der Holst et al. (2009) de ECM del tipo SBO, en las que siguiendo la lenta propagación inicial y el aumento del ancho del streamer, la cúspide del streamer se desconecta resultando en una ECM que puede alcanzar una velocidad de 500 km s<sup>-1</sup>.

En trabajos a futuro, se analizarán otros SBOs usando instrumentos en el EUV con campos de visión más extensos como el telescopio SWAP (Sun Watcher using Active Pixel System detector and Image Processing) a bordo del satélite PROBA2 y EUI (Extreme Ultraviolet Imager) a bordo de Solar Orbiter (SolO). Además se contrastarán las características (cinemática, morfología) de ECMs del tipo SBO con las de ECMs ocurriendo en pseudostreamers.

Agradecimientos: LDL es becario doctoral de CONICET y HC miembro de la CIC-CONICET. Los autores agradecen a la AAA la oportunidad de difundir y transmitir conocimientos a través de los trabajos realizados. LDL y HC agradecen financiamiento de los proyectos PIP 11220200102710CO (CONICET) y MST-CAME08181TC (UTN). Este trabajo usó datos de las misiones STEREO (NASA), SDO (NASA) y SOHO (ESA–NASA) y del National Solar Observatory/GONG.

#### Referencias

- Howard T.A., Harrison R.A., 2013, Solar Phys., 285, 269 Ma S., et al., 2010, ApJ, 722, 289
- Sheeley N. R. J., et al., 1982, SSRv, 33, 219
- Subramanian P., et al., 1999, J. Geophys. Res., 104, 22321
- Thernisien A., 2011, ApJS, 194, 33
- van der Holst B., et al., 2009, ApJ, 693, 1178
- Vourlidas A., Webb D.F., 2018, ApJ, 861, 103
- Wang Y.M., Sheeley N.R. J., Rich N.B., 2007, ApJ, 658, 1340

## La relación Gnevyshev-Waldmeier en manchas solares para los ciclos 11-20

L. Leuzzi<sup>1,2</sup>, C. Francile<sup>1,3</sup> & L.A. Balmaceda<sup>4,5</sup>

<sup>1</sup> Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, UNSJ, Argentina

- <sup>2</sup> Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina
- <sup>3</sup> Observatorio Astronómico Félix Aguilar, UNSJ, Argentina

<sup>4</sup> George Mason University, EE.UU.

<sup>5</sup> NASA Goddard Space Flight Center, EE.UU.

Contacto / leuzzi@unsj-cuim.edu.ar

**Resumen** / En este trabajo presentamos el análisis de la relación Gnevyshev-Waldmeier utilizando el registro de las manchas solares de la red de telescopios RGO (*Royal Observatory Greenwich*), durante el periodo que va desde 1874 hasta 1976. Esta regla empírica establece una relación lineal entre el área máxima alcanzada por los grupos de manchas solares y sus tiempos de vida. Sin embargo, no siempre es posible tener un registro completo de la evolución de los grupos de manchas debido a la rotación del Sol. En el caso de algunas propiedades de los grupos de manchas, como el valor de área máxima y el tiempo de vida, el valor medido muchas veces corresponde a un valor menor al valor real. Este tipo de mediciones se denominan datos censurados. Por esta razón, es necesario utilizar métodos estadísticos que tengan en cuenta este tipo de muestras. En este trabajo usamos la función Kaplan-Meier para caracterizar la función de distribución de muestras de área máxima y tiempos de vidas de grupos de manchas solares y la relación Akritas-Thiel-Sen para determinar la relación entre ambas variables. En nuestro trabajo encontramos que la expresión que mejor describe la relación es Amax= 5.86  $LT^{1.35}$ , siendo LT el tiempo de vida.

**Abstract** / We present the analysis of the Gnevyshev-Waldmeier rule using the sunspot areas data set from the RGO (Royal Observatory Greenwich) telescope network, for the period from 1874 to 1976. This empirical rule establishes a linear relationship between the maximum area reached by sunspot groups and their lifetimes. However, it is not always possible to have a complete record of the evolution of sunspot groups due to the solar rotation. For some properties, such as the maximum areas and the lifetimes, the measured value is often smaller than the real one. For this reason, it is necessary to use statistical methods appropriate for censored data sets. In this work we use the Kaplan-Meier estimator to characterize the distribution function of maximum areas and lifetimes, and the Akritas-Thiel-Sen estimator to determine the relationship between these variables. We find that the expression that describes the relationship is Amax= 5.86  $LT^{1.35}$ , where LT is the lifetime.

Keywords / sunspots — Sun: activity — methods: data analysis — methods: statistical

#### 1. Introducción

En este trabajo analizamos la relación Gnevyshev-Waldmeier (G-W, ver (Nagovitsyn et al., 2019a,b) y referencias incluidas) haciendo uso de los datos provistos por la red de telescopios RGO, para los ciclos 11-20, cubriendo de este modo el período que va desde 1874 hasta 1976. Esta regla empírica establece una relación lineal entre las áreas máximas de los grupos de manchas solares en función de sus tiempos de vida.

Tanto el tiempo de vida como el registro del tamaño máximo que alcanzan los grupos de manchas solares son propiedades que se ven afectadas por la rotación del Sol y por la corta duración de dichas mediciones, además de estar afectados por el oscurecimiento al limbo y el efecto de proyección. Por esta razón, ambas propiedades son inferiores a los valores reales. Es por ello que se considera que estas mediciones poseen una censura por derecha (en inglés, *"right-censored"*).

En nuestro caso subsanamos el problema haciendo uso del operador Kaplan-Meier, (K-M, Feigelson & Nel-

son, 1985) para caracterizar la función de distribución de los tiempos de vida y el área máxima de los grupos de manchas solares. Este método tiene en cuenta la censura de los datos y posibilita una reconstrucción del tipo de máxima probabilidad.

Además, debido a que los conjuntos de datos en nuestro estudio poseen un gran número de mediciones con censura, las técnicas tradicionales para estudiar la correlación entre las variables no son apropiadas. En su lugar, utilizamos técnicas de regresión basadas en métodos no paramétricos, en particular "la línea Akritas-Thiel-Sen" (Akritas et al., 1995; Akritas & Bershady, 1996).

La red de observatorios RGO estaba constituída por las siguientes estaciones: Greenwich y Herstmonceux (R.U.), Cabo de Buena Esperanza (Sudafrica), The Dehra Dun Observatory (Uttar Pradesh, India), The Kodaikanal Observatory (Tamil Nadu, India) y Royal Alfred Observatory (Isla de Mauricio). Además, para completar los intervalos de tiempo sin observaciones se utilizaban datos provistos por: Harvard College Observatory, Melbourne
Observatory, Mount Wilson Observatory y US Naval Observatory, (Willis et al., 2013). Los datos de RGO se encuentran disponibles en la página https: //solarscience.msfc.nasa.gov/greenwch.shtml.

#### 2. Metodología

#### 2.1. Determinación de los tiempos de vida y áreas máximas

Para estimar el tiempo vida (LT) de los grupos de manchas solares, se consideraron los primeros y últimos instantes de observación de cada grupo, y se calcularon las diferencias de tiempo en fracciones de días. Posteriormente, la muestra se subdividió considerando las siguientes categorías (Leuzzi et al., 2021):

- Categoría 1, cuando el grupo de manchas nace en el hemisferio no visible,  $(|long| > 70^{\circ})$  y decae o desaparece en el hemisferio visible  $(long < 70^{\circ})$ .
- Categoría 2, cuando el grupo de manchas nace en el hemisferio visible  $(|long| < 70^{\circ})$  y decae o desaparece en el hemisferio no visible,  $(|long| > 70^{\circ})$ .
- Categoría 3, cuando los grupos nacen y desaparecen en el hemisferio no visible,  $(|long| > 70^{\circ} \text{ en todos los casos})$ .
- Categoría 4, cuando los grupos de manchas nacen y desaparecen en el hemisferio visible,  $(|long| < 70^{\circ} \text{ en todos los casos})$ .

Los grupos de manchas en la Categoría 4 son aquellos que cuentan con observaciones completas y por lo tanto se conoce el tiempo de vida preciso/exacto. Las categorías restantes corresponden a grupos para los cuales el tiempo de vida calculado es siempre menor al valor real y por lo tanto son observaciones censuradas por la derecha.

Por otra parte, para el estudio de las áreas máximas se definió la variable " $\Delta T_{Amax}$ " como la diferencia entre el instante en que el grupo alcanza el área máxima y su primera observación. Teniendo en cuenta los valores de LT y  $\Delta T_{Amax}$  se estableció la siguiente clasificación:

- Categoría 1, cuando un grupo alcanza el área máxima en el hemisferio visible, ( $\Delta T_{Amax} < \text{LT}$ ).
- Categoría 2, cuando el instante en que alcanza el area máxima coincide con el último día en que el grupo fue reportado y el tiempo de vida es incompleto, ( $\Delta T_{Amax} = \text{LT}$ ).
- Categoría 3, cuando el área máxima coincide con el primer día de observación, y el valor del área decrece. En este caso, el grupo apareció de atrás del hemisferio visible y no es posible saber cuándo alcanzó el valor verdadero de área maxima, ( $\Delta T_{Amax}=0$ ).

Los grupos de manchas con valores de áreas máximas que caen en la Categoría 1 son aquellos en la que podemos asegurar que el valor de área máxima es igual al real. En cambio, las categorías restantes, corresponden a observaciones censuradas por la derecha.

#### 2.2. Análisis de la regla Gnevyshev-Waldmeier

En este trabajo, analizamos la regla Gnevyshev-Waldmeier definida por la siguiente expresión:

$$Log(Amax) = a + b \cdot Log(LT), \qquad (1)$$

donde a es la ordenada al origen, b es la pendiente, Amax es el área máxima y LT es el tiempo de vida.

En particular, utilizamos dos metodologías: i) la determinación de los valores característicos de las áreas máximas y de los tiempos de vidas de grupos de manchas solares por ciclo solar, y ii) el uso del estimador Akritas-Thiel-Sen.

Para caracterizar la función de distribución para la muestra de datos incluyendo aquellos que son inherentemente censurados, utilizamos el operador Kaplan-Meier (Feigelson & Nelson, 1985).

En K-M, la distribución de probabilidad acumulada para la observación k-ésima,  $K(L_k)$  se define como:

$$K(L_k) = 1 - \prod_{i=1}^{k-1} (1 - d_i/n_i)^{\delta_i}$$
(2)

donde  $d_i$  es el número de observaciones del límite inferior  $L_i$ , y  $n_i$  es el número de observaciones igual o mayor a  $L_i$ .  $\delta_i$  es igual a 1 para una observación y cero para un valor por debajo del límite.

Una vez caracterizadas las funciones de distribución de las dos variables de interés, utilizaremos los valores de las medianas por ciclo solar para analizar la regla Gnevyshev-Waldmeier.

Por otro lado, la regla Gnevyshev-Waldmeier también puede ser estudiada utilizando regresión lineal basada en métodos no paramétricos. Este tipo de métodos es recomendado cuando los datos son doblemente censurados de acuerdo con Feigelson & Babu (2012). Este es el caso para las variables analizadas en nuestro estudio: Tiempo de Vida (LT) y Área Máxima (Amax) respectivamente. En particular, usamos la relación Akritas-Thiel-Sen (Akritas et al., 1995; Akritas & Bershady, 1996). En este método, la pendiente de la recta de regresión es la mediana de las pendientes determinadas por todos los pares de puntos de la muestra. El coeficiente Kendall $\tau$ determina el grado de concordancia y su sentido, siendo  $\tau < 0$  cuando es una relación inversa y  $\tau > 0$  cuando es directa, y  $|\tau| \sim 1$  cuando la correlación es importante.

#### 3. Resultados

En la Tabla 1 se presentan los resultados de la mediana y el intervalo de confianza (CI) de los tiempos de vida y área máxima para cada ciclo. Los valores de mediana del tiempo de vida no presentan diferencias significativas, abarcando un rango que va desde 4 hasta 9 días. En el caso de las áreas máximas se puede identificar un valor anómalo de mediana correspondiente al ciclo 11, con respecto a los otros ciclos solares. Esto puede deberse a que dicho ciclo no está completo y por lo tanto este valor no es representativo, además de presentar un intervalo

Tabla 1: Valores medianos de LT y Amax obtenidos a partir del estimador K-M.

| C! 1  | 3.6.1   | CT          | N C 11  | CT         |
|-------|---------|-------------|---------|------------|
| Ciclo | Mediana | CI          | Mediana | CI         |
|       | LT      | 95~%        | Amax.   | 95~%       |
|       | [días]  |             | [ppm]   |            |
| 11    | 6.9     | [5.3, 8.1]  | 127     | [100, 166] |
| 12    | 5.7     | [4.9, 6.2]  | 78      | [70, 86]   |
| 13    | 4.2     | [3.9, 4.9]  | 47      | [43, 52]   |
| 14    | 4.9     | [4.3, 5.3]  | 54      | [48, 59]   |
| 15    | 2.9     | [2.1, 3.0]  | 22      | [19, 24]   |
| 16    | 4.0     | [3.9, 4.9]  | 35      | [30, 39]   |
| 17    | 5.1     | [4.9, 6.0]  | 35      | [30, 39]   |
| 18    | 9.0     | [8.0, 10.0] | 77      | [72, 85]   |
| 19    | 6.0     | [5.2, 6.2]  | 57      | [52, 63]   |
| 20    | 4.0     | [3.9, 4.7]  | 35      | [33, 38]   |

Tabla 2: Coeficientes obtenidos a partir del método Akritas-Thiel-Sen, usando los datos de RGO.

| Ciclo | Pendiente | Ordenada<br>al origen | au   |
|-------|-----------|-----------------------|------|
|       | b         | a                     |      |
| 11    | 1.14      | 1.22                  | 0.21 |
| 12    | 1.39      | 0.95                  | 0.18 |
| 13    | 1.47      | 0.78                  | 0.21 |
| 14    | 1.39      | 0.84                  | 0.20 |
| 15    | 1.59      | 0.60                  | 0.21 |
| 16    | 1.56      | 0.69                  | 0.19 |
| 17    | 1.48      | 0.78                  | 0.17 |
| 18    | 1.47      | 0.79                  | 0.12 |
| 19    | 1.52      | 0.79                  | 0.17 |
| 20    | 1.46      | 0.76                  | 0.18 |

de confianza muy grande, lo cual se traduce en una poca cantidad de datos y alta dispersión.

En la Figura 1 se muestra la gráfica del área máxima vs. tiempo de vida, haciendo uso de los valores de medianas proporcionadas en la Tabla 1. La recta en color azul indica el ajuste lineal a los datos, con valores para la pendiente y ordenada al origen de 1.35 y 0.77, respectivamente.

Por otra parte, los resultados del análisis de la relación Akritas-Thiel-Sen por ciclo solar se muestran en la Tabla 2. En donde se listan los valores de b y a y el valor correspondiente al coeficiente de correlación de Kendall,  $\tau$ .

#### 4. Conclusiones

El uso del operador K-M posee las siguientes ventajas: 1) permite utilizar el conjunto entero de datos, aún cuando la muestra contiene datos con censura; 2) provee una caracterización confiable de la función de distribución y 3) es un método no paramétrico (es decir, no usa una función de distribución predeterminada).

Al analizar la relación entre los tiempos de vida y las áreas máximas de los grupos de manchas solares, el uso del método Akritas-Thiel-Sen permite tener en cuenta los datos con censura presente en ambas variables. Los valores obtenidos para el coeficiente de



Figura 1: Regla Gnevyshev-Waldmeier obtenida a partir del operador K-M para cada ciclo.

correlación Kendall indican que la correlación lineal entre las dos variables no es importante para todos los ciclos de los datos de RGO. La gráfica de log (Amax) en función de log (LT) para cada ciclo, arroja valores de pendiente 1.35 y ordenada al origen 0.77. Estos valores se ajustan a los obtenidos en la Tabla 2 y conducen a una expresión no lineal dada por Amax= 5.86  $LT^{1.35}$ . Otros autores reportan una relación lineal: Amax= 13 LT (Nagovitsyn et al., 2019b), Amax= 11.73 LT (Henwood et al., 2010) y Amax= 10.89 LT (Petrovay & van Driel-Gesztelyi, 1997) usando técnicas tradicionales, y en los dos primeros casos, solo grupos de manchas recurrentes. Nagovitsyn et al. (2019a), sin embargo, también reporta una relación no lineal para la población de grupos de corta duración (LT < 5 días): Amax =  $(8.02 \pm 0.41)$ LT<sup>(1.105±0.022)</sup>.

#### Referencias

- Akritas M.G., Bershady M.A., 1996, ApJ, 470, 706
- Akritas M.G., Murphy S.A., LaValley M.P., 1995, J. Am. Stat. Assoc., 90, 170
- Feigelson E.D., Babu G.J., 2012, Modern Statistical Methods for Astronomy, Cambridge University Press
- Feigelson E.D., Nelson P.I., 1985, ApJ, 293, 192
- Henwood R., Chapman S.C., Willis D.M., 2010, Solar Phys., 262, 299
- Leuzzi L., Francile C., Balmaceda L.A., 2021, BAAA, 62, 25
- Nagovitsyn Y.A., Ivanov V.G., Osipova A.A., 2019a, Astronomy Letters, 45, 695
- Nagovitsyn Y.A., Ivanov V.G., Skorbezh N.N., 2019b, Astronomy Letters, 45, 396
- Petrovay K., van Driel-Gesztelyi L., 1997, Solar Phys., 176, 249
- Willis D.M., et al., 2013, Solar Phys., 288, 117

# Caracterización del sistema HD 196385 mediante imagen directa, velocidad radial y astrometría

L.H. García<sup>1</sup>, R. Petrucci<sup>1,2</sup>, E. Jofré<sup>1,2</sup> & M. Gómez<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

<sup>2</sup> Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

Contacto / luciano.garcia.030@unc.edu.ar

**Resumen** / En este trabajo se presenta una caracterización de la órbita relativa de HD 196385B combinando datos de imagen directa, mediciones de velocidad radial y movimientos propios de las misiones *Hipparcos* y *Gaia*. Para realizar el ajuste simultáneo de los datos se utilizó el código **orvara**. De los ajustes se obtuvieron rangos de valores posibles para el semieje mayor, la masa de la componente secundaria, período, excentricidad, inclinación, argumento del periastro y longitud del nodo ascendente. Tanto para el semieje  $(37^{+11}_{-8} \text{ UA})$  como para la masa de la secundaria  $(0.24^{+0.10}_{-0.06} \text{ M}_{\odot})$  se halló un buen acuerdo con estimaciones anteriores en la literatura con sólo datos de velocidad radial e imagen directa. Por otro lado, la inclinación de la órbita, el argumento del periastro y la longitud del nodo ascendente resultaron pobremente delimitados por este ajuste. Esto podría deberse a la cantidad de mediciones disponibles actualmente. Dado el período relativamente largo de ~ 166 años, la imagen directa se presenta como una técnica viable para establecer cotas más fuertes a los parámetros orbitales.

**Abstract** / In this paper we present a characterization of the relative orbit of HD 196385B combining data from direct imaging, radial velocity, and proper motions from the *Hipparcos* and *Gaia* missions. To perform a joint fit of the data, we used the code orvara. From the fit, we obtained ranges of possible values for the major semi-axis, the mass of the secondary component, period, eccentricity, inclination, the argument of the periastron and longitude of the ascending node. Both the semi-axis  $(37^{+11}_{-8} \text{ AU})$  and the mass of the companion  $(0.24^{+0.06}_{-0.06} \text{ M}_{\odot})$  showed a good agreement with previous estimates using only radial velocity and direct imaging data. On the other hand, the inclination of the orbit, the argument of periastron and longitude of the ascending node were poorly constrained by this fit. This could be due to the few currently available data. Given the relatively long period of ~ 166 years, direct imaging appears as a viable technique to place stronger constraints on the orbital parameters.

Keywords / binaries: visual — techniques: high angular resolution — techniques: radial velocities — astrometry — stars: individual (HD 196385A)

#### 1. Introducción

En los últimos años, cada vez más estrellas son estudiadas en búsqueda de compañeros de masa sub-estelar (v estelar) utilizando técnicas como tránsitos, velocidad radial (VR), imagen directa, etc. A esto, se suma la posibilidad de incorporar mediciones de movimientos propios de las misiones *Hipparcos* (van Leeuwen, 2007) y Gaia (Gaia Collaboration et al., 2021) para obtener aceleraciones en el plano del cielo que podrían ser inducidas por objetos orbitantes (astrometría absoluta). La combinación de datos provenientes de diferentes técnicas permite estimar parámetros orbitales más confiables que aquellos que resultan de aplicar un solo método (Rickman et al., 2022). En particular, las masas obtenidas de esta manera son independientes de hipótesis asumidas en modelos evolutivos de objetos de masa sub-estelar (o estelar), por lo que constituyen una herramienta muy poderosa para verificar dichos modelos (ver, por ejemplo, Franson et al., 2022).

En García et al. (2022) (G22 de aquí en adelante) reportamos el descubrimiento de una estrella de baja

imagen directa con el instrumento *Gemini Planet Imager* (GPI, Macintosh et al., 2014). Combinando las mediciones de separación angular y ángulos de posición de las imágenes con mediciones de VR de la literatura realizamos una caracterización inicial de la órbita relativa de la componente secundaria (HD 196385B). En este trabajo, extendemos esa caracterización incorporando astrometría absoluta. En la sección 2 describimos brevemente las características de HD 196385A y el método utilizado para los ajustes orbitales. En la sección 3 se presentan los resultados obtenidos comparando con los de G22. Finalmente, en la sección 4 presentamos nuestras conclusiones.

masa orbitando a HD 196385A detectada mediante

#### 2. Características de HD 196385A y ajustes orbitales

La Tabla 1 lista algunas características de HD 196385A. Esta estrella fue seleccionada debido a que Borgniet et al. (2017) detectaron tendencias en sus curvas de VR que indican la presencia de objetos en órbitas de largo

Tabla 1: Parámetros relevantes de HD 196385A.

| HD 1963  | 85A                 |
|--|---------------------|
| $V^{\star} \ (mag)$  | $6.38\pm0.01$       |
| $\pi^{\dagger}$ (mas)  | $20.91 \pm 0.24$    |
| $\mu_{\alpha} \text{Gaia}^{\dagger} \; (\text{mas yr}^{-1})$ | $73.04\pm0.03$      |
| $\mu_{\alpha}$ Gaia-Hip <sup>‡</sup> (mas yr <sup>-1</sup> ) | $73.633 \pm 0.022$  |
| $\mu_{\delta} \text{Gaia}^{\dagger} \text{ (mas yr}^{-1})$   | $-16.41\pm0.02$     |
| $\mu_{\delta}$ Gaia-Hip <sup>‡</sup> (mas yr <sup>-1</sup> ) | $-15.383 \pm 0.012$ |
| $masa^{\bigstar} (M_{\odot})$                                | $1.53\pm0.27$       |
| *SIMBAD  |                     |

<sup> $\dagger$ </sup>Gaia EDR3 (Gaia Collaboration et al., 2021)

<sup>‡</sup>*Hipparcos-Gaia (EDR3) Catalog of Accelerations* (Brandt et al., 2021)

 $\bullet$  Stassun et al. (2019)

período. En las imágenes obtenidas por G22, se detectó una fuente puntual a una distancia angular de 0.802''de HD 196385A, lo que equivale a una separación provectada de  $\sim$  38 UA. Un análisis combinado de las imágenes, espectros de baja resolución, y mediciones de VR mostró que HD 196385 sería un sistema binario con una componente secundaria estelar de baja masa. En la Tabla 1 también se listan los movimientos propios extraídos de Gaia EDR3 Gaia Collaboration et al. (2021) ( $\mu_{\alpha}$ Gaia,  $\mu_{\delta}$ Gaia) y los movimientos propios calculados a partir de las diferencias de posición entre Hipparcos y Gaia, dividida por el intervalo de tiempo transcurrido entre las épocas de las mediciones de cada misión ( $\mu_{\alpha}$ Gaia-Hip,  $\mu_{\delta}$ Gaia-Hip). Estos valores fueron tomados del catálogo de aceleraciones Hipparcos-Gaia (Hipparcos-Gaia EDR3 Catalog of Accelerations HGCA, Brandt, 2021). Las diferencias entre los movimientos propios de Gaia y aquellos de largo término ( $\mu_{\alpha}$ Gaia-Hip,  $\mu_{\delta}$ Gaia-Hip), podrían ser consecuencia de una aceleración inducida por la fuente detectada en las imágenes de GPI.

Para caracterizar la órbita relativa de HD 196385B realizamos un ajuste conjunto de las separaciones y ángulos de posición en las imágenes con GPI de G22 (astrometría relativa), mediciones de VR de la estrella central del instrumento HARPS (High Accuracy Radial Velocity Planet Searcher, Trifonov et al., 2020) que se extienden por 5.2 años, e incorporando variaciones en los movimientos propios del catálogo HGCA (astrometría absoluta). Los ajustes se realizaron con el código orvara (Brandt et al., 2021). orvara\* es un paquete escrito en lenguaje python que utiliza un enfoque de cadenas de Markov Monte Carlo (MCMC) para generar y muestrear distribuciones de parámetros orbitales ajustando de manera simultanea datos de VR, astrometría relativa y astrometría absoluta con la posibilidad de utilizar sólo uno de estos conjuntos de datos. En este trabajo, se ajustaron el semieje mayor de la órbita (a), el período (P), las masas de las componentes primaria  $(m_{\rm pri})$  y secundaria  $(m_{\rm sec})$ , la excentricidad (e), la inclinación de la órbita (i), el argumento del periastro ( $\omega$ ), y la longitud del nodo ascendente ( $\Omega$ ). Se ejecutaron  $10^6$  pasos con 20 temperaturas y 1000

Tabla 2: Medianas e intervalos de confianza resultantes del ajuste en este trabajo junto a los valores de G22.

| Parámetro                      | ${\rm Mediana}{\pm}68\%$ | 95%         | G22                           |
|--------------------------------|--------------------------|-------------|-------------------------------|
| a (UA)                         | $37^{+11}_{-8}$          | 24-66       | $36^{+4}_{-3}$                |
| P (años)                       | $166_{-53}^{+79}$        | 89 - 398    | $161^{+25}_{-20}$             |
| $m_{\rm pri}~({ m M}_{\odot})$ | $1.5 \pm 0.3$            | 1.0 - 2.1   |                               |
| $m_{\rm sec}~({ m M}_{\odot})$ | $0.24_{-0.06}^{+0.10}$   | 0.13 - 0.42 | $0.30\substack{+0.06\\-0.05}$ |
| e                              | $0.4 \pm 0.3$            | 0.0 - 0.9   | $0.5 \pm 0.1$                 |
| $i (^{\circ})$                 | $65^{+9}_{-21}$          | 29 - 79     | $66^{+17}_{-14}$              |
| $\omega$ (°)                   | $127^{+117}_{-77}$       | 11 - 347    | $231\pm20$                    |
| $\Omega$ (°)                   | $224_{-5}^{+29}$         | 6 - 351     | $193^{+19}_{-22}$             |

*walkers* guardando uno de cada 100 pasos. Para generar las distribuciones resultantes descartamos los primeros 1000 pasos guardados lo que resulta en un *burn-in* de 100000 pasos para asegurarnos de que las cadenas están listas para ser utilizadas en el análisis. Para la distancia al sistema y masa de la componente primaria se adoptaron los valores iniciales de la Tabla 1.

#### 3. Resultados

La Tabla 2 resume los resultados obtenidos para los parámetros ajustados. Allí se listan las medianas de las distribuciones resultantes, junto con los intervalos de confianza del 68 % y 95 %. Utilizamos las medianas como valores representativos de cada parámetro y los intervalos de confianza del 68 % como una medida de las incertezas. Para comparación también se listan los valores obtenidos por G22 combinando sólo datos de VR y astrometría relativa. Las distribuciones resultantes para  $m_{\rm pri}$ ,  $m_{\rm sec}$ , a,  $e \in i$  se muestran en la Figura 1 junto con 50 de las órbitas generadas.

Para el semieje de la órbita encontramos una media-na de  $37^{+11}_{-8}$  UA con un período de  $166^{+79}_{-53}$  años. Estos valores, si bien mayores que los obtenidos por G22, están en buen acuerdo dentro del intervalo de confianza del 68 %. Además, en el caso de a, el valor resultante de este nuevo ajuste es comparable con la separación proyectada en las imágenes de GPI  $(38.3 \pm 0.1 \text{ UA}).$ Para la masa de la componente secundaria se obtuvo  $0.24^{+0.10}_{-0.06}~{\rm M}_{\odot},$  similar a la masa obtenida por G22 dentro del intervalo de confianza del 68%. También es comparable al valor de  $0.28 \pm 0.03 \,\mathrm{M}_{\odot}$  estimado por G22 utilizando modelos de atmósferas estelares. Para la componente primaria se obtuvo  $m_{\rm pri} = 1.5 \pm 0.3 \ {\rm M}_{\odot}$  en acuerdo con el valor publicado por Stassun et al. (2019). La distribución de excentricidades relativamente plana que se observa en la Figura 1, muestra que los posibles valores de e resultaron pobremente delimitados por nuestro ajuste con un intervalo de confianza del 68%entre e = 0.1 y e = 0.7, mayor que el obtenido en G22 entre e = 0.4 y e = 0.6. No obstante, el valor de la mediana e = 0.4 obtenido aquí es comparable con la estimación de G22.

La inclinación de la órbita muestra también un rango relativamente amplio de valores posibles, aunque el

<sup>\*</sup>Disponible en: https://github.com/t-brandt/orvara

L. H. García et al.



Figura 1: Distribuciones individuales y conjuntas para  $m_{\rm pri}$ ,  $m_{\rm sec}$ , a, e e i. Las líneas verticales de trazos representan las medianas e intervalos de confianza del 68%. El panel superior a la derecha ilustra 50 de las órbitas generadas. La línea continua de color negro representa la órbita más probable mientras que la de trazos corresponde a la línea de los nodos de dicha órbita. La estrella es la posición de la componente primaria. Los círculos vacíos son posiciones para la componente secundaria en los años 2010, 2020 y 2030.

valor de la mediana de  $65^{\circ}_{-21}^{+9}$ , es comparable al estimado por G22. La incorporación de los datos de *Hipparcos* y *Gaia* pareciera favorecer órbitas con inclinaciones por debajo de la media de acuerdo a la distribución de la Figura 1. Para el argumento del periastro el intervalo de confianza del 68% resultó amplio (50-244°) con una mediana de 127°. Por último,  $\Omega$  también resultó pobremente determinado:  $\Omega = 224^{\circ}_{-5}^{+29}$ . Este valor es comparable con el obtenido por G22 aunque solo dentro del 95% del rango de confianza.

#### 4. Conclusiones

Si bien las incertezas en este trabajo no representan una mejora respecto de las incertezas en G22, recuperar valores similares a los obtenidos anteriormente incorporando un nuevo conjunto de datos da cierta confianza de que estos valores serían representativos de los reales. Por otro lado, la inclinación de la órbita, el argumento del periastro y la longitud del nodo ascendente resultaron pobremente delimitados por este nuevo ajuste. Este comportamiento también se observa en G22. La razón podría estar en que la cantidad de datos disponibles aún no es suficiente para poner límites más fuertes sobre estos parámetros. Si consideramos el período de ~ 166 años, las mediciones de VR cubren un ~ 3% del mismo. Dado el período de este sistema, la obtención de nuevas imágenes se presenta como una de las opciones más inmediatas para establecer restricciones más fuertes a estos ajustes.

*Agradecimientos:* Los autores desean agradecer a Timothy Brandt por su sugerencia de incorporar astrometría de *Hippar*cos y *Gaia* y la asistencia para utilizar el código **orvara**.

#### Referencias

- Borgniet S., et al., 2017, A&A, 599, A57
- Brandt G.M., et al., 2021, AJ, 162, 301
- Brandt T.D., 2021, ApJS, 254, 42
- Franson K., et al., 2022, AJ, 163, 50
- Gaia Collaboration, et al., 2021, A&A, 649, A9
- García L.H., et al., 2022, MNRAS, 515, 4999
- Macintosh B., et al., 2014, Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A., 111, 12661

Rickman E.L., et al., 2022, arXiv e-prints, arXiv:2209.12957

- Stassun K.G., et al., 2019, AJ, 158, 138
- Trifonov T., et al., 2020, A&A, 636, A74
- van Leeuwen F., 2007, A&A, 474, 653

# Explorando fuentes de impactos en los satélites clásicos de Urano

N.L. Rossignoli<sup>1,2</sup> & R.P. Di Sisto<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>2</sup> Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

Contacto / nrossignoli@fcaglp.unlp.edu.ar

**Resumen** / El sistema de Urano y sus satélites presenta una configuración única en el Sistema Solar debido a la gran oblicuidad del planeta. Esto ha motivado distintos estudios que, a partir de la posible gran colisión que dio lugar a esta oblicuidad, modelan la formación de los satélites clásicos de Urano a partir de un disco de escombros remanentes de la colisión. En base a estos modelos, exploramos distintas fuentes planetocéntricas para los impactos en los satélites clásicos de Urano, considerando que nuestros resultados previos basados en fuentes heliocéntricas indican que más de una población impactora es necesaria para explicar los cráteres observados en estos satélites. En el presente trabajo, mostramos los resultados del modelo de craterización planetocéntrico en los satélites clásicos de Urano y los comparamos con los conteos observacionales actualizados publicados recientemente.

**Abstract** / The system of Uranus and its satellites presents a unique configuration in the Solar System due to its large spin-axial tilt. This has motivated multiple studies based on a possible giant impact that tilted the planet and led to the formation of its regular satellites from the resultant debris disk. Based on these models, we explore different planetocentric sources of impactors for the classical Uranian satellites, considering that our previous results based on heliocentric impactors indicate that more than one impactor population is necessary to reproduce the observed craters in these satellites. In the present work, we show the results of the planetocentric cratering model for the classical Uranian satellites and compare them to the updated observational crater counts recently published.

Keywords / planets and satellites: individual (Uranus) — planets and satellites: surfaces

#### 1. Introducción

Modelar el proceso de craterización en el Sistema Solar exterior resulta de vital importancia para estudiar el origen y la evolución de los satélites de los planetas gigantes. En el caso de Urano, el sistema de satélites se compone de 5 satélites regulares llamados "clásicos", 13 satélites regulares de menor tamaño que orbitan muy cerca del planeta y 9 satélites irregulares. En cuanto a las superficies de estos satélites, solo se han podido caracterizar las de los 5 satélites clásicos: Miranda, Ariel, Umbriel, Titania y Oberón, con imágenes tomadas por la sonda Voyager 2 en 1986. Debido a su resolución variable, estas imágenes no permiten realizar un estudio completo de los cráteres de estos satélites.

Respecto a los modelos de craterización, en el sistema de Urano éstos se basan típicamente en impactores heliocéntricos provenientes de la región transneptuniana (ver Kirchoff et al., 2022). Sin embargo, nuestro modelo basado en estos impactores (Rossignoli et al., 2019, 2022) resulta insuficiente para explicar los cráteres observados en las superficies de los cinco satélites clásicos. Con esta motivación, y teniendo en cuenta la gran oblicuidad que presenta el sistema, consideramos estudios recientes (Ishizawa et al., 2019; Ida et al., 2020; Woo et al., 2022) que modelan la formación de los cinco satélites clásicos de Urano a partir de un disco de escombros remanente de una posible gran colisión que inclinó

Presentación oral

al planeta. A partir de este disco de escombros remanente, exploramos distintas poblaciones de impactores planetocéntricos para los satélites clásicos de Urano, teniendo en cuenta las prescripciones presentadas en Ida et al. (2020) y Woo et al. (2022). Luego, comparamos nuestros resultados con los conteos de cráteres publicados en Kirchoff et al. (2022), generados a partir de una recalibración de las imágenes tomadas por la Voyager 2.

#### 2. Método

Recientemente, han surgido varios trabajos que logran reproducir la arquitectura del sistema de satélites clásicos de Urano a partir de un disco de escombros generado en la posible gran colisión. Basándonos en los modelos más exitosos hasta la fecha, utilizamos las prescripciones presentadas en los trabajos de Ida et al. (2020) y Woo et al. (2022) para construir posibles poblaciones planetocéntricas para el sistema de Urano. Estos trabajos tienen en cuenta que la masa de los satélites clásicos aumenta con la distancia al planeta, entonces para nuestra simulación proponemos 4 discos de 500 partículas cada uno con distribuciones  $N(a) \propto a^n$ , donde a es el semieje mayor de las partículas y n toma valores de  $n = 1/2, 1, 3/2 \ge 5/2$  para los Discos 1, 2, 3 y 4 respectivamente. Además, luego de la formación de los satélites contemplamos que el disco de escombros está excitado, por lo que modelamos los parámetros orbitales

de las partículas con semiejes mayores entre  $3 R_{\rm U} < a <$  $30 R_{\rm U}$ , donde  $R_{\rm U}$  es el radio de Urano, excentricidades entre  $0 \le e \le 0.25$  e inclinaciones entre  $0^{\circ} \le i \le 15^{\circ}$ respecto al eje positivo de spin de Urano. El resto de los elementos orbitales toman valores aleatorios. Luego, realizamos simulaciones numéricas de la evolución dinámica de cada disco con el código EVORB (Fernández et al., 2002). Consideramos un tiempo de integración de 10 millones de años y tomamos como cuerpos masivos a Urano y los cinco satélites clásicos en su configuración actual. Al finalizar la simulación, obtuvimos la probabilidad de colisión y la velocidad media de impacto en cada satélite (ver Tabla 1). Con estos resultados, construimos una distribución de tamaños acumulada (CSD) de nuestros impactores planetocéntricos, calibrándola con los conteos de cráteres observados en Oberón (Kirchoff et al., 2022), uno de los satélites más craterizados de Urano.

La CSD de estos impactores está dada por:

$$N(>d) = C\left(\frac{1\mathrm{km}}{d}\right)^q$$
 para  $d \gtrsim 1 \mathrm{km},$  (1)

donde d es el diámetro del impactor, q=2 y C depende de la distribución de partículas en el disco y varía entre C = 44655 para el Disco 1 y C = 27119 para el Disco 4. Esta CSD nos permite modelar la distribución de cráteres planetocéntrica en los cinco satélites clásicos para luego comparar nuestros resultados con los conteos observacionales (Kirchoff et al., 2022).

Para obtener el diámetro del cráter transitorio  $D_{\rm t}$ en función del diámetro del impactor d, utilizamos la ley de escala para impactos en régimen gravitatorio y superficies e impactores de hielo (Holsapple & Housen, 2007):

$$D_{\rm t} = K_1 \left(\frac{g \, d}{2 \, v_{\rm i}^2}\right)^{-\frac{\mu}{2+\mu}} d,\tag{2}$$

donde g es la gravedad del satélite,  $v_i$  la velocidad media de impacto sobre el satélite,  $\mu=0.38$  y  $K_1=1.67$ . El diámetro final del cráter se obtiene adaptando los resultados a las prescripciones para cráteres complejos.

#### 3. Resultados y discusión

En esta sección presentamos los resultados del modelo de craterización planetocéntrico en los satélites clásicos de Urano, para los casos límites del Disco 1 y el Disco 4 y considerando que los resultados correspondientes a los Discos 2 y 3 quedan contenidos entre éstos.

Tabla 1: Radio medio  $R_s$  y semieje mayor *a* del satélite en km, velocidad media de colisión  $v_i$  en km s<sup>-1</sup> y probabilidad *p* de colisión para los Discos 1 y 4.

| Satélite | $R_s$ | a      | $v_i$ [D1] | $p\left[\mathrm{D1}\right]$ | $v_i \left[ \mathrm{D4} \right]$ | $p\left[\mathrm{D4}\right]$ |
|----------|-------|--------|------------|-----------------------------|----------------------------------|-----------------------------|
| Miranda  | 235.8 | 129900 | 1.59       | 0.03                        | 1.83                             | 0.01                        |
| Ariel    | 578.9 | 190900 | 1.38       | 0.11                        | 1.55                             | 0.05                        |
| Umbriel  | 584.7 | 266000 | 1.23       | 0.14                        | 1.33                             | 0.1                         |
| Titania  | 788.9 | 436300 | 1.20       | 0.31                        | 1.16                             | 0.35                        |
| Oberón   | 761.4 | 583500 | 1.03       | 0.32                        | 1.05                             | 0.41                        |

En la Tabla 1 se muestran las características distintivas de los cinco satélites clásicos y los resultados generales de nuestro modelo planetocéntrico para los Discos



Figura 1: Número acumulado de cráteres por kilómetro cuadrado en Miranda (*arriba*) y Ariel (*abajo*) en función del diámetro del cráter. Las líneas punteadas representan los resultados para el modelo planetocéntrico de los Discos 1 y 4. La línea sólida gris corresponde al modelo heliocéntrico y los puntos en color azul indican los conteos observacionales (Kirchoff et al., 2022). Adaptada de Rossignoli & Di Sisto (2022).

1 y 4. Como consecuencia de la diferencia de índices n en la distribución de partículas N(a) descripta en la Sec. 2, la probabilidad de impacto asociada al Disco 4 decae más rápidamente que la asociada al Disco 1 al disminuir la distancia a Urano. En las Figs. 1 y 2 se muestra el número acumulado de cráteres por kilómetro cuadrado en función del diámetro del cráter para los Discos 1 y 4 y para el modelo heliocéntrico que motivó el presente estudio, junto con las observaciones correspondientes a los terrenos craterizados de los satélites (Kirchoff et al., 2022). En el caso de Miranda y Ariel (Fig. 1), que orbitan más cerca de Urano, vemos que nuestro modelo planetocéntrico genera una sobreestimación de cráteres con el Disco 1, mientras que los resultados para el Disco 4 subestiman el número de cráteres observados en el caso de Miranda. Como las superficies de Ariel y Miranda presentan evidencias de procesos de renovación de superficie que pueden borrar cráteres y nuestro modelo no contempla estos efectos, es esperable que nuestros resultados sobreestimen el número de cráteres. Por otra parte, nuestro modelo heliocéntrico genera una leve subestimación de cráteres en el caso de Miranda. En los casos de Umbriel, Titania y Oberón (Fig. 2), nuestro modelo planetocéntrico logra un mejor acuerdo con las observaciones, sobre todo para el Disco 1. Teniendo en cuenta



Figura 2: Número acumulado de cráteres por kilómetro cuadrado en Umbriel (*arriba*), Titania (*centro*) y Oberón (*abajo*) en función del diámetro del cráter. Las líneas punteadas representan los resultados para el modelo planetocéntrico de los Discos 1 y 4. La línea sólida gris corresponde al modelo heliocéntrico y los puntos en color azul indican los conteos observacionales (Kirchoff et al., 2022). Adaptada de Rossignoli & Di Sisto (2022).

que la superficie de Titania exhibe ciertos indicios de renovación de superficie, es esperable que nuestro modelo sobreestime el número de cráteres observables. Nuestro modelo heliocéntrico para estos tres satélites muestra una fuerte subestimación del número de cráteres.

En síntesis, nuestros resultados indican que es posible reproducir los conteos de cráteres observados actua-



Figura 3: Excentricidad en función del semieje mayor expresado en radios de Urano de las partículas remanentes en la simulación al cabo de 10 millones de años, para los Discos 1 y 4. Los cinco satélites clásicos están representados por los círculos celestes.

lizados (Kirchoff et al., 2022) a partir de una fuente de impactores planetocéntrica generada en el posible gran impacto que inclinó Urano. En particular, de los cuatro posibles discos explorados en el presente trabajo, encontramos que aquellos con un menor índice n en la distribución de partículas resultan en distribuciones de cráteres que tienen un mejor acuerdo con las observaciones.

Por otra parte, notamos que al correr nuestras simulaciones por 10 millones de años, algunas partículas sobreviven con órbitas interiores a la órbita de Miranda o exteriores a la órbita de Oberón (Fig. 3). Incluso ciertas partículas remanentes comparten órbita con Oberón. Respecto a los 13 satélites regulares más pequeños, esto podría indicar que quizás su origen también esté relacionado al posible gran impacto de Urano. Resulta entonces interesante continuar con el estudio de este sistema, en vistas de que existe la posibilidad de volver a explorarlo con una nueva misión en 2030.

#### Referencias

- Fernández J.A., Gallardo T., Brunini A., 2002, Icarus, 159, 358
- Holsapple K.A., Housen K.R., 2007, Icarus, 187
- Ida S., et al., 2020, Nat. Astron., 4
- Ishizawa Y., Sasaki T., Hosono N., 2019, ApJ, 885, 132
- Kirchoff M.R., et al., 2022, PSJ, 3
- Rossignoli N.L., Di Sisto R.P., 2022, LPI Contributions, LPI Contributions, vol. 2702, 2017
- Rossignoli N.L., Di Sisto R.P., Parisi M.G., 2022, A&A, 660, A127
- Rossignoli N.L., et al., 2019, A&A, 627, A12
- Woo J.M.Y., et al., 2022, Icarus, 375

# Síntesis poblacional de discos protoplanetarios

J.L. Gomez<sup>1</sup>, O.M. Guilera<sup>2</sup>, M.M. Miller Bertolami<sup>2</sup> & M.P. Ronco<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>2</sup> Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

Contacto / josepluis21@gmail.com

**Resumen** / Presentamos una exploración preliminar del impacto de las condiciones iniciales de nuestro modelo global de formación planetaria en las propiedades observables de los discos protoplanetarios. Para esto se implementaron diferentes módulos numéricos para calcular los parámetros iniciales del modelo, como masas y tamaños de los discos, a partir de distribuciones estadísticas inferidas observacionalmente. En particular, utilizando una síntesis poblacional que compute la evolución de los discos protoplanetarios por acreción viscosa y fotoevaporación de rayos X, exploramos que parámetros y distribuciones iniciales son capaces de reproducir la fracción de estrellas con discos protoplanetarios observadas en poblaciones estelares de diferentes edades.

**Abstract** / We present a preliminary exploration of the impact of the initial conditions in our global model of planet formation on the observable properties of protoplanetary disks. We implemented different numerical modules to calculate the initial parameters of the model, such as masses and sizes of the disks, from statistical distributions inferred observationally. In particular, using a population synthesis that computes the evolution of protoplanetary disks by viscous accretion and X-ray photoevaporation, we explore which initial parameters and distributions are capable of reproducing the fraction of stars with protoplanetary disks observed in stellar populations of different ages.

Keywords / protoplanetary disks — population synthesis : close — methods: numerical

#### 1. Introducción

La duración de los discos protoplanetarios es una escala de tiempo fundamental para la formación de los planetas gigantes gaseosos, los cuales tienen que alcanzar núcleos masivos de varias veces la masa terrestre para poder acretar el gas del disco antes de su disipación. Durante este intervalo de tiempo la interacción planetadisco da lugar a la migración planetaria, por lo cual el tiempo de vida de los discos juega también un rol central en el proceso de migración planetaria (ver los resúmenes recientes sobre formación planetaria de Venturini et al., 2020; Drazkowska et al., 2022, y las referencias allí mencionadas). Las escalas de los tiempos de disipación típicas para estos discos protoplanetarios se extienden entre 1 y 10 millones de años (Ma), con un valor medio de  $\sim 3$  Ma (e.g Mamajek, 2009). Sin embargo, estos tiempos de disipación dependen fuertemente de las tasas de pérdida de masa. Estas tasas de pérdida de masa de los discos son producidas principalmente por la acreción viscosa hacia la estrella central y la fotoevaporación del gas del disco por parte de la estrella y dependerán tanto de las características del disco protoplanetario, de las características de la estrella y del entorno en el que se produce la formación (Coleman & Haworth).

El objetivo de este trabajo es identificar las combinaciones de parámetros libres de nuestro modelo capaces de reproducir las principales características de las muestras observadas de discos protoplanetarios. En particular presentamos los resultados obtenidos de analizar el impacto de los diferentes parámetros que definen los discos y su evolución, en los tiempos de disipación de los mismos a fin de reproducir el diagrama fracción de discos—edad de los cúmulos jóvenes observados.

#### 2. Modelo numérico

Calculamos la evolución de la componente gaseosa de un disco circumestelar alrededor de una estrella central utilizando el modelo implementado en PLANETALP (e.g. Ronco et al., 2017; Guilera et al., 2017). PLANETALP modela la formación y evolución de un sistema planetario inmerso en un disco protoplanetario que evoluciona en el tiempo. En este trabajo nos centramos en resolver la evolución temporal de la componente gaseosa de los discos alrededor de estrellas de una masa solar. El disco evoluciona en el tiempo por acreción viscosa y fotoevaporación de ravos X debido a la estrella central. El modelo considera un disco axisimétrico, usualmente llamado modelo de disco 1D+1D, en donde una dimensión representa la coordenada radial y la otra dimensión corresponde a la coordenada vertical. El código primero resuelve la estructura vertical del disco resolviendo las ecuaciones de equilibrio hidrostático, la ecuación de transporte y la ecuación de conservación de energía considerando el calentamiento del disco por viscosidad y la radiación de estrella central. Resuelta la estructura vertical, se obtienen las variables termodinámicas y la densidad superficial de gas en el plano medio del disco. Finalmente la densidad superficial de gas evoluciona por acreción viscosa y fotoevaporación.



Figura 1: Panel izquierdo: histograma de las de masas iniciales consideradas para los discos protoplanetarios utilizando la distribución derivada por Tychoniec L., et al., 2018, The Astrophysical Journal Supplement Series, 238, 19 (T2018), una distribución normal logarítmica de media  $\mu = -1.49$ y dispersión  $\sigma = 0.35$ . Panel derecho: distribución de radios característicos obtenidos para los discos protoplanetarios utilizando la relación con la masa dada por Andrews et al. (2010), una distribución normal logarítmica de media  $\mu = 1.75$  (56.64 au).

#### 2.1. Densidad superficial inicial

La densidad superficial inicial está elegida en acuerdo con las densidades superficiales inferidas por (Andrews et al., 2010) de las observaciones de discos protoplanetarios.

El perfil radial de la densidad superficial de gas está dado por

$$\Sigma_{gas} = \Sigma_{gas}^0 \left(\frac{r}{r_c}\right)^{-\gamma} e^{-(r/r_c)^{2-\gamma}},\tag{1}$$

en donde  $\Sigma_g^0$  es una constate de normalización que depende de la masa inicial del disco,  $r_c$  es el radio característico y  $\gamma$  es el gradiente de la densidad superficial.

#### 2.2. Evolución temporal: acreción viscosa y fotoevaporación

La densidad superficial de gas,  $\Sigma_{\rm g}$ , evoluciona por acrecion viscosa y fotoevaporación, siguiendo una ecuación de difusión con un sumidero correspondiente a la fotoevaporación ( $\dot{\Sigma}_W$ ) debida a la estrella central (Pringle, 1981; Guilera et al., 2017, e.g)

$$\frac{\partial \Sigma_{\rm g}}{\partial t} = \frac{3}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r^{1/2} \frac{\partial}{\partial r} \left( \nu \Sigma_{\rm g} r^{1/2} \right) \right] + \dot{\Sigma}_W(r), \qquad (2)$$

en donde  $\nu$  es la viscosidad parametrizada con el parámetro adimencional  $\alpha$  (Shakura & Sunyaev, 1973). La pérdida de masa por fotoevaporación ocurre debido a que la radiación emitida por la estrella central es capaz de ionizar la superficie del disco, principalmente debido a la radiación ultravioleta lejana (FUV), radiación ultravioleta extrema (EUV) y de rayos X (RX). Sin embargo, Kunitomo et al. (2021) mostraron que en discos alrededor de estrellas con masas  $M_{\star} \leq 2.5 M_{\odot}$  domina la fotoevaporación debido a la radiación por RX. Por este motivo, nuestro modelo implementa las prescripciones

para la tasa de pérdida de masa por fotoevaporación de RX derivadas por Owen et al. (2010). La luminosidad en RX sigue la prescripción obtenida por Bae et al. (2013).

#### 2.3. Condiciones iniciales

Las condiciones iniciales que definen un sistema estrelladisco son: la masa de la estrella central, la masa inicial del disco, el radio característico del disco, el parámetro  $\alpha$  asociado a la viscosidad y el gradiente de la densidad superficial  $\gamma$ , definido en la Ec. (1).

Para el cómputo de nuestra síntesis poblacional consideramos la masa de la estrella central siempre igual a 1  $M_{\odot}$ . El parámetro  $\alpha$  asociado a la viscosidad toma valores discretos de  $\alpha = 10^{-4}, 10^{-3}$  y  $10^{-2}$ . Para el gradiente de densidad superficial consideramos  $\gamma = 0.9$ , el cual es el valor medio derivado por Andrews et al. (2010).

La masa inicial del disco es considerada como un parámetro libre que sigue una distribución estadística. En la literatura existen varias distribuciones de masa de discos, derivadas de diferentes cúmulos estelares jóvenes, las cuales tienen una diferencia en el valor medio de hasta un órden de magnitud. En este trabajo, utilizamos la distribución aleatoria de masa inferida para las protoestrellas ubicadas en Perseo por Tychoniec et al. (2018, T2018), la cual se muestra en el panel izquierdo de la Figura 1, la cual consideramos representa apropiadamente una población de discos en etapas tempranas (clases 0/I). Para estudiar como la distribución de masas de los discos impacta en la duración de los discos protoplanetarios, realizamos simulaciones adicionales modificando esta distribución incrementando y disminuyendo el valor de la media y la varianza por un factor 2.

Finalmente, a partir del trabajo de Emsenhuber et al. (2021) usamos la relación entre la masa inicial del disco  $M_d$  y el radio característico por (la cual está basada en las observaciones de Andrews et al., 2010)

$$\frac{\mathrm{M}_{\mathrm{d}}}{2 \times 10^{-3}} = \left(\frac{r_c}{10 \mathrm{ ua}}\right). \tag{3}$$

La distribución de  $r_c$  obtenida vía la Eq. (3) se muestra en el panel derecho de la Fig. 1.

#### 3. Resultados

Para cada elección de los valores de los parámetros iniciales y para cada elección de la distribución estadística de las masas iniciales, realizamos una

síntesis poblacional en donde calculamos la evolución de 1000 discos y computamos la fracción de estrellas con discos en función del tiempo.

Nos enfocamos en estudiar la dependencia del tiempo de disipación de los discos con la masa de los discos y la viscosidad de los mismos.

#### 3.1. Dependencia con la viscosidad

En el panel izquierdo de la Fig. 2 analizamos el impacto de diferentes valores de  $\alpha$  (10<sup>-4</sup>, 10<sup>-3</sup>, y 10<sup>-2</sup>) en los tiempos de disipación de los discos. Para el caso de

#### Gomez et al.



Figura 2: Panel izquierdo: fracción de estrellas con discos en función de su edad. Las líneas discontinuas (verde, amarilla y cián) representan los resultados de nuestra síntesis para diferentes valores de  $\alpha$ . Panel derecho: fracción de estrellas con discos en función de la edad de las mismas considerando diferentes distribuciones de masas iniciales. La línea a trazo amarilla es obtenida de nuestra síntesis poblacional a partir de la distribución de masa de T2018. Las líneas continuas corresponden a las distribuciones de masa para los discos obtenidas modificando la media y la dispersión de la distribución de T2018. En ambos paneles, las cruces de color negro corresponden a las observaciones obtenidas por Ansdell (2017), mientras que los puntos de color corresponden a las observaciones reducidas por (Ribas et al., 2015).

una viscosidad alta ( $\alpha = 10^{-2}$ ) no encontramos estrellas con discos con edades > 5 Ma. Para viscosidades bajas ( $\alpha = 10^{-4}$ ) obtenemos estrellas con discos con edades > 15 Ma. En ambos casos, los resultados de nuestra síntesis no reproducen correctamente las observaciones (líneas cían y verdes a trazos). La fuerte dependencia entre los tiempos de disipación de los discos y la viscosidad se debe a que a mayor viscosidad mayor es la tasa de acreción del gas del disco por la estrella central. Por ultimo, para el valor de viscosidad intermedio ( $\alpha = 10^{-3}$ ) logramos reproducir los datos observacionales hasta ~ 3 Ma. A partir de esta edad nuestra síntesis subestima la fracción de estrellas con discos.

#### 3.2. Dependencia con la masa inicial de los discos

Para estudiar el impacto de la distribución de masa inicial de los discos en la síntesis poblacional consideramos dos variaciones respecto a la distribución de masa de T2018, tanto respecto a la media ( $\mu_1 = 2\mu, \mu_2 = \mu/2$ ) como a la varianza ( $\sigma_1 = 2\sigma, \sigma_2 = \sigma/2$ ). En el panel derecho de la Fig. 2 mostramos el efecto de estas variaciones en la distribución de masa de T2018. Podemos ver que las observaciones de la fracción de estrellas con discos en función de las edades de los cúmulos son mejor representadas a partir de una distribución con una varianza del doble respecto a la de T2018.

#### 4. Conclusiones

En este trabajo presentamos resultados preliminares de estudiar el impacto de las condiciones iniciales en los tiempos de disipación de los discos protoplanetarios y comparamos nuestros resultados con las observaciones de la fracción de estrellas con discos en función de las edades de los cúmulos. Encontramos que tanto la viscosidad como la distribución de masa inicial de los discos protoplanetarios son los parámetros que más afectan a la evolución de los discos y por ende a la síntesis poblacional. Dentro del rango de viscosidades y distribuciones de masa obtenidos de la literatura, nuestros modelos son capaces de reproducir las observaciones para viscosidades moderadas ( $\alpha = 10^{-3}$ ) y una distribución de masa con una varianza un factor 2 mayor a la correspondiente a la distribución de masa inferida por T2018.

#### Referencias

- Andrews S.M., et al., 2010, ApJ, 723, 1241
- Ansdell M.C., 2017, Protoplanetary disk demographics with ALMA, Ph.D. thesis, University of Hawaii, Manoa
- Bae J., et al., 2013, ApJ, 774, 57
- Coleman G.A., Haworth T.J., , MNRAS
- Drazkowska J., et al., 2022, arXiv preprint arXiv:2203.09759
- Emsenhuber A., et al., 2021, 656, A70
- Guilera O.M., Miller Bertolami M.M., Ronco M.P., 2017, MNRAS, 471, L16
- Kunitomo M., et al., 2021, ApJ, 909, 109
- Mamajek E.E., 2009, AIP Conference Proceedings, 1158, 3
- Owen J.E., et al., 2010, MNRAS, 401, 1415
- Pringle J.E., 1981, ARA&A, 19, 137
- Ribas Á., Bouy H., Merín B., 2015, A&A, 576, A52
- Ronco M.P., Guilera O.M., de Elía G.C., 2017, MNRAS, 471, 2753
- Shakura N.I., Sunyaev R.A., 1973, A&A, 24, 337
- Tychoniec L., et al., 2018, ApJS, 238, 19
- Venturini J., Ronco M.P., Guilera O.M., 2020, SSRv, 216, 86

# Estudio de diferentes escenarios en el modelado de la influencia de la interacción de mareas en la evolución térmica del interior terrestre

S.H. Luna<sup>1,2</sup>, M.G. Spagnuolo<sup>1</sup> & H.D. Navone<sup>3,4</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Estudios Andinos "Don Pablo Groeber", CONICET-UBA, Argentina

<sup>2</sup> Instituto de Tecnología e Ingeniería, UNaHur, Argentina

<sup>3</sup> Facultad de Ciencias Exactas, Ingeniería y Agrimensura, UNR, Argentina

<sup>4</sup> Instituto de Física de Rosario, CONICET-UNR, Argentina

Contacto / sluna@gl.fcen.uba.ar

**Resumen** / En el presente trabajo se estudia la influencia de las mareas sólidas en el manto terrestre a lo largo de la historia dinámica del sistema Tierra-Luna. Para comprender su influencia, se analizaron y se compararon distintos modelos de evolución térmica del manto, asumiendo que su viscosidad depende fuertemente de la temperatura. Teniendo en cuenta la mayor cercanía de la Luna en el pasado se establece como hipótesis que el calor de mareas aportado podría haber tenido un rol significativo en algunos procesos geológicos como facilitar la fusión y/o la tectónica de placas. Para comprobar esta hipótesis se partió de un modelo reológico del manto terrestre y un modelo del interior de la Tierra, que incluye el perfil de temperatura, y asumiendo que la Luna es una masa puntual. En primer lugar, se realizaron simulaciones teniendo en cuenta la influencia de las distintas fuentes y sumideros de calor interno, como el decaimiento radiactivo y la fusión en el manto, sin el aporte de mareas. Posteriormente se incorporó el calor por mareas aportado a lo largo de la historia terrestre teniendo en cuenta la evolución del sistema Tierra-Luna. Se obtuvo como resultado que la interacción de mareas puede elevar apreciablemente la temperatura media del manto en comparación con las otras fuentes de calor consideradas, siendo de fundamental importancia el rol de la fusión del manto para mantener controlada la temperatura. Se discuten las posibles consecuencias de la fusión en la parte superior del manto.

**Abstract** / The present work studies the influence of solid tides on the Earth's mantle throughout the dynamical history of the Earth-Moon system. In order to understand its influence, different models of thermal evolution of the mantle were analyzed and compared, assuming that its viscosity strongly depends on temperature. Taking into account the closer proximity of the Moon in the past, it is hypothesized that the tidal heat provided could have played a significant role in some geological processes such as facilitating melting and/or plate tectonics. To test this hypothesis, a rheological model of the Earth's mantle and a model of the Earth's interior, including the temperature profile, and assuming that the Moon is a point mass, were used. First, simulations were performed taking into account the influence of the various sources and sinks of internal heat, such as radiative decay and melting in the mantle, without the contribution of tides. Subsequently, the tidal heat contributed throughout the Earth's history was incorporated, taking into account the evolution of the Earth-Moon system. It was found that the tidal interaction can appreciably raise the mean mantle temperature compared to the other heat sources considered, being of fundamental importance the role of mantle melting to keep the temperature under control. The possible consequences of upper mantle melting are discussed.

Keywords / celestial mechanics — planets and satellites: individual (Earth, Moon) — planets and satellites: interiors — planets and satellites: physical evolution — planets and satellites: terrestrial planets

#### 1. Introducción

El comportamiento dinámico del sistema Tierra-Luna a lo largo del tiempo, así como la evolución térmica de ambos cuerpos, es actualmente objeto de debate y de investigación en diversos trabajos científicos. Esto se debe a que las problemáticas que se intentan resolver son muy complejas y de naturaleza interdisciplinar, ya que necesariamente involucran a diversos campos del conocimiento (geofísica, geoquímica y astronomía, entre otros).

Además, a pesar de que se ha avanzado mucho en cuanto al modelado de la evolución térmica y dinámica acopladas, la evidencia geológica es escasa en el pasa-

Presentación mural

do remoto de la tierra y, en algunos casos, controversial (Williams, 2000; López de Azarevich & Azarevich, 2017).

Teniendo en cuenta todo esto, el principal objetivo de este trabajo es abordar la construcción de las herramientas necesarias para modelar en conjunto la evolución térmica y dinámica del sistema Tierra-Luna desde un punto de vista interdisciplinario, integrando la física de los procesos involucrados en el contexto de los datos geológicos disponibles. De esta forma, se avanza en la construcción de un modelo co-evolutivo del sistema, acoplando las propiedades internas de cada uno de los cuerpos (Tierra y Luna) a la dinámica del sistema. En un trabajo anterior (Luna et al., 2021), se propuso un modelo muy simple que, si bien permitía seguir la evolución temporal de las temperaturas medias del núcleo y del manto terrestre considerando las fuentes de calor por decaimiento radiactivo y por interacción de mareas, pero sin tener en cuenta el rol de la fusión en el manto terrestre, daba como resultado temperaturas medias muy por encima de las temperaturas de fusión, especialmente en el manto. No obstante, el modelo construido posibilitó evaluar el impacto de la interacción de mareas en la evolución térmica del manto terrestre e identificar las magnitudes relativas de los aportes de calor de los diferentes procesos involucrados.

En este trabajo, presentamos un modelo más abarcador que, además de las fuentes y procesos antes mencionados, incorpora la fusión en el manto terrestre. La principal ventaja de tal incorporación radica en que la energía requerida para el cambio de fase proporciona un mecanismo muy efectivo para controlar los aumentos excesivos de temperatura producidos por el decaimiento radiactivo y la interacción de mareas. De esta manera, nos acercamos a un modelo más realista del sistema que nos permite evaluar su comportamiento ante diferentes parámetros de entrada y valores iniciales.

#### 2. Metodología

El modelo desarrollado está basado en los trabajos de Schubert et al. (2001) y de Driscoll & Bercovici (2014). Al igual que la mayoría de los modelos térmicos disponibles en la literatura, estas investigaciones parten del balance térmico del núcleo y del manto. Se asume que la convección es el mecanismo principal de transmisión de calor en el manto terrestre y se obtienen las expresiones de los flujos térmicos en virtud de la teoría de la capa límite. En este sentido, el perfil de temperatura del manto está caracterizado por dos capas límites en donde el calor se transmite por conducción, una en contacto con la interfase manto-núcleo (CMB), denominada capa límite inferior (Lower Boundary Layer, LBL) y otra lindante con la superficie, llamada capa límite superior (Upper Boundary Layer, UBL). El perfil de temperatura dentro del manto, y entre ambas capas, se considera adiabático puesto que se asume un manto bien mezclado (Figura 1a).

En virtud de que se incluye la posibilidad de fusión parcial dentro del núcleo y del manto, se consideraron los perfiles de temperatura del *solidus* en el núcleo,  $T_{\rm sol}^{\rm núcleo}$ , (Driscoll & Bercovici, 2014) y aquellos del *soli*dus y liquidus del manto (Monteux et al., 2016),  $T_{\rm sol}^{\rm manto}$ y  $T_{\text{liq}}^{\text{manto}}$ , respectivamente (Figura 1b). La expresión de la tasa de calor generado por decaimiento radiactivo se obtuvo del trabajo de Turcotte & Schubert (2014). El calor aportado por interacción de mareas se incorporó al modelo de evolución térmica siguiendo el trabajo de Efroimsky & Makarov (2014). Cabe mencionar que la evaluación de la cantidad de calor por mareas requiere del modelado de la dinámica del sistema Tierra-Luna, que nos permite modelar, en particular, la evolución del semieje mayor de la órbita lunar (a) y los cambios en la longitud del día terrestre (LOD). La construcción de este modelo se realiza a partir de la evidencia geológica disponible (Luna et al., 2021).

La distribución inicial de temperatura (Figura 1b) se obtiene asumiendo que el núcleo se encuentra totalmente fundido y se fija un valor inicial para el salto de temperatura entre la CMB y la parte superior de la capa límite inferior,  $\Delta T_{\rm L} = T_{\rm CMB} - T_{\rm LBL}$ , donde  $T_{\rm LBL}$  es la temperatura en la parte superior de la capa límite inferior. De esta forma se determinan los espesores de las capas límites ( $\delta_{\rm U} \ y \ \delta_{\rm L}$ ) y las temperaturas en la base de la capa límite superior ( $T_{\rm UBL}$ ) y en la CMB ( $T_{\rm CMB}$ ). Una vez iniciada, se sigue la evolución temporal de estas dos temperaturas a lo largo de cada simulación, dado que estas cantidades son las que caracterizan completamente el perfil térmico del interior terrestre. La temperatura en la superficie terrestre se mantiene constante e igual a 293 K, a lo largo de cada simulación.

#### 3. Resultados

En la Figura 2 se muestran los resultados obtenidos de la evolución térmica del interior terrestre, considerando diferentes valores iniciales del salto de temperatura en la capa límite inferior ( $\Delta T_{\rm L}(0)$ ). Puede observarse que el impacto de la interacción de mareas, esto es, el calor generado por la fricción interna en el manto terrestre, resulta significativo a la luz de este nuevo abordaje. Por otro lado, puede notarse también que la efectividad de la convección mantélica hace que los valores finales de  $T_{\rm UBL}$ y de  $T_{\rm CMB}$ , considerando la interacción de mareas, sean muy cercanos a aquellos en los que se tiene en cuenta solamente el calor producido por decaimiento radiactivo.

#### 4. Conclusiones y perspectivas

En virtud de los resultados obtenidos, podemos concluir lo siguiente:

- el modelo desarrollado brinda una descripción mucho más coherente con las hipótesis más aceptadas acerca de la posible evolución térmica del interior terrestre. Incorporando la fusión se equilibran las temperaturas y se obtienen valores finales similares a los actuales;
- parece ser importante en la historia térmica temprana de la Tierra tener en cuenta la interacción de mareas. En particular, y como era esperable, los resultados muestran que en los primeros millones de años la interacción era mucho más intensa. Se observa que el efecto tiene un pico en los primeros 500 Ma, una cola que se extiende hasta los 2 Ga y luego es mínimo;
- la elección del valor  $\Delta T_{\rm L}(0)$  parece ser de importancia en la evolución del perfil de temperatura.

Finalmente, y tal como se mencionó al comienzo, entender la evolución térmica de la Tierra permite conocer los cambios geológicos a lo largo de su historia. De estos resultados se infiere una relación entre la curva de evolución térmica del manto, cuando son consideradas las mareas, con la transición entre el régimen de *stagnant lid* y el de tectónica de placas. Los modelos termomecánicos comparativos entre la litosfera oceánica del Luna et al.



Figura 1: (a) Esquema del perfil de temperatura del manto. (b) Gráfica del perfil inicial de temperaturas del interior terrestre.



**Figura 2:** Gráficas de la evolución temporal de la temperatura en la CMB ( $T_{\text{CMB}}$ ) y de la base de la capa límite inferior ( $T_{\text{UBL}}$ ) teniendo en cuenta solamente el calor radiogénico (rad) y este junto al calor por mareas (rad + tide) para distintos valores iniciales del salto de temperatura entre la CMB y la parte superior de la capa límite inferior.

Fanerozoico y el Arcaico sugieren que un manto más caliente reduciría el contraste de flotabilidad entre la litosfera oceánica y la astenósfera subyacente dificultando la subducción (van Hunen & Moyen, 2012). Según varios autores, el inicio de la tectónica de placas se habría dado entre 0.5 y 1.5 Ga después de la formación de la Tierra (Condie, 2018; Palin & Santosh, 2021) coincidente con la caída rápida de la temperatura luego de un pico máximo y en concordancia con el inicio del enfriamiento rápido del manto.

#### Referencias

- Condie K.C., 2018, Geoscience Frontiers, 9, 51 . Lid Tectonics
- Driscoll P., Bercovici D., 2014, Physics of the Earth and Planetary Interiors, 236, 36

Efroimsky M., Makarov V.V., 2014, ApJ, 795, 6

- Luna S.H., Spagnuolo M.G., Navone H.D., 2021, BAAA, 62, 53
- López de Azarevich V.L., Azarevich M.B., 2017, Geo-Marine Letters, 37, 333
- Monteux J., Andrault D., Samuel H., 2016, Earth Planet. Sci. Lett., 448, 140
- Palin R.M., Santosh M., 2021, Gondwana Research, 100, 3. SPECIAL ISSUE: GR-100
- Schubert G., Turcotte D.L., Olson P., 2001, Mantle Convection in the Earth and Planets, Cambridge University Press
- Turcotte D., Schubert G., 2014, Geodynamics, 3 ed., Cambridge University Press
- van Hunen J., Moyen J.F., 2012, Annu. Rev. Earth Planet. Sci., 40, 195
- Williams G.E., 2000, Rev. Geophys., 38, 37

# Soluciones hidrodinámicas autoconsistentes para vientos impulsados por radiación en estrellas masivas

M. Curé<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Física y Astronomía, Universidad de Valparaíso, Chile

Contacto / michel.cure@uv.cl

**Resumen** / Las estrellas masivas presentan intensos vientos estelares descritos por la teoría de vientos impulsados por radiación. Presentamos dos nuevos procedimientos autoconsistentes que combinan la hidrodinámica con los cálculos de la fuerza de las lineas, dando como resultado los parámetros de la esta fuerza, el campo de velocidades y la tasa de pérdida de masa. Nuestros cálculos consideran la contribución al multiplicador de fuerza de las líneas de más de 900 000 transiciones atómicas, un flujo de radiación en equilibrio termodinámico no local (NLTE) de la fotosfera usando modelos TLUSTY y una aproximación cuasi LTE para los números ocupacionales. Se puede calcular un conjunto completo de parámetros de fuerza de las líneas para  $T_{\rm eff} \ge 30000$  K, y logaritmo (log) de gravedades superficiales superiores a 3,2 dex, con sus correspondientes parámetros de viento (velocidades terminales y tasas de pérdida de masa). La dependencia ya conocida de los parámetros de fuerza de las líneas con la temperatura efectiva se ve reforzada por la dependencia de  $\log g$ . Las velocidades terminales presentan una relación de escalamiento más empinada con respecto a la velocidad de escape. Esto podría explicar los valores de dispersión observados en el lado caliente del salto de biestabilidad. Además, la comparación de las tasas de pérdida de masa autoconsistentes con la obtenida por la teoría m-CAK muestran una buena concordancia. Las soluciones de viento autoconsistentes se utilizan como entrada en los códigos FASTWIND y CMFGEN (Co-Moving Frame Generator) para calcular espectros sintéticos. Mostramos, comparando con los espectros observados para algunas estrellas, que sólo variando el factor de agrupamiento (clumping), los espectros sintéticos convergen rápidamente en la región de vecindad de la solución. Es importante destacar que nuestros procedimientos autoconsistentes reducen significativamente el número de parámetros libres necesarios para obtener un espectro sintético.

**Abstract** / Massive stars present strong stellar winds described by the radiation-driven wind theory. We present two novel self-consistent procedures that couple the hydrodynamics with calculations of the line force, giving, as a result, the line-force parameters, the velocity field, and the mass-loss rate. Our calculations consider the contribution to the line-force multiplier from more than 900,000 atomic transitions, a non-local thermodynamic equilibrium (NLTE) radiation flux from the photosphere from TLUSTY models, and a quasi-LTE approximation for the occupational numbers. A complete set of line-force parameters for  $T_{\rm eff} \geq 30000$  K, and logarithm (log) of surface gravities higher than 3.2 dex can be calculated, with their corresponding wind parameters (terminal velocities and mass-loss rates). The already known dependence of line-force parameters on effective temperature is enhanced by the dependence on  $\log g$ . The terminal velocities present a stepper scaling relation concerning the escape velocity. This might explain the scatter values observed on the hot side of the bistability jump. Moreover, comparing self-consistent mass-loss rates with the one obtained by the m-CAK theory shows a good agreement. Self-consistent wind solutions are used as input in FASTWIND and CMFGEN (Co-Moving Frame Generator) codes to calculate synthetic spectra. We show, comparing with the observed spectra for some stars, that only varying the clumping factor, the synthetic spectra rapidly converge into the neighbourhood region of the solution. It is important to stress that our self-consistent procedures significantly reduce the number of free parameters needed to obtain a synthetic spectrum.

Keywords / stars: early-type - stars: atmospheres - stars: winds, outflows - methods: numerical - radiative transfer

#### 1. Introduccion

Las estrellas masivas se caracterizan por tener un rol importante en la evolución de las galaxias y consecuentemente en el universo. Se encuentran ubicadas en la zona superior del diagrama Hertzprung-Russel (HR), lo que indica que pertenecen a los objetos estelares más luminosos ( $L_* \approx 10^4 L_{\odot}$ ) y con las más altas temperaturas ( $T_{\rm eff} > 10000$  K). Sus altas luminosidades ofrecen la posibilidad de estudiar el contenido y comportamiento estelar de las galaxias que las hospedan. Además, estas luminosidades son responsables de la formación y evo-

lución de las primeras galaxias y, debido a esto último, han sido llamadas "motores cósmicos" (Bresolin et al., 2008). Estas estrellas nacen con masas iniciales superiores a las  $8M_{\odot}$  (Maeder & Meynet, 2000), y pasan su mayor tiempo de vida como estrellas de tipo espectral O a tipo A. Gracias a sus altas luminosidades, emiten grandes cantidades de fotones, los que interactúan con las capas externas de sus fotosferas generando una pérdida de masa de la estrella conocida como viento estelar. Debido a su gran masa, estas estrellas tienen tiempos de vida mucho más cortos,  $\approx 10^6$  años, que sus contrapartes menos masivas, como el Sol ( $\approx 10^9$  años). La teoría que describe estos vientos fue desarrollada por Castor et al. (1975, llamada teoría CAK) y sus posteriores mejoras por Abbott (1982), Friend & Abbott (1986) y Pauldrach et al. (1986). A esta mejoras se le conoce como teoría m-CAK. Un articulo review de esta teoría hidrodinámica se encuentra en Curé & Araya (2023). En los últimos 30 años se han desarrollado algunos códigos computacionales que resuelven el transporte radiativo en equilibrio termodinámico no Local (ETnL) en simetría esférica, como son por ejemplo: FASTWIND (Puls et al., 2005) o CMFGEN (Hillier & Miller, 1998). Estos códigos necesitan como entrada la tasa de pérdida de masa y el perfil de velocidad (y densidad) del viento en función de la coordenada radial. Como resultado de estos cálculos se obtiene el especto sintético de la estrella. En lugar de usar la hidrodinámica del modelo m-CAK, se usa ampliamente una aproximación, conocida como la ley  $\beta$ , es decir,  $v(r) = v_{\infty}(1 - R_*/r)^{\beta}$ , siendo  $R_*$  el radio estelar,  $v_\infty$  la velocidad terminal del viento <br/>y $\beta$ un parámetro en el rango 0, 8 - 1, 3.

En este artículo mostraremos dos procedimientos que hemos desarrollado en los útimos años para calcular auto-consistentemente el transporte radiativo ELnT y la hidrodinámica.

En la Sec. 2 se presenta el procedimiento CAK y en la Sec. 3 el procedimiento LambertW. En la Sec. 4 se muestran las conclusiones.

#### 2. Procedimiento CAK

El primer método auto-consistente es denominado procedimiento CAK, detalles de este procedimiento se encuentran en Gormaz-Matamala et al. (2019, 2021).

La primera parte es encontrar la solución numérica a la ecuación de movimiento del modelo CAK.

#### 2.1. El modelo CAK

El modelo CAK fue desarrollado utilizando la aproximación de Sobolev para medios en expansión (Castor et al., 1975), obteniendo una expresión analítica para la fuerza de radiación producida por el campo de radiación sobre un conjunto de líneas espectrales de metales. Esta expresión es:

$$g^{\rm line} \propto \frac{1}{r^2} CF \left( r^2 v \frac{dv}{dr} \right)^{\alpha} \left( \frac{n_e}{W(r)} \right)^{\delta}.$$
 (1)

Aquí, v(r) es el perfil de velocidad del viento, dv/drel gradiente de velocidad,  $n_e$  la densidad (número) de electrones, W(r) es el factor de dilución y CF es el factor de corrección que toma en cuenta el disco estelar visto desde un observador en el plasma. Este modelo tiene tres parámetros:  $\alpha$ , k y  $\delta$  cuyo significado físico (Abbott, 1982; Puls et al., 2000) es:

- $\alpha\,$ La relación entre la fuerza de la línea producida por líneas ópticamente gruesas y la fuerza total de la línea.
- k Parámetro proporcional al número de líneas que contribuyen efectivamente a impulsar el viento.
- $\delta$ Parámetro que se relaciona como cambia la ionización a lo largo del viento.

#### 2.1.1. Solución hidrodinámica

Eligiendo un conjunto de parámetros  $\alpha$ ,  $k \neq \delta$ , utilizamos el código HYDWIND (Curé, 2004) para encontrar la solución hidrodinámica de una estrella en particular. Este código nos entrega el perfil de velocidad y densidad del viento, así como la tasa de pérdida de masa de la estrella. Con estos datos, se procede a calcular los parámetros de la fuerza de la línea.

#### 2.2. Calculo de $g^{\text{line}}$ y datos átomicos

La fuerza de radiación se puede calcular utilizando la siguiente relación, en donde la sumatoria es para todas las lineas espectrales:

$$g^{\text{line}} = \sum_{\text{line}} \left( \frac{F_{\nu} \,\Delta\nu}{c} \right)_{\text{line}} \left( \frac{dv/dr}{\rho \,v_{\text{th}}} \right) \,(1 - e^{-\eta_{\text{line}}t}). \tag{2}$$

Aquí,  $F_{\nu}$  es el flujo estelar proveniente de la fotosfera,  $\Delta \nu = \nu v_{\rm th}/c$  corresponde al cambio en frecuencia por efecto Doppler,  $v_{\rm th}$  es la velocidad térmica, c es la velocidad de la luz,  $\rho$  es el perfil de densidad,  $\eta_{\rm line}$  es el coeficiente de absorción de la línea "line" y t es la profundidad óptica, definida para medios en movimiento por Castor (1974).

Definiendo el factor de multiplicación M(t) como el cociente entre  $g^{\text{line}}$  y la fuerza producida por la dispersión de Thomson, obtenemos:

$$M(t) = \sum_{\text{line}} \Delta \nu \, \frac{F_{\nu}}{F} \, \frac{(1 - e^{-\eta_{\text{line}}t})}{t},\tag{3}$$

donde F es el flujo total. En nuestro procedimiento, usamos la base de datos de CMFGEN<sup>\*</sup> que contiene alrededor de  $\approx$  900000 líneas. El flujo proviene del output del código ELnT en geometría plano-paralelo: TLUSTY<sup>\*\*</sup> (Hubeny & Lanz, 1995; Hubeny & Mihalas, 2014).

Una vez que se tiene M(t), este perfil se puede ajustar por la relación:

$$M(t) = k t^{-\alpha} \left(\frac{10^{-11} n_e}{W}\right)^{\delta},$$
 (4)

así se obtiene un nuevo conjunto de parámetros  $\alpha$ , k y  $\delta$ . Hemos llamado LOCUS al código que obtiene estos parámetros.

Este nuevo conjunto sirve como entrada a HYDWIND y el procedimiento CAK (HYDWIND-TLUSTY-LOCUS) se repite hasta que se obtenga una convergencia en los parámetros de la fuerza de las líneas. La Fig. 1 muestra el diagrama del procedimiento CAK.

De esta manera se obtiene una relación autoconsistente entre la hidrodinámica del viento, los parámetros de la fuerza de las líneas y la tasa de pérdida de masa.

#### 2.3. Espectro sintético

Conociendo el perfil de velocidad (y densidad) así como la pérdida de masa, podemos calcular utilizando FAST-WIND el espectro sintético de una estrella, donde el único parámetro por definir es el factor de aglomeración

 $<sup>{\</sup>rm *kookaburra.phyast.pitt.edu/hillier/web/CMFGEN.htm}$ 

<sup>\*\*</sup>tlusty.oca.eu



Figura 1: Diagrama del procedimiento CAK.

(clumping). La Fig. 2 muestra, para la estrella  $\zeta$  Pupis, el perfil de la línea H $\alpha$ . En estos cálculos hemos utilizado un modelo de TLUSTY que considera una fotosfera solo de hidrógeno. Los parámetros estelares utilizados son:  $T_{\rm eff}=39000~{\rm K}, \log g=3, 6, R/R_{\odot}=18, 6.$  Los parámetros del viento, que provienen de la salida de HYD-WIND, son:  $\dot{M}=4, 6\times 10^{-6}~M_{\odot}/{\rm año}, v_{\infty}=2570~{\rm km/s},$  $\alpha=0, 658,~k=0, 114$  y  $\delta=0, 049.$ 



Figura 2: Perfil observado de la línea H $\alpha$  de  $\zeta$  Pupis en gris. Los perfiles sintéticos tienen los siguientes valores del factor de clumping  $f_{cl} = 1.0, 5.0, 9.0$ , graficados de abajo hacia arriba y en línea continua en marrón, cían y verde, respectivamente.

El procedimiento CAK en conjunto con FASTWIND entregan un espectro sintético que está muy cerca de las observaciones. Mejorar el acuerdo entre el espectro observado y el sintético necesita ahora solo un *ajuste*  *fino* de los parámetros estelares y el factor de clumping, ya que el procedimiento CAK entrega todos los otros parámetros.

#### 2.4. Predicción de la tasa de pérdida de masa



Figura 3: Comparación entre los flujos de las tres grillas. A medida que se incrementa el número de elementos en TLUSTY, el flujo en longitudes de onda menores a 921 Å cambia drásticamente.

La pérdida de masa es un proceso clave en la evolución de las estrellas masivas y debe entenderse cuantitativamente si se quiere incluir exitosamente en otras aplicaciones astrofísicas, como la evolución e ionización galáctica. La relación más usada en la comunidad de estrellas masivas es la de Vink et al. (2000), sin embargo, esta relación sobreestima la pérdida de masa, como se muestra en los trabajos de Puls et al. (2008) y Vink (2022). El procedimiento CAK es una excelente herramienta para obtener una confiable predicción de  $\dot{M}$ .

El primer paso para obtener una relación entre My los parámetros estelares es proveer (al procedimiento CAK) flujos de TLUSTY que consideren más elementos, como He, C, N y O. Con estos nuevos flujos se han creado tres grillas de modelos que cubren la región del diagrama HR en donde se encuentran las estrellas masivas. Los modelos que han convergido para cada una de estas grillas se muestran en la Tabla 1. La última grilla contiene los siguientes elementos: H, He, C N y O y la hemos nombrado como CNO. A medida que se incorporan más elementos en los modelos de TLUSTY, el flujo emergente en la región ultravioleta (bajo 921 [Å]) cambia drásticamente, como se muestra en la Figura 3. Este cambio en la región UV afecta a la pérdida de masa, la cual disminuye a medida que se usan más elementos en TLUSTY.

En la Fig. 4 se muestra una comparación de la densidad (probability distribution function, pdf) de la pérdida de masa de los modelos de la grilla CNO con la misma función (mismos modelos), pero usando la fórmula de Vink et al. (2000). En el recuadro superior derecho

Tabla 1: Modelos que convergen del procedimiento CAK para cada una de las tres diferentes grillas.

| Grilla | Modelos que convergen |
|--------|-----------------------|
| Н      | 933                   |
| HHe    | 1078                  |
| CNO    | 704                   |

de esta figura se muestra el logaritmo de las modas de ambas densidades.

Los valores de las modas son:  $\dot{M}_{\rm CNO} = 0.696 \times 10^{-6} M_{\odot}/año$ , mientras que  $M_{\rm Vink} = 4.352 \times 10^{-6} M_{\odot}/año$ , lo que da un cociente  $\dot{M}_{\rm Vink}/\dot{M}_{\rm CNO} = 6.25$ , este resultado podría explicar las discrepancias entre los valores predichos por la teoría y los valores encontrados ajustando las observaciones. Claramente, se puede observar en la Fig. 4, que la función de distribución de probabilidad de Vink no puede explicar pérdidas de masa menores a  $\dot{M} \approx 4. \times 10^{-7} M_{\odot}/año$ , y su límite superior entrega valores muy altos, hasta  $\dot{M} \approx 5. \times 10^{-4} M_{\odot}/año$ .

Por otro lado, los valores de la densidad de  $\dot{M}_{\rm CNO}$ , son de casi  $\dot{M} \approx 1. \times 10^{-9} M_{\odot}/$ año, valores que podrían explicar los vientos denominados débiles (weak-winds) (Martins et al., 2004, 2005; Puls et al., 2008; Vink, 2022).

Con estas grillas hemos ajustado los valores de la pérdida de masa, usando la siguiente formula:

$$\log \dot{M} = A \times \left[ \log \left( \frac{T_{\text{eff}}}{1000 \text{ K}} \right) \right]^2 + B \times \log \left( \frac{T_{\text{eff}}}{1000 \text{ K}} \right) + C \times \log g + D \times \log \left( \frac{R_*}{R_{\odot}} \right) + E.$$
(5)

En la Tabla (2) se muestran nuestros alentadores resultados de la correlación de estos ajustes para las diferentes grillas. Los valores de los parámetros (A, B, C, D, E)así como el detalle de toda la metodología usada en desarrollar estas grillas se publicarán en Figueroa-Tapia et al. (2023, en preparación).

Tabla 2: Valores de la correlación  $R^2$  de los ajustes de  $\dot{M}$  para las 3 grillas.

| Grilla | $R^2$ |
|--------|-------|
| Н      | 0.91  |
| HHe    | 0.92  |
| CNO    | 0.90  |

#### 3. Procedimiento LambertW

En la sección anterior hemos desarrollado un procedimiento para encontrar la hidrodinámica del viento (parámetros de la fuerza de las líneas, perfil de velocidad



Figura 4: Comparación entre densidades de la grilla de CNO (verde) y usando la fórmula de Vink (amarillo). Las líneas a trazo verticales se sitúan en las modas de cada densidad.

y pérdida de masa) y luego obtener un espectro sintético muy cercano a el perfil de línea observado. Todo el procedimiento anterior esta basado en la teoría m-CAK. En esta sección mostraremos el procedimiento denominado LambertW desarrollado en (Gormaz-Matamala et al., 2021).

#### 3.1. La ecuación de movimiento y la función Lambert*W*

Como se aprecia en la Ec. 1, en el modelo m-CAK,  $g^{line}$  posee una dependencia no lineal en términos de la coordenada r, la velocidad v así como al gradiente de velocidad dv/dr. Esta dependencia hace que la ecuación de movimiento sea altamente no-lineal (ver detalles en Curé, 2004). Müller & Vink (2014) aproximaron  $g^{\text{line}}(r, v, dv/dr)$  a una función únicamente de la coordenada radial, es decir,  $g^{\text{line}} = g^{\text{line}}(r)$ . Con esta dependencia funcional de  $g^{\text{line}}$  es posible obtener una solución analítica a la hidrodinámica de estos vientos.

Definiendo una nueva coordenada radial adimensional como  $\hat{r} = r/R_*$ , la ecuación de movimiento queda como:

$$\left(\hat{v} - \frac{1}{\hat{v}}\right)\frac{d\hat{v}}{d\hat{r}} = -\frac{\hat{v}_{\rm crit}^2}{\hat{r}^2} + \frac{2}{\hat{r}} + \hat{g}^{\rm line}(\hat{r}),\tag{6}$$

donde  $\hat{v} = v/a$  y  $\hat{v}_{crit} = v_{esc}/a\sqrt{2}$ . Aquí  $v_{esc}$  es la velocidad de escape y *a* la velocidad térmica de los átomos de hidrogeno.

La Ec. 6 posee una solución analítica en términos de la función LambertW (Corless et al., 1993, 1996; Cranmer, 2004). Para más detalles sobre la metodología utilizada, dirígase a Müller & Vink (2008); Araya et al. (2014, 2021); Gormaz-Matamala et al. (2021). Esta solución analítica se expresa como:

$$\hat{v}(\hat{r}) = \sqrt{-W_j(x(\hat{r}))},\tag{7}$$

$$x(\hat{r}) = -\left(\frac{\hat{r}_{\rm c}}{\hat{r}}\right)^4 \exp\left[-2\,\hat{v}_{\rm crit}^2\left(\frac{1}{\hat{r}} - \frac{1}{\hat{r}_{\rm c}}\right) -2\int_{\hat{r}_{\rm c}}^{\hat{r}}\hat{g}^{\rm line}(\hat{r})d\hat{r} - 1\right].$$
(8)

BAAA, 64, 2023

En la última ecuación aparece el nuevo parámetro  $\hat{r}_{\rm c}$ , que representa la posición del punto sónico.

Además, la función LambertW,  $W_j$  tiene solo dos ramas reales, indicadas por el subíndice j, donde j = -1, 0. Estas dos ramas coinciden en el punto sónico  $(\hat{r_c})$ , es decir,

$$j = \begin{cases} 0 \text{ for } 1 \le \hat{r} \le \hat{r}_{c}, \\ -1 \text{ for } \hat{r} > \hat{r}_{c}. \end{cases}$$
(9)

En el punto sónico (matemáticamente es el punto singular de la ecuación de movimiento) se debe imponer la condición de regularidad, como en el caso m-CAK, ya que el lado izquierdo (LHS) de la ecuación de movimiento (Ec. 6) se anula en  $\hat{v} = 1$  (condición de singularidad en el formalismo CAK). Esto es equivalente a asegurar que el lado derecho (RHS) de la Ec. 6 es igual a cero en  $\hat{r} = \hat{r}_c$ , Por lo tanto,

$$-\frac{\hat{v}_{\rm crit}^2}{\hat{r}_c^2} + \frac{2}{\hat{r}_c} + \hat{g}^{\rm line}(\hat{r}_c) = 0, \qquad (10)$$

y  $\hat{r}_{\rm c}$  se obtiene resolviendo esta última ecuación. Finalmente, conociendo  $\hat{r}_{\rm c}$ , el perfil de velocidad se deriva utilizando la Ec. 8 en la Ec. 7.

#### 3.2. Descripción del procedimiento LambertW

El procedimiento LambertW consta de los siguientes pasos:

- 1) Se ejecuta el código CMFGEN utilizando un perfil $\beta$  para el campo de velocidad.
- 2) Del resultado de CMFGEN se ajusta la fuerza de la línea en términos de la coordenada radial r.
- 3) Conociendo  $g^{line}(r)$ , se utiliza la Ec. 8 en la Ec. 7 y se obtiene un nuevo campo (o perfil) de velocidad.
- 4) Este nuevo campo de velocidad se utiliza como entrada en CMFGEN y se repiten los pasos 2) y 3) hasta la convergencia del perfil de velocidad.

Los únicos parámetros de entrada a este procedimiento son la tasa de pérdida de masa y el factor de clumping.

En la Fig. 5 se muestra la línea H $\alpha$  para la estrella  $\zeta$  Puppis. Si bien el resultado para esta línea no es el más óptimo comparado al de la Fig. 2 usando el procedimiento CAK, el ajuste de todo el espectro sintético (ver Fig. 24 en Gormaz-Matamala et al. (2021) da un mejor resultado.

En la Tabla 2 se muestran los resultados de ambos procedimientos para  $\zeta$  Puppis. Los resultados de los parámetros estelares ( $T_{\rm eff}$ , log  $g \ y \ R/R_*$ ) son prácticamente los mismos. Con respecto a los parámetros del viento, tanto la velocidad terminal como el factor de clumping ( $f_{\infty}$ ) son muy similares, pero la tasa de pérdida de masa difiere en un factor 2 (siendo mayor la del procedimiento CAK). La diferencia en el resultado para  $\dot{M}$  es la forma en que se ha implementado el clumping en cada uno de estos códigos de transporte radiativo (Massey et al., 2013).



Figura 5: Perfil observado de la línea  $H\alpha$  de  $\zeta$  Pupis en gris. En color naranjo se muestra el perfil sintético que se obtiene utilizando el perfil  $\beta$  en CMFGEN. En color celeste se muestra el perfil obtenido vía el procedimiento LambertW.

Tabla 3: Comparación de resultados entre el procedimiento CAK y el Procedimiento LambertW.

|  | Procedimiento | Procedimiento |
|--|---------------|---------------|
|  | CAK           | LambertW      |
| Código de  |               |               |
| Transporte Radiativo                               | FASTWIND      | CMFGEN        |
| $T_{\rm eff} \left[ kK \right]$                    | 40,0          | 41,0          |
| $\log g$   | $3,\!64$      | $^{3,6}$      |
| $R/R_*$  | 18,7          | 17,9          |
| $v_{\infty} \left[ km/s \right]$                   | 2700          | 2740          |
| $\dot{M} \left[ 10^{-6} M_{\odot} / Y ear \right]$ | 5,2           | 2,7           |
| $f_{\infty}$                                       | 0,2           | 0,1           |

#### 4. Conclusiones

El procedimiento estándar para encontrar parámetros estelares y del viento en estrellas masivas es utilizar el perfil  $\beta$  en códigos ETnL, comparando espectros sintéticos con los espectros observados de algunas líneas estelares. El perfil  $\beta$  proviene de una aproximación a las soluciones del viento y los valores de  $\beta$  están en un intervalo restringido. En esta contribución hemos presentado dos procedimientos alternativos para obtener en forma autoconsistente la hidrodinámica del viento. El procedimiento CAK, que utiliza el modelo CAK y el procedimiento LambertW que no utiliza ningún modelo hidrodinámico.

Los resultados de ambos procedimientos son alentadores y esperamos que en un futuro cercano sean estos procedimientos, y no el estándar actual, los que se utilizarán en la espectroscopía cuantitativa de estrellas masivas.

Agradecimientos: Agradezco al comité científico organizador (SOC) de la  $64^{\circ}$  Reunión Anual de la Asociación Argentina de Astronomía por su gentil invitación y su ayuda financiera.

Esta contribución no habría sido posible sin el esforzado trabajo de jóvenes y talentosos astrónomos: Ignacio Araya, Catalina Ar-

cos y Alex Gormaz-Matamala, así como nuestro alumno Sr. Felipe Figueroa-Tapia, mis agradecimientos a todos ellos! También quiero agradecer la continua colaboración con mis colegas de La Plata, Lydia Cidale y Jorge Panei.

Este trabajo ha contado con el apoyo de los proyectos FON-DECYT 1190485 y 1230131. Además, este trabajo ha recibido financiación del Programa Marco de Investigación e Innovación Horizonte 2020 de la Unión Europea en el marco del acuerdo de subvención Marie Skłodowska-Curie No. 823734.

#### Referencias

- Abbott D.C., 1982, ApJ, 259, 282
- Araya I., Curé M., Cidale L.S., 2014, ApJ, 795, 81
- Araya I., et al., 2021, MNRAS, 504, 2550
- Bresolin F., Crowther P.A., Puls J. (Eds.), 2008, Massive Stars as Cosmic Engines, IAU Symposium, vol. 250
- Castor J.I., Abbott D.C., Klein R.I., 1975, ApJ, 195, 157
- Castor J.L., 1974, MNRAS, 169, 279
- Corless R.M., et al., 1993, Maple Technical Newsletter, 9, 12
- Corless R.M., et al., 1996, Adv. Comput. Math., 5, 329
- Cranmer S.R., 2004, American Journal of Physics, 72, 1397 Curé M., 2004, ApJ, 614, 929

- Curé M., Araya I., 2023, Galaxies, 11, 68
- Friend D.B., Abbott D.C., 1986, ApJ, 311, 701
- Gormaz-Matamala A.C., et al., 2019, ApJ, 873, 131 Gormaz-Matamala A.C., et al., 2021, ApJ, 920, 64
- Hillier D.J., Miller D.L., 1998, ApJ, 496, 407 Hubeny I., Lanz T., 1995, ApJ, 439, 875
- Hubeny I., Mihalas D., 2014, Theory of Stellar Atmospheres: An Introduction to Astrophysical Non-equilibrium Quan-
- titative Spectroscopic Analysis, Princeton Series in Astrophysics, Princeton University Press
- Maeder A., Meynet G., 2000, A&A, 361, 159
- Martins F., et al., 2004, A&A, 420, 1087 Martins F., et al., 2005, A&A, 441, 735
- Massey P., et al., 2013, ApJ, 768, 6
- Müller P.E., Vink J.S., 2008, A&A, 492, 493
- Müller P.E., Vink J.S., 2014, A&A, 564, A57
- Pauldrach A., Puls J., Kudritzki R.P., 1986, A&A, 164, 86
- Puls J., Springmann U., Lennon M., 2000, A&A, 141, 23
- Puls J., Vink J.S., Najarro F., 2008, A&A, 16, 209
- Puls J., et al., 2005, A&A, 435, 669
- Vink J.S., 2022, ARA&A, 60, 203
- Vink J.S., de Koter A., Lamers H.J.G.L.M., 2000, A&A, 362, 295

# Supernovae with two maximums in the bolometric light curve

M. Orellana<sup>1,2</sup> & M.C. Bersten<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> Universidad Nacional de Río Negro, Sede Andina, Argentina

Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina 2

Contact / morellana@unrn.edu.ar

Resumen / El crecimiento en las estrategias de observación de los relevantamientos ópticos está remodelando el panorama de la astronomía transitoria, lo que permite identificar y estudiar las supernovas (SNs) desde sus primeras etapas, en fases que proveen valiosa información sobre la estrella que explota. Por ello, son más frecuentes los casos en los que la emisión detectada desafía los modelos existentes, haciendo necesario explorar explicaciones alternativas. Con respecto a las SNs que presentan una curva de luz (CL) con dos máximos claramente definidos en la luminosidad bolométrica, se encuentra en la literatura que la morfología observada en ambos picos es diversa, así como la razones físicas que podrían causarla. Una posibilidad que se introdujo originalmente para explicar la forma de la CL de doble pico de SN2005bf, es que en el material eyectado se haya formado una distribución doble del níquel radioactivo, <sup>56</sup>Ni. En este estudio asumimos una forma paramétrica simple para la ubicación de dicho isótopo en dos capas separadas y analizamos el comportamiento de la CL ante la variación de este perfil aplicando un código radiativo-hidrodinámico 1D. Nos interesa la aplicabilidad de este modelo a SNs con brillo normal, en estrellas que ya han perdido la envoltura rica en hidrógeno. Presentamos el ajuste de CLs sintéticas a un conjunto de SNs para las cuales este modelo puede ser aplicado y discutimos en cuáles otros casos este escenario es menos favorable.

**Abstract** / The growth in the observational strategies of optical surveys is reshaping the panorama of transient astronomy, which allows supernovae (SNe) to be identified and studied since their earliest stages, in phases that provide valuable information about the exploding star. For this reason, there are more frequent cases in which the detected emission challenges the existing models, making necessary to explore alternative explanations. Regarding the SNe that present a light curve (LC) with two clearly defined maximums in the bolometric luminosity, it is found in the literature that the morphology observed in both peaks is quite diverse, as well as the physical reasons that could cause it. One possibility that was originally introduced to explain the LC shape of SN2005bf is that a double distribution of the radioactive nickel,  ${}^{56}$ Ni, forms in the material to be ejected. In this study we assume a simple parametric form for the location of that isotope in two separate layers and we analyze the behavior of the LC due to the variation of this profile applying a 1D radiative-hydrodynamic code. We are interested in the applicability of this model to SNe with normal brightness, in stars that have already lost the hydrogen-rich envelope. We present the fit of synthetic LCs to a set of SNe for which this model can be applied and discuss in which other cases this scenario is less favourable.

Keywords / supernovae: general — supernovae: individual (SN2005bf-like)

#### The framework 1.

The observed bolometric light curve (LC) of core collapse SNe is normally powered by the decay of radioactive material syntethized during the collapse and explosion. Altough there have been advances (e.g. Imasheva et al. 2022; Gabler et al. 2021) it is difficult to calculate the  $^{56}\mathrm{Ni}$  yield and its location from first principles. In 1D calculations it is widely used to prescribe *ad-hoc* the <sup>56</sup>Ni profile inside the progenitor star. In this way the nickel is mixed-up to a tunable mass fraction of the total mass M. Hydrodynamical instabilities and turbulence are usually invoked for the mixing. In our calculations we apply a versatile code that has the possibility of using an arbitrary distribution of any element (Bersten et al., 2011).

A double-peaked nickel distribution was assumed

for the first time to explain the unusual LC morphology of SN 2005bf (Folatelli et al., 2006) and later explored The scenario of a separate for few similar cases. nickel-rich layer relays on the idea that jet-like outflows involved in the explosion may induce nucleosynthesis of radioactive elements somewhere at the outer layers of the ejecta before the SN shock front arrives. The case of a GRB missaligned from the line of sight or a jet choked inside of the star could perhaps explain the two layered  ${}^{56}$ Ni profile. Soker (2022) presentes an updated revision on the role of jets in exploding SNe.

In Orellana & Bersten (2022) we considered this scenario in more detail, with consistent preliminary results before presented to the Argentine comunity in Orellana & Bersten (2021). We went also to revise the published morphology of observed double-peaked SNe and found

that both peaks has diverse forms, in many cases, at a filter band but without a calculated bolometric LC.

Our approach was systemathic: we have fixed all but one of the parameters of a simple nickel profile, and move the free parameter by turn, to identify its individual effect on the LC. The constraints that we considered were that the external layer of nickel has a lower mass than the inner one, and that the total  $M(^{56}Ni)$  is within the range of previously published mass values in normal stripped-envelope SNe (Anderson, 2019).

#### 2. Selected results from the study

In our numerical scheme the mass fraction of  ${}^{56}$ Ni, named X is a function of the Lagrangian mass coordinate which is directly mapped to the mass fraction, f. The abundances of all the other elements in a given shell add (1-X) for normalization. This modification to the composition of the progenitor provides of an extra power from the decay of the nickel that produces gamma-rays and positrons. A gray approximation is applied for the propagation of the  $\gamma$ -rays.

The simple profile proposed consists of two boxes for the nickel abundance, with constant  $X_{in}$  and  $X_{out}$ respectively, and X = 0 at other places. The inner component has the usual partial-mixing sense. It is adjacent to the compact remnant and extends from the inner border of the ejecta,  $f_0$ , up to a fraction,  $f_1$ . The outer component is placed from  $f_2$ , to  $f_3$ , so it can be truncated below the surface, or reach it if  $f_3 = 1$ .

All the details can be found in Orellana & Bersten (2022) where the effect of each parameter on the bolometric LCs are shown. We have focused on stripped-envelope progenitors, and we show here complementary results for the same He11 progenitor evolved with the code MESA (Paxton et al., 2011), exploded with  $E_{\rm exp} = 2 \times 10^{51}$  erg, and with a compact renmant of 2.15  $M_{\odot}$ .

In Figure 1 and 2 the  $X_{in}$  is fixed to 0.047,  $f_0 = 0.199$ ,  $f_1 = 0.25$ ,  $f_2 = 0.91$  and  $f_3 = 0.991$ . The parameters affect the total  $M(^{56}Ni)$ , the values for each case were included in Orellana & Bersten (2022). The effect of the variation in the external abundance of nickel on the first peak of the LC is quite notorious for the values we have adopted. This is explained by the fact that the energy coming from the outer radioactive material is covered by an optically less thick layer, then its energy emerges sooner than the outcome from the inner nickel.

The evolution of the temperature and velocity at the thermalization depth, where the emitted Black Body (BB) is defined, are affected by the energy from the external nickel-rich layer. Through convolution of the BB flux  $F(\lambda, t)$  as

$$\operatorname{Mag}(t) = -2.5 \log \frac{\int d\lambda F(\lambda, t) S(\lambda)}{\int d\lambda S(\lambda)}$$
(1)

where  $S(\lambda)$  is the filter transmission curve, we estimated the light curves in magnitudes, and color indexes. We expect the results of Figure 2 could be measurable in order to strength the case for this scenario, but for this we need rapid-cadence observations obtained in the first few hours-to-days after explosion. Hopefully the



Figure 1: Effect of variation of  $X_{out}$ , external abundance as mass fraction of  ${}^{56}$ Ni, on the visual magnitude.

Precision Observations of Infant Supernova Explosions POISE, (Burns et al., 2021) can provide evidence if a SN with two maximums in the LCs is observed.

#### 3. Comparison of <sup>56</sup>Ni profiles for fitted SNe

A family of observed SNe have been discused into the double-nickel context. We revisited the modelling for them: SN2005bf (Tominaga et al., 2005), PTF2011mmb (Taddia et al., 2018), SN2019cad (Gutiérrez et al., 2021), and SN2008D (Modjaz et al. 2009; Tanaka et al. 2009; Bersten et al. 2013). They share a LC evolution signed by an initial rise followed by the double peak in the observed bolometric data. That morphology is difficult to explain by other models.

At Figure 3 we compare the profiles of the optimal models of the bolometric LCs shown in Figure 4. They were not shown together in Orellana & Bersten (2022), however a visual comparison is worthy. SN2008D has a fast evolution in the LC with the second peak at a timescale of ~ 17 d. This is similar to the time when the other three SNe of the sample present the first and weakest peak. This early feature is then indicative that a rather different profile of the <sup>56</sup>Ni is required. To fit the first maximum, the double profile of nickel is pushed to the extreme case where it reaches the surface of the star with a very shallow location, and the abundance of radioactive material is particularly high there ( $X_{out} = 0.71$ ). The model shown here for this SN has 0.074  $M_{\odot}$  in the inner region and 0.018  $M_{\odot}$  at the outer layer.

For SN2005bf, SN2008D and SN 2019cad, the hypothesis of a constant standard gamma-ray opacity  $\kappa_{\gamma} = 0.03 \text{ cm}^2/\text{g}$  does not accommodate the complete observed LC. A decrease in the gamma ray opacity, known as leakage, is required to fit the late time observations. This has been suggested to result from asymmetries in the ejecta (Branch & Wheeler, 2017).



Figure 2: Effect of the external abundance of nickel on the color evolution. The broadband photometry reflects the effect on the temperature  $T_{\rm th}$  and the evolution of the thermalization depth. The line types follow the same legend of Fig. 1.



Figure 3: Initial abundance of  ${}^{56}$ Ni as a function of the interior mass fraction in the preSN star for a sample of double peaked SNe. In yellow, SN2008D requires a strongly inverted profile in comparison with the other three cases.

#### 4. Conclusions

The mechanisms that could be responsible for the doubled distribution of  ${}^{56}$ Ni deserve further investigation in order to produce better nucleosynthetic yields into the stellar interior, and a self consistent case.

The calculated LCs occur with different timescales depending on several quantities beyond the radioactive content: the progenitor and the energetics of the explosion are also important. Our conclusion is that the SNe whose data resemble the SN2005bf morphology could be potentiated by the double  ${}^{56}$ Ni profile. That is, a bolometric rise prior to the two peaks seems more favourable for the double-nickel case. From the literature, other

scenarios fail to explain the data unless a combination of power sources is invoked.

The light curves reminiscent of type IIb SNe, with a steep initial decline in the observed bolometric LC



Figure 4: The four SNe selected to apply the proposed model. The presence of a raising phase before the first peak was a critical characteristic for our sample selection. Note the early data of SN2008D with the first peak at  $\sim 1$  day. At the legend we provide the progenitor mass and total  $^{56}$ Ni mass.

within less than few days after the explosion becomes less feasible for this model, because it requires a large abundance of radioactive elements near the stellar surface, and is more difficult at the moment to justify such a strongly inverted distribution. Early detections and followup of SNe are encouraged to obtain a better picture of these unfrequent double-peaked SNe.

Acknowledgements: This research was partially found by PI2020 40B885 of UNRN and PIP 112-202001-10034.

#### References

- Anderson J.P., 2019, A&A, 628, A7
- Bersten M.C., Benvenuto O., Hamuy M., 2011, ApJ, 729, 61
- Bersten M.C., et al., 2013, ApJ, 767, 143
- Branch D., Wheeler J.C., 2017, Supernova Explosions
- Burns C., et al., 2021, The Astronomer's Telegram, 14441, 1
- Folatelli G., et al., 2006, ApJ, 641, 1039
- Gabler M., Wongwathanarat A., Janka H.T., 2021, MNRAS, 502, 3264
- Gutiérrez C.P., et al., 2021, MNRAS, 504, 4907
- Imasheva L., Janka H.T., Weiss A., 2022, MNRAS
- Modjaz M., et al., 2009, ApJ, 702, 226
- Orellana M., Bersten M.C., 2021, BAAA, 62, 89
- Orellana M., Bersten M.C., 2022, A&A, 667, A92
- Paxton B., et al., 2011, ApJS, 192, 3
- Soker N., 2022, arXiv e-prints, arXiv:2208.04875
- Taddia F., et al., 2018, A&A, 609, A106
- Tanaka M., et al., 2009, ApJ, 700, 1680
- Tominaga N., et al., 2005, ApJL, 633, L97

# Estrellas binarias con transferencia de masa: aplicación a distintos sistemas astrofísicos

M.A. De Vito<sup>1,2</sup>, O.G. Benvenuto<sup>1,2,3</sup>, M. Echeveste<sup>1,2</sup>, M.L. Novarino<sup>1,2</sup>, L. Bartolomeo Koninckx<sup>1,2</sup> & C. Rodriguez<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>2</sup> Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

<sup>3</sup> Comisión de Investigaciones Científicas de la Provincia de Buenos Aires, Argentina

Contacto / adevito@fcaglp.unlp.edu.ar

**Resumen** / Las estrellas suelen agruparse en conglomerados de distintas características. La más elemental de estas agrupaciones la constituyen dos estrellas. En estos casos, es posible determinar parámetros característicos tanto del sistema como de las componentes. De particular interés son las binarias en las que ocurre transferencia de masa debido al desborde del lóbulo de Roche. En este caso, la evolución de los miembros estelares cambia completamente con respecto a la que hubieran tenido si se hubieran encontrado aisladas. En este trabajo presentaremos nuestros primeros estudios vinculados a sistemas binarios en los que el acretor es un agujero negro o una enana blanca.

**Abstract** / Stars are usually grouped in conglomerates of different characteristics. The most elementary of these groups are made up of two stars. In these cases, it is possible determine characteristic parameters of both the system and the components. Of particular interest are binaries in which mass transfer occurs due to Roche lobe overflow. In this case, the evolution of stellar members completely changes with respect to the they would have had if they were isolated. In this work, we shall present our first studies related to binary systems in which the accretor is a black hole or a white dwarf.

Keywords / binaries: close — stars: evolution — stars: black holes — novae, cataclysmic variables

#### 1. Introducción

Las estrellas suelen presentarse de a pares. Esto ocurre en la mayor parte de las estrellas masivas, y con una menor frecuencia en estrellas de masa baja o intermedia (ver Duchêne & Kraus 2013, y más recientemente Offner et al. 2022). Cada componente describe una órbita elíptica en torno del centro de masa del sistema.

Si el período orbital  $(P_{orb})$  es suficientemente grande, las componentes de un par binario vivirán sintiendo la presencia de su compañera solo debido a la atracción gravitatoria. Sin embargo, si las componentes se encuentran suficientemente cerca, en algún/algunos momento/s de la vida del sistema ocurrirá transferencia de masa debido al desborde del lóbulo de Roche.

En el marco del problema de los tres cuerpos restringido, y en un sistema de referencia co-rotante, una partícula va a sentir la atracción gravitatoria debido a las dos componentes estelares, más la aceleración debida a la rotación del sistema. Bajo las hipótesis de que las masas de los dos cuerpos principales  $(M_1 \ y \ M_2)$  sean consideradas puntuales, las órbitas circulares, y la rotación estelar se encuentre sincronizada con la revolución orbital, el potencial gravitatorio en un punto  $\vec{r}$  se expresa como

$$\phi(\vec{r}) = -\frac{GM_1}{|\vec{r} - \vec{r}_1|} - \frac{GM_2}{|\vec{r} - \vec{r}_2|} - \frac{1}{2}(\vec{\Omega} \times \vec{r})^2 \tag{1}$$

donde  $\vec{\Omega} = \sqrt{\frac{G(M_1+M_2)}{a^3}} \breve{n}; \breve{n}$  normal al plano orbital.

De entre las superficies equipotenciales,  $\phi(\vec{r}) = Cte$ , que podemos encontrar, existe una de particular importancia en el estudio de los sistemas binarios: la que define los lóbulos de Roche. Dichos lóbulos corresponden a las superficies cerradas que pasan por el punto  $L_1$  de Lagrange que contienen a cada estrella. Cuando una de las componentes del par hace contacto con su lóbulo de Roche, se inicia una etapa de transferencia de masa a través de  $L_1$ .

El radio del lóbulo de Roche  $(R_L)$  se define como el radio de una esfera cuyo volumen coincide con el del lóbulo de Roche, aproximado por (Eggleton, 1983)

$$R_{L,1} = a \; \frac{0.49q^{2/3}}{0.6q^{2/3} + \ln(1+q^{1/3})},\tag{2}$$

siendo  $R_{L,1}$  el radio del lóbulo de Roche correspondiente a la componente de masa  $M_1$ , a es la separación orbital, y  $q = M_1/M_2$  es el cociente de masas. Análogamente, se aproxima  $R_{L,2}$ , cambiando q por 1/q en la Ec. (2).

De acuerdo al estado de llenado del lóbulo de Roche de las componentes de un par, se pueden clasificar a las binarias como

- Separadas: cada estrella se encuentra dentro de su respectivo lóbulo de Roche.
- Semi-separadas: una de las componentes hace contacto con su lóbulo de Roche, mientras que la otra permanece dentro de su lóbulo.
- De contacto: ambas estrellas llenan la misma equipotencial, que se encuentra por encima del punto  $L_1$

Presentación oral

Ì

Estrellas binarias



Figura 1: Diagrama HR de la estrella donante en V404 Cyg, de acuerdo a nuestro mejor modelo (ver texto principal).

de Lagrange.

La combinación de diferentes valores de masas de las componentes, en distintos estados evolutivos, y con distintos períodos orbitales provee una variedad de sistemas astrofísicos de sumo interés para estudiar, tanto desde un punto de vista teórico como observacional. Como ejemplos, podemos mencionar a los sistemas binarios de rayos-X de masa baja, intermedia y alta, las variables cataclísmicas, los sistemas binarios ultra-compactos, los progenitores de supernovas de tipo Ia, los sistemas binarios *black widows y redbacks*. Además. se vincula a los sistemas binarios con transferencia de masa al reciclado de pulsares de milisegundos, y a los emisores de ondas gravitatorias producto de la fusión de objetos compactos.

En este trabajo nos dedicaremos a describir dos casos en particular de los mencionados: los casos en que el acretor es un agujero negro o una enana blanca.

#### 2. Cálculos y resultados

Los modelos que presentamos en este trabajo se realizaron con nuestro código de evolución binaria, desarrollado completamente por nuestro grupo de trabajo (Benvenuto & De Vito 2003; Benvenuto et al. 2014).

#### 2.1. Un posible progenitor para V404 Cyg

V404 Cyg fue descubierto originalmente en 1938, catalogado como una nova. Luego, a través de observación en rayos X, la fuente fue catalogada como GS 2023+33 y vinculada con V404 Cyg por (Makino et al., 1989). Se trata de un sistema binario compuesto por una estrella K3III y un agujero negro, cuyo período orbital es de  $6.473 \pm 0.001$  d. Nuestros modelos se construyeron con estrellas donantes de metalicidad solar (X = 0.710, Y = 0.276, Z = 0.014); la transferencia de masa se trató de manera no conservativa (teniendo en cuenta las estimaciones más actuales dadas en Ziółkowski & Zdziarski 2018). Trabajamos en tres etapas.

En primer lugar, utilizamos nuestra base de resultados previos para identificar el rango de posible parámetros iniciales (masas de las componentes,  $M_{d,i}$  y  $M_{BH,i}$ , y período orbital,  $P_{orb,i}$ ) que nos pudieran conducir a un posible progenitor de V404 Cyg. Luego, diagramamos una primera serie de corridas considerando, para la estrella donante  $M_{d,i} = 1.5$  y 2.0  $M_{\odot}$ , y para el agujero negro  $M_{BH,i} = 8$ , 9, 10, 11  $M_{\odot}$ ; se fijó el valor  $P_{orb,i} = 1$  d, y se tomó  $\beta = 0.9$  ( $\beta$  es la fracción de masa perdida por la estrella donante acretada por el agujero negro).

Para seleccionar nuestro mejor modelo, introdujimos la función  $\epsilon^2 = \sum_i \epsilon_i^2$ , donde  $\epsilon_i = (E_i - E_i^{obs})/E_i^{obs}$ ;  $E_i$  y  $E_i^{obs}$  son los valores obtenidos a partir de nuestros modelos, y los datos observacionales, respectivamente, para cada parámetro i = 1, ..., 5 (masa del agujero negro, de la estrella donante, período orbital, temperatura efectiva y luminosidad). Nuestro mejor modelo fue el correspondiente a  $M_{d,i} = 1.5 \ M_{\odot}$  y  $M_{BH,i} = 8 \ M_{\odot}$ . Luego, con las masas iniciales de las componentes del mejor ajuste exploramos diferentes valores para  $P_{orb,i}$ = 0.75, 0.80, 0.90, 1.00 d. El mejor modelo resultó para  $P_{orb,i} = 0.90$  d. Finalmente, con  $M_{d,i} = 1.5 M_{\odot}, M_{BH,i}$ = 8  $M_{\odot}$  y  $P_{orb,i} = 0.90$  d variamos el parámetro  $\beta$ : 0.9,  $0.5,\,0.3$ y0.1.Nuestro mejor modelo resultó $M_{d,i}=1.5$  $M_{\odot}$ ,  $M_{BH,i} = 8 M_{\odot}$ ,  $P_{orb,i} = 0.90$  d y  $\beta = 0.3$ . En la Figura 1 mostramos el diagrama HR correspondiente a este modelo. Ajusta simultáneamente los valores de las masas de las componentes y el valor del período orbital medido para el sistema.

#### 2.2. Variables cataclísmicas

Las variables cataclísmicas son sistemas binarios constituidos por por una estrella normal de baja masa y una acretora enana blanca. Sus períodos orbitales se encuentran en el rango de 8 horas a 80 minutos. Una característica de esta familia es la presencia de un gap en su distribución de períodos orbitales, denotado por la escasez de sistemas con valores de  $P_{orb}$  entre 2 y 3 hs. De acuerdo al modelo estándard, este gap estaría vinculado al cambio de mecanismo dominante de pérdida de momento angular en el sistema:

- $P_{orb} > 3$  hs: frenado magnético;
- $P_{orb} < 3~{\rm hs:}$ radiación gravitatoria.

Para llevar adelante este estudio hemos realizado una búsqueda de variables cataclísmicas en los que se tienen buenas estimaciones de las masas de las componentes

Tabla 1: Variables cataclísmicas en los que se encuentran determinadas las masas de las componentes (excepto para el caso de SDSS J08055+0720) y el período orbital del sistema.



Figura 2: Período orbital del sistema como función de la masa de la estrella donante (arriba) y de la masa de la enana blanca (abajo) para distintos valores iniciales:  $M_{d,i} = 1.00, 1.25$  y  $1.90 M_{\odot}$  en las columnas de la izquierda, central y de la derecha, respectivamente.

(Tabla 1). Para estos sistemas, diagramamos una serie de cálculos en los que consideramos diferentes valores para las masas iniciales de las estrellas donantes, de las enanas blancas, y de los períodos orbitales (elegidos de manera de obtener sistemas que nos conduzcan al rango de  $P_{orb}$  compatible con las variables cataclísmicas).

Los resultados obtenidos se muestran en las Figuras 2, en las que hemos incluido los valores estimados de las masas de las componentes y de los períodos orbitales con sus correspondientes barras de error (Tabla 1). Podemos observar que muchos de nuestros recorridos evolutivos son capaces de describir los estados actuales de estas variables cataclísmicas.

#### 3. Conclusiones y trabajo a futuro

Hemos podido encontrar un posible progenitor para V404 Cyg, ajustando parámetros fundamentales observados en la actualidad para el sistema binario. Estudiaremos en un futuro otros aspectos interesantes de este sistema, como el parámetro de spin.

Hemos logrado cubrir una amplia zona de variables cataclísmicas. A futuro, profundizaremos en el estudio de esta familia, primero realizando completa una grilla de modelos, y luego estudiando distintas prescripciones para el frenado magnético.

#### Referencias

- Baraffe I., Kolb U., 2000, MNRAS, 318, 354
- Benvenuto O.G., De Vito M.A., 2003, MNRAS, 342, 50
- Benvenuto O.G., De Vito M.A., Horvath J.E., 2014, ApJL, 786, L7
- Duchêne G., Kraus A., 2013, ARA&A, 51, 269
- Eggleton P.P., 1983, ApJ, 268, 368
- Hill C.A., et al., 2017, MNRAS, 472, 2937
- Littlefair S.P., et al., 2008, MNRAS, 388, 1582
- Makino F., et al., 1989, IAUC, 4786, 1
- Offner S.S.R., et al., 2022, arXiv e-prints, arXiv:2203.10066 Southworth J., et al., 2009, A&A, 507, 929
- Southworth J., et al., 2015, A&A, 573, A61
- Thorstensen J.R., et al., 2015, AJ, 149, 128
- Ziółkowski J., Zdziarski A.A., 2018, MNRAS, 480, 1580

# Simulaciones y análisis temporal de curvas de luz de estrellas binarias pulsantes

A. Alberici Adam<sup>1,3</sup>, G.F. Avila Marín<sup>2</sup>, A. Christen<sup>2</sup> & L.S. Cidale<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

<sup>2</sup> Universidad de Valparaíso, Chile

<sup>3</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

Contacto / aldi.lvm@gmail.com

**Resumen** / La detección y el estudio de estrellas pulsantes en sistemas binarios es fundamental para explorar la estructura interna de las estrellas y verificar los modelos de evolución estelar. Sin embargo, al analizar una señal pueden surgir efectos no deseados como la detección de períodos espurios y alias que resultan del nivel de ruido de la señal o como resultado de un muestreo no-equidistante. Para estudiar cómo estos efectos interfieren en la detección de períodos se ha generado un diseño de simulación de curvas de luz de estrellas binarias eclipsantes que presentan fenómenos de pulsación. Se utilizaron funciones sinusoidales para emular pulsaciones no radiales con diferentes escalas de períodos y de amplitud, considerando un ruido tipo ARMA (1,1) para la señal. Las curvas resultantes se analizaron con la transformada de Fourier y con la función *wavelet* de Morlet, usando el software PERIOD04 y los paquetes SPECTRAL y WAVELETCOMP de R.

**Abstract** / The detection and study of pulsating stars in binary systems is essential to explore the internal structure of stars and verify stellar evolution models. However, undesired effects can arise when analyzing a signal, such as the detection of spurious periods resulting from the noise level of the signal or as a result of non-equidistant sampling. To study how these effects interfere with period detection, we generated a simulation design of light curves of eclipsing binary stars exhibiting pulsation phenomena. Sinusoidal functions were used to emulate non-radial pulsations with different period and amplitude scales, considering an ARMA (1,1) type noise for the signal. The resulting curves were analyzed with the Fourier transform and the Morlet wavelet function, using the PERIOD04 software and the SPECTRAL and WAVELETCOMP packages of R.

Keywords / methods: statistical — binaries: eclipsing — stars: oscillations (including pulsations)

#### 1. Introducción

Para estudiar la estructura interna de las estrellas y verificar los modelos de evolución estelar es fundamental la detección de estrellas pulsantes que pertenezcan a sistemas binarios, dado que permiten medir las masas de cada componente con precisión (Murphy, 2018). Relevamientos observacionales de estrellas enanas masivas de tipo espectral O muestran que la mayoría se encuentra formando sistemas binarios (Sana et al., 2012). Sin embargo, para las estrellas B evolucionadas, los sistemas binarios detectados son muy pocos en relación a lo esperado (Simón-Díaz et al., 2020), probablemente debido a la dificultad para reconocerlos, a causa de que la componente primaria del sistema sea una estrella pulsante. En la fotometría estas pulsaciones se ponen de manifiesto produciendo variaciones que pueden ser identificadas con métodos astrosismológicos (Aerts et al., 2009).

Para la búsqueda de periodicidades se utilizan diversos tipos de periodogramas. Por ejemplo, el periodograma de Lomb-Scargle (Lomb, 1976; Scargle, 1982) y el periodograma generalizado de Lomb-Scargle (GLS) (Zechmeister & Kürster, 2009), basados en la transformada de Fourier. Estos permiten la descomposición de la serie de tiempo en infinitos términos sinusoidales, transformando la señal desde la base del tiempo a la base de frecuencia y viceversa. Sin embargo, si la señal es no estacionaria, al pasar del dominio de la frecuencia al dominio del tiempo resulta complejo determinar en que instante de tiempo se presenta un cambio en la frecuencia. Debido a esto ha comenzado a tomar fuerza el análisis de datos utilizando el análisis *wavelet* (Grossmann & Morlet, 1984) dado que permite obtener una descomposición y reconstrucción detallada, a través de un análisis multiresolución con ventanas de longitud variable, adaptadas al cambio de frecuencia de la señal. Así, resulta ser un método adecuado para el análisis de fenómenos cuasi-regulares, transitorios y discontinuos, como las curvas de luz de estrellas binarias. Esta herramienta ha sido utilizada previamente por autores como Bravo et al. (2014) y Labadie-Bartz et al. (2020).

Un problema del análisis de datos observacionales es el nivel de ruido de la señal, por lo que ciertos máximos en un periodograma podrían ser espurios. Además, cuando los datos de la muestra no están equiespaciados en el tiempo, situación muy frecuente en el caso de las observaciones astronómicas, se producen los llamados *alias* (Baluev, 2012), es decir, falsos períodos.

En este trabajo se expone el diseño y los resultados obtenidos del estudio de curvas de luz sintéticas que simulan estrellas binarias con una compañera pulsante, empleando las técnicas del análisis *wavelet* y Fourier.

|        |        | $T \leq 1 + 1^{\circ}$ | NTO 1 |                   | A 1:4 1* |
|--------|--------|------------------------|-------|-------------------|----------|
| Madala | Datida | Light time             | in de | Periodo de        | Amplitud |
| Modelo | Datido | effect                 | pul.  | pul. [días]       | [%]      |
| N°1    | Si     | No                     | 2     | 0.7 - 0.77        | 2        |
| N°2    | Si     | No                     | 2     | 0.7 - 0.77        | 20       |
| N°3    | Si     | No                     | 2     | 5 - 5.5           | 2        |
| N°4    | Si     | No                     | 2     | 5 - 5.5           | 20       |
| N°5    | No     | Si                     | 1     | 0.7 - 0.56 - 0.92 | 2        |
| N°6    | No     | Si                     | 1     | 0.7 - 0.56 - 0.92 | 20       |
| N°7    | No     | Si                     | 1     | 5 - 1.82 - 6.73   | 2        |
| N°8    | No     | Si                     | 1     | 5 - 1.82 - 6.73   | 20       |

Tabla 1: Características del diseño de simulación. \*Amplitud de la pulsación respecto del eclipse primario. Los períodos indicados en púrpura corresponden a valores generados debido al *light time effect.* 



Figura 1: Curvas sintéticas del diseño de simulación.

#### 2. Metodología

Para realizar las simulaciones partimos de una curva de luz sintética de una estrella binaria eclipsante con un período orbital de 2.87 días, generada utilizando el software PHOEBE (Physics Of Eclipsing BinariEs) (Prša et al., 2016), a partir de los datos fotométricos de HD 19356 obtenidos por la misión TESS (Ricker et al., 2014). Dicha curva fue afectada, implementando en software R, funciones sinusoidales que emulan modos de pulsación no radiales. En todos los casos se aplicó un ruido ARMA (1,1) \* (Whittle, 1951). Se realizó un diseño de simulación con 4 variables y 2 categorías cada una, donde las variables batido y N° de pulsaciones están correlacionadas (ver Tabla 1). Por lo tanto, se generaron 8 modelos \*\* independientes cuyas curvas sintéticas se muestran en la Fig. 1. Se tuvo en cuenta el fenómeno de batido y el efecto de retardo de la luz (*light time effect*). Este último introduce un desdoblamiento del período,



Figura 2: Modelo N°8, periodogramas de Lomb-Scargle (*iz-quierda*) y Lomb-Scarle generalizado (*derecha*).

debido al movimiento orbital de la estrella (Shibahashi & Kurtz, 2012).

El análisis de cada modelo se realizó utilizando el paquete WAVELETCOMP (Roesch & Schmidbauer, 2018) de R. Cada curva fue separada en dos partes, debido a que presentan una discontinuidad en la secuencia temporal. Se realizó un promedio ponderado de los períodos detectados en cada parte y se estimó su desviación estándar. Para el análisis de Fourier se utilizó el software PERIOD04 (Lenz & Breger, 2005) y el paquete SPECTRAL (Shyu et al., 2003) de R. Las incertezas se calcularon usando la Ec. (2) de Lamm, M. H. et al. (2004).

#### 3. Resultados

En las Figs. 2 y 3 se muestran los resultados del análisis de Fourier y del análisis *wavelet*, para el Modelo N°8. En los escalogramas, los valores más altos y bajos de potencia wavelet se representan con una escala de color que va desde el rojo al azul. Las líneas negras identifican los períodos con una confianza mayor o igual a 0.95, que junto con los indicados en el gráfico de potencia media se han considerado como períodos significativos. Para el análisis de Fourier se seleccionaron aquellos períodos con una relación señal/ruido  $\geq 4$ . Los períodos obtenidos para cada curva se enumeran en la Tabla 2, donde se han descartado los alias armónicos siguiendo el criterio de resolución Rayleigh (Bognár, Zs. et al., 2015).

#### 4. Discusión y conclusiones

A partir de los resultados que se muestran en la Tabla 2 vemos que en todos los casos fue posible obtener el período orbital. Considerando el valor fijado en el modelo y los valores detectados con cada herramienta, se determinó para el análisis *wavelet* una inexactitud de  $0.02 \leq \sigma \leq 0.07$ , mientras que con LS y GLS fue de  $\sigma \sim 0.01$  y  $\sigma \sim 0.03$ , respectivamente.

Todos los métodos detectaron mejor el *light time effect* que el batido, y se obtuvieron resultados más exactos cuando la amplitud de la pulsación fue del 20 %. Por otra parte, ante dos períodos cercanos, *wavelet* tiende a detectar un valor intermedio.

En general ningún método logró recuperar todos los períodos. Aunque se obtuvieron resultados más exactos con el análisis de Fourier realizado con PERIOD04, las reconstrucciones obtenidas con *wavelet* resultaron muy satisfactorias. Las diferencias entre ambos tipos de análisis

<sup>\*</sup>Un ruido ARMA (*AutoRegressive Moving Average*) de orden (1,1), es una señal cuyo valor depende linealmente del valor anterior más una perturbación aleatoria.

<sup>\*\*</sup>Las curvas sintéticas generadas en este trabajo se asemejan a curvas de luz observadas en estrellas binarias eclipsantes estudiadas por Shi et al. (2022).

Alberici Adam et al.



Figura 3: Resultado del análisis wavelet para la 1<sup>er</sup> parte, antes del gap, del Modelo N°8. De izquierda a derecha se presenta el escalograma, la potencia promedio y la reconstrucción de la curva de luz.

| Modelo | Períodos fijados<br>en el diseño [días] | Períodos detectados<br>[días] (wavelet)   | Períodos detectados<br>[días] (LS)  | Períodos detectados<br>[días] (GLS)   |
|--------|---|---|---|---|
| N°1    | 2.87-0.70-0.77                          | $2.814 \pm 0.054$   | $\begin{array}{c} 2.8788 \pm 0.0003 \\ 2.8788 \pm 0.0003 \end{array}$   | $\frac{2.8403 \pm 0.0003}{2.8403 \pm 0.0003}$   |
| N°2    | 2.87-0.70-0.77                          | $2.813 \pm 0.009$<br>$0.784 \pm 0.138$  | $\begin{array}{c} 0.7732 \pm 0.0001 \\ 0.6950 \pm 0.0001 \end{array}$   | $\begin{array}{c} 0.7746 \pm 0.0002 \\ 0.6984 \pm 0.0002 \end{array}$   |
| N°3    | 2.87 - 5 - 5.5                          | $\frac{2.816}{2.816} \pm 0.038$   | $2.8594 \pm 0.0003$   | $2.8403 \pm 0.0003$   |
| N°4    | 2.87-5-5.5                              | $\begin{array}{c} 4.852 \pm 0.016 \\ \underline{2.842} \pm 0.096 \end{array}$                 | $\begin{array}{r} 6.1747 \pm 0.0015 \\ 5.1332 \pm 0.0010 \\ \textbf{2.8788} \pm 0.0003 \end{array}$                             | $5.3257 \pm 0.0011$<br>$4.7340 \pm 0.0009$<br>$2.8404 \pm 0.0003$   |
| N°5    | 2.87-0.70-0.92-0.56                     | $\frac{2.815}{2.815} \pm 0.054$   | $2.8788 \pm 0.0003$   | $2.8403 \pm 0.0003$   |
| N°6    | <b>2.87</b> –0.70–0.92–0.56             | $\begin{array}{c} 2.800 \pm 0.067 \\ 0.811 \pm 0.256 \\ 0.602 \pm 0.157 \end{array}$          | $\begin{array}{c} 2.8788 \pm 0.0003 \\ 0.9165 \pm 0.0001 \\ 0.6954 \pm 0.0001 \\ 0.5628 \pm 0.0001 \end{array}$                 | $\begin{array}{c} 2.8404 \pm 0.0003 \\ 0.9262 \pm 0.0003 \\ 0.6985 \pm 0.0002 \\ 0.5606 \pm 0.0001 \end{array}$ |
| N°7    | 2.87-6.73-5-1.82                        | $\underline{\textbf{2.810}}\pm0.055$  | $2.8594 \pm 0.0003$   | $\frac{2.8403}{2.0003} \pm 0.0003$  |
| N°8    | <b>2.87</b> –6.73–5–1.82                | $\begin{array}{c} 5.503 \pm 0.119 \\ \textbf{2.849} \pm 0.453 \\ 1.897 \pm 0.383 \end{array}$ | $\begin{array}{c} 6.6571 \pm 0.0017 \\ 5.0124 \pm 0.0010 \\ \hline \textbf{2.8594} \pm 0.0003 \\ 1.8286 \pm 0.0001 \end{array}$ | $7.1009 \pm 0.0019 5.3257 \pm 0.0011 2.8404 \pm 0.0003 1.8524 \pm 0.0001$                                       |

Tabla 2: Períodos detectados para las curvas simuladas. Período orbital del sistema binario. Período de la pulsación.

posiblemente se deban a que los modelos fueron generados con funciones sinusoidales, y a la existencia de una brecha que requirió analizar los datos en dos tramos.

Los resultados obtenidos de este trabajo \*\*\* posibilitarán la detección y análisis de períodos en estrellas binarias y supergigantes. Queda pendiente para trabajos futuros la realización de más modelos de pulsación y la utilización de otros paquetes que permitan analizar wavelets en curvas con datos faltantes.

#### Referencias

Aerts C., et al., 2009, A&A, 508, 409 Baluev R.V., 2012, MNRAS, 422, 2372 Bognár, Zs., et al., 2015, A&A, 581, A77 Bravo J.P., et al., 2014, A&A, 568, A34

Grossmann A., Morlet J., 1984, SIAM Journal on Mathematical Analysis, 15, 723

- Labadie-Bartz J., et al., 2020, MNRAS, 502, 242
- Lamm, M. H., et al., 2004, A&A, 417, 557
- Lenz P., Breger M., 2005, Period04 User Guide
- Lomb N.R., 1976, Ap&SS, 39, 447
- Murphy S., 2018, Pulsating stars in binary systems: a review Prša A., et al., 2016, ApJS, 227, 29
- Ricker G.R., et al., 2014, vol. 9143, 914320
- Roesch A., Schmidbauer H., 2018, WaveletComp: Computational Wavelet Analysis. R package version 1.1
- Sana H., et al., 2012, Science, 337, 444
- Scargle J.D., 1982, ApJ, 263, 835
- Shi X., Qian S., Li L., 2022
- Shibahashi H., Kurtz D.W., 2012, MNRAS, 422, 738
- Shyu M., et al., 2003, Data Mining and Knowledge Discovery, 7,203
- Simón-Díaz S., et al., 2020, XIV.0 Scientific Meeting (virtual) of the Spanish Astronomical Society, 186
- Whittle P., 1951
- Zechmeister M., Kürster M., 2009, A&A, 496, 577

<sup>\*\*\*</sup>Programa Marco de Investigación e Innovación de la Unión Europea, Horizonte 2020 (2014–2020), acuerdo de subvención Marie Skłodowska-Curie N<sup>o</sup> 823734.

# Origin of magnetism in early-type stars

J.P. Hidalgo<sup>1</sup>, P.J. Käpylä<sup>2,3</sup>, C.A. Ortiz-Rodríguez<sup>1</sup>, F.H. Navarrete<sup>4</sup>, B. Toro<sup>1</sup> & D.R.G. Schleicher<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Departamento de Astronomía, Universidad de Concepción, Chile

<sup>2</sup> Institut für Astrophysik, Georg-August-Universität Göttingen, Alemania

<sup>3</sup> Nordita, KTH Royal Institute of Technology and Stockholm University, Suecia

<sup>4</sup> Hamburger Sternwarte, Universität Hamburg, Alemania

Contact / jhidalgo2018@udec.cl

**Resumen** / De acuerdo a nuestro entendimiento de la evolución estelar, las estrellas de tipo temprano poseen envolturas radiativas y núcleos convectivos debido a un fuerte gradiente de temperatura producido por el cíclo CNO. Algunas de estas estrellas (principalmente, las subclases Ap y Bp) tienen fuertes campos magnéticos, lo suficiente para ser observados por el efecto Zeeman. Aquí, presentamos simulaciones magnetohidrodinámicas en 3D de una estrella tipo A con 2  $M_{\odot}$  utilizando el modelo star-in-a-box. Nuestra meta es explorar si la estrella modelada es capaz de mantener un campo magnético tan fuerte como los observados, a través de un dínamo en su núcleo convectivo, o manteniendo una configuración estable de un campo fósil proveniente de una etapa evolucionaria temprana, usando diferentes velocidades de rotación. Creamos dos modelos, uno parcialmente radiativo y otro totalmente radiativo, que están determinados por el valor de la conductividad térmica. Nuestro modelo es capaz de explorar ambos escenarios, con dínamos relevantes impulsados por convección.

**Abstract** / According to our understanding of stellar evolution, early-type stars have radiative envelopes and convective cores due to a steep temperature gradient produced by the CNO cycle. Some of these stars (mainly, the subclasses Ap and Bp) have strong magnetic fields, enough to be directly observed using the Zeeman effect. Here, we present 3D magnetohydrodynamic simulations of an 2  $M_{\odot}$  A-type star using the star-in-a-box model. Our goal is to explore if the modeled star is able to maintain a magnetic field as strong as the observed ones, via a dynamo driven by its convective core, or via maintaining a stable fossil field configuration coming from its early evolutionary stages, using different rotation rates. We created two models, a partially radiative and a fully radiative one, which are determined by the value of the heat conductivity. Our model is able to explore both scenarios, including convection-driven dynamos.

Keywords / stars: magnetic field — stars: massive — magnetohydrodynamics (MHD) — dynamo

#### 1. Introduction

Magnetic fields are ubiquitous in the universe, and there is a general consensus that they are amplified and maintained via astrophysical dynamos. In stars, these processes typically require rotation and convection, and therefore are most likely to occur inside convection zones (see Brandenburg & Subramanian 2005). Mainsequence stars with masses above  $\sim$  1.5  ${\rm M}_{\odot}$  have stably stratified radiative envelopes and convective cores due to a steep temperature gradient produced by the CNO cycle. The least massive spectral type that fulfils these characteristics are A-type stars, which in general tend to be fast rotators (Royer et al., 2007) and have very weak magnetic fields of the order of a few Gauss. Interestingly, there is a clear bimodality here (see Aurière et al. 2007), the peculiar-subclass Ap stars have slow rotation rates and magnetic fields between 300 G and 30 kG, with the highest one so far reaching  $\sim$  34 kG (Babcock, 1960). The origin of these magnetic fields remains uncertain, but there are some theories: one includes a very strong core dynamo. This in principle could create a large scale magnetic field in the surface if it is strong enough, but also requires an efficient transport mechanism (Moss, 1989). Augustson et al. (2016) performed 3D simulations of a 10  $M_{\odot}$  Btype star, modeling the inner 64% of its radius excluding the innermost values of the core to avoid a coordinate singularity. They found core dynamos able to produce strong magnetic fields, with peak strengths exceeding a megagauss. Another theory is that the magnetic field of these stars is a fossil field, a remnant from an earlier evolutionary stage that has survived in a stable configuration. Simulations made by Braithwaite & Nordlund (2006) of a 2  $M_{\odot}$  A-type star, have found stable axisymmetric magnetic field configurations starting with random field initial conditions. Also, non-axisymmetric configurations were found starting from turbulent initial conditions (Braithwaite, 2008).

The aim of our project is to explore both scenarios mentioned above. We explain our methods, initial conditions and the model in Section 2, the preliminary results in Section 3, and finally, a brief conclusion followed by the planned future work in Section 4.

#### 2. The Model

We use a star-in-a-box set-up based on the model presented by Käpylä (2021) with a star of radius R inside a Cartesian cube of side l = 2.2R where all coordinates





Figure 1: Snapshots of star-in-a-box simulations, showing the equatorial plane. The values of the heat conductivity K (where  $K_0$  is the value for a fully radiative configuration) and the rotation rate  $\Omega$  (in  $\Omega_{\odot}$ ) are shown in each plot. The colorbar represents the radial component of the flow velocity, where regions with  $u_r \neq 0$  are convection zones.

(x, y, z) range from -l/2 to l/2. The set of magnetohydrodynamics (MHD) equations is the following:

$$\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = \mathbf{u} \times \mathbf{B} - \eta \mu_0 \mathbf{J},\tag{1}$$

$$\frac{D\ln\rho}{Dt} = -\nabla \cdot \mathbf{u}, \tag{2}$$
$$\frac{D\mathbf{u}}{D\mathbf{u}} = -\nabla \Phi - \frac{1}{2} (\nabla p - \nabla - 2u\rho \mathbf{S} + \mathbf{I} \times \mathbf{R})$$

$$\frac{\partial t}{\partial t} = -\mathbf{v} \cdot \mathbf{v} - \frac{\partial}{\rho} \left( \mathbf{v} \cdot p - \mathbf{v} \cdot 2\nu\rho \mathbf{s} + \mathbf{J} \times \mathbf{h} \right) - 2\mathbf{\Omega} \times \mathbf{u} + \mathbf{f}_d, \quad (3)$$

$$T\frac{Ds}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \left[ \nabla \cdot (\mathbf{F}_{rad} + \mathbf{F}_{SGS}) + \mathcal{H} - \mathcal{C} + \mu_0 \eta \mathbf{J}^2 \right] + 2\nu \mathbf{S}^2, \quad (4)$$

where **A** is the magnetic vector potential, **u** is the flow velocity,  $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$  is the magnetic field,  $\eta$  is the magnetic diffusivity,  $\mu_0$  is the magnetic permeability of vacuum,  $\mathbf{J} = \nabla \times \mathbf{B}/\mu_0$  is the current density given by Ampère's law,  $D/Dt = \partial/\partial t + \mathbf{u} \cdot \nabla$  is the advective (or material) derivative,  $\rho$  is the mass density,  $\Phi$  is the gravitational potential corresponding to the isentropic hydrostatic state of an A0 star, p is the pressure, **S** is the traceless rate-of-strain tensor, T is the temperature,  $\mathbf{\Omega} = (0, 0, \Omega_0)$  is the rotation rate along the z axis,  $\mathbf{f}_d$  describes damping of flows exterior to the star. Radiation inside the star is approximated as a diffusion process. Therefore, the radiative flux is given by:

$$\mathbf{F}_{\rm rad} = -K\boldsymbol{\nabla}T,\tag{5}$$

where K is the radiative heat conductivity, a quantity that is assumed to have a constant profile and establishes the size of the radiative zone (see Figure 1). In addition, it is convenient to introduce a subgrid-scale (SGS) entropy diffusion that does not contribute to

Table 1: Summary of all runs.  $\Delta r$  denotes the radial extent of the convective core (where R is the stellar radius),  $K_0$ is the value for a fully radiative configuration,  $\nu$  and  $\eta$  in  $[m^2 s^{-1}]$ ,  $\Omega$  in  $[\Omega_{\odot}]$ ,  $\langle u_{\rm rms} \rangle$  in  $[m s^{-1}]$ , and  $B_{\rm max}$  (the maximum value of  $B_{\rm rms}$ ) in [kG].

| Run                      | $K/K_0$ | $\nu \ [10^9]$ | $\eta \ [10^9]$ | Ω    | $\langle u_{\rm rms} \rangle$ | $B_{\max}$ |
|--------------------------|---------|----------------|-----------------|------|-------------------------------|------------|
| Sim1                     | 0.01    | 2              | 1               | 0.14 | 127                           | 65         |
| $\Delta r\approx 1R$     | 0.01    | 2              | 1               | 0.70 | 82                            | 50         |
| Sim2                     | 0.04    | 1.2            | 1               | 0.10 | 118                           | 49         |
| $\Delta r\approx 1R$     | 0.04    | 1.2            | 1               | 0.20 | 95                            | 65         |
| Sim3                     | 0.07    | 0.2            | 0.18            | 0.80 | 284                           | 25         |
| $\Delta r \approx 0.3 R$ | 0.07    | 0.2            | 0.18            | 1.58 | 229                           | 27         |
| Sim4                     | 0.1     | 0.12           | 0.18            | 1.24 | 264                           | 24         |
| $\Delta r \approx 0.2 R$ | 0.1     | 0.12           | 0.18            | 2.48 | 177                           | 24         |
|                          | 0.1     | 0.12           | 0.18            | 6.20 | 162                           | 22         |

the net energy transport, but damps fluctuations near the grid scale. This is given by the SGS entropy flux  $\mathbf{F}_{SGS} = -\chi_{SGS} \rho \nabla s'$ , where s' is the fluctuating entropy.

Finally,  $\mathcal{H}$  and  $\mathcal{C}$  describe additional heating and cooling (respectively), and we adopted similar expressions as Dobler et al. (2006) and Käpylä (2021).

The simulations were run on a grid of 128<sup>3</sup> using the PENCIL CODE, a highly modular high-order finitedifference code for compressible non-ideal MHD (Pencil Code Collaboration et al., 2021). The stellar parameters used for a 2 M<sub>☉</sub> A0-type star are  $R_* = 2 R_☉$ ,  $L_* = 23 L_☉$ ,  $\rho_* \approx 5.6 \cdot 10^4 \text{ kg m}^{-3}$  for the radius, the luminosity and the central mass density respectively, which were obtained using the open-source stellar evolution code MESA (see Paxton et al. 2011). For the relation to reality and the treatment of the units, we followed the description in Appendix A of Käpylä et al. (2020).

#### 3. Preliminary results

The simulations are listed in Table 1, divided into 4 main groups with different values for the diffusivities  $\nu$ ,  $\eta$ , and the radiative heat conductivity K which determines the depth of the convective zone  $\Delta r$ . The averages for the root-mean-square flow velocity  $\langle u_{\rm rms} \rangle$  are estimated considering motions inside the convection zone. The rotation rates were chosen in order to have the Coriolis number

$$Co = \frac{2\Omega_0}{u_{\rm rms}k_R},\tag{6}$$

equal to Co  $\approx 1$ , Co  $\approx 2$ , and Co  $\approx 10$  (only in Sim4), where  $k_R = 2\pi/\Delta r$  corresponds to the scale of the largest convective eddies.

The simulations Sim1 and Sim2 are fully convective  $(\Delta r \approx 1R)$ , which is not realistic for a main-sequence A-type star; however, these scenarios are useful as a way to test the model and can be representative of pre-main sequence evolution. Figure 2 shows the time evolution of the azimuthaly averaged magnetic field  $\bar{B}_{\phi}$  on the stellar surface. It is possible to find very strong magnetic fields,

Hidalgo et al.



Figure 2: Azimuthally averaged magnetic field [kG] vs time [year]. The upper panels correspond to Sim1, with  $\Omega = 0.14 \Omega_{\odot}$  (*left*) and  $\Omega = 0.70 \Omega_{\odot}$  (*right*). The *lower panels* are the runs from Sim2,  $\Omega = 0.10 \Omega_{\odot}$  (*left*) and  $\Omega = 0.20 \Omega_{\odot}$  (*right*).

even though diffusivity values are quite high. We found quasi-steady solutions like in the upper-left and lowerright panels, and more interestingly, a polarity change in the upper-right panel.



Figure 3: Root-mean-square magnetic field  $B_{\rm rms}$  [kG] vs time [year], of the runs from Sim4.

The partially convective runs also generate very strong dynamos inside their cores. Root-mean-square magnetic fields from Sim4 can be seen in Figure 3. Here, we also included two runs (non-rotating and very rapid rotation) that were not dynamos, and therefore were not included in Table 1. The run with  $\Omega = 6.20 \ \Omega_{\odot}$  has the highest amplitude  $\bar{B}_{\phi}$  of the group at 0.2R, with  $(\bar{B}_{\phi}^{\min}, \bar{B}_{\phi}^{\max}) = (-197.0, 216.7)$  kG. Sim3 behaves similarly to Sim4, where we obtain peak  $B_{\rm rms}$  values around 20 - 30 kG, and the run with  $\Omega = 1.58 \ \Omega_{\odot}$  has

 $(\bar{B}_{\phi}^{\min}, \bar{B}_{\phi}^{\max}) = (-146.9, 134.8)$  kG, which corresponds to the highest field amplitude in the group at 0.3R.

#### 4. Conclusions and future work

We explored different scenarios for an A-type star, with convective cores of 100%, 30% and 20% of stellar radius. Our model is able to generate magnetic fields in all of them, and the 20% case, which is the most realistic, has also the highest value of the azimuthally averaged magnetic field. The current results are promising, but Sim3 and Sim4 need to be analyzed more carefully.

Acknowledgements: We gratefully acknowledge support by the ANID BASAL projects ACE210002 and FB210003, as well as via Fondecyt Regular (project code 1201280).

#### References

- Augustson K.C., Brun A.S., Toomre J., 2016, ApJ, 829, 92  $\,$
- Aurière M., et al., 2007, A&A, 475, 1053
- Babcock H.W., 1960, ApJ, 132, 521
- Braithwaite J., 2008, MNRAS, 386, 1947
- Braithwaite J., Nordlund Å., 2006, A&A, 450, 1077
- Brandenburg A., Subramanian K., 2005, PhR, 417, 1
- Dobler W., Stix M., Brandenburg A., 2006, ApJ, 638, 336
- Käpylä P.J., 2021, A&A, 651, A66
- Käpylä P.J., et al., 2020, Geophys. Astrophys. Fluid Dyn., 114, 8
- Moss D., 1989, MNRAS, 236, 629
- Paxton B., et al., 2011, ApJS, 192, 3
- Pencil Code Collaboration, et al., 2021, J. Open Source Softw., 6, 2807
- Royer F., Zorec J., Gómez A.E., 2007, A&A, 463, 671

### A near infrared spectral sequence of O-type dwarfs

F.N. Giudici Michilini<sup>1,2</sup>, G.A. Ferrero<sup>1,2</sup>, R. Gamen<sup>1,2</sup>, N. Morrell<sup>3</sup> & R. Barbá<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>2</sup> Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

<sup>3</sup> Las Campanas Observatory, Carnegie Observatories, Chile

<sup>4</sup> In memoriam 1962–2021

Contact / fedengm@fcaglp.unlp.edu.ar

**Resumen** / El estudio de la morfología espectral es una poderosa herramienta para comprender las propiedades fundamentales de las estrellas. El esquema de clasificación espectral de las estrellas O ha sido revisado en el contexto del *Galactic O-Star Spectroscopic Survey* y se propuso un nuevo conjunto de estrellas estándar espectrales. Dado que la gran mayoría de las estrellas O Galácticas son visibles sólo en el infrarrojo pues se ven sujetas a gran absorción interestelar en el óptico, es necesario extender este trabajo hacia esas longitudes de onda. Estamos trabajando en la construcción de un atlas espectral con observaciones de alta calidad entre 0.85  $\mu$ m y 2.5  $\mu$ m. Las observaciones de este proyecto datan desde el 2013 y se realizaron con los espectrógrafos GNIRS (Observatorio Gemini, Hawaii) y FIRE (Observatorio Las Campanas, Chile). Presentamos aquí un nuevo lote de resultados, que incluye los espectros de una secuencia de estrellas estándar enanas que van desde O4 a B0 en las bandas X, Y, J, H y K del infrarrojo cercano. Analizamos este conjunto de datos para establecer algunas características espectrales de tales estrellas, con el objetivo de definir criterios de clasificación en el rango del infrarrojo cercano tales como los cocientes entre He I  $\lambda 1.700 \ \mu$ m y He II  $\lambda 1.042 \ \mu$ m y entre He I  $\lambda 1.700 \ \mu$ m y He II  $\lambda 1.692 \ \mu$ m.

**Abstract** / The study of spectral morphology is a powerful tool for understanding the fundamental properties of stars. The spectral classification scheme for O stars has been revised in the context of the *Galactic O-Star Spectroscopic Survey* and a new set of spectral standard stars was proposed. Since the vast majority of the Galactic O stars are visible only in the infrared as they are subject to large interstellar absorption in the optical, it is necessary to extend this work towards those wavelengths. We are working on the construction of a spectral atlas with high quality observations between 0.85  $\mu$ m and 2.5  $\mu$ m. The first observations for this project date back to 2013 and were made with the GNIRS (Gemini Observatory, Hawaii) and FIRE (Las Campanas Observatory, Chile) spectrographs. We present here a new batch of results, which includes spectra of a sequence of dwarf standard stars with spectral types ranging from O4 to B0 in the X, Y, J, H, and K near-infrared bands. We analyze this data set to establish some spectral characteristics of such stars, with the aim of defining classification criteria in the near-infrared range such as the ratios between He I  $\lambda$ 1.700  $\mu$ m and He II  $\lambda$ 1.692  $\mu$ m.

Keywords / atlases — stars: early-type — stars: massive

#### 1. Introduction

Despite being rare objects, O stars make a huge contribution to their surroundings. This effect comes from their energy output in form of strong UV radiation, powerful stellar winds, dynamical influence due to their high mass and chemical enrichment via supernova events. But they span a really short lifetime which in addition doesn't allow them to blow away the gas and dust envelope that gave birth to them. Moreover O stars are concentrated towards the Galactic plane, which adds high levels of visual extinction to their lines of sight. These circumstances make observing them in the optical domain quite difficult, so getting data at near infrared wavelengths (NIR) seems a much better approach.

A few NIR atlases of OB stars spectra have been published by the end of the XX century and the beginning of the XXI century although they suffer from several issues such as being wavelength limited or constructed with low resolution or low signal-to-noise ratio (S/N) spectra or without a complete sample of clas-

sification standards (cf. Torres Robledo et al., 2011). In addition, the James Webb Space Telescope (JWST) started its operations and is producing huge amounts of data. This data set already includes numerous star forming regions that are shrouded by dust and gas and now their members became visible thanks to the nearand mid-infrared detectors on board. This fact, along with the existence of a grid of spectroscopic standard stars defined by the Galactic O-Star Spectroscopic Survey (GOSSS; Sota et al., 2011, 2014; Maíz Apellániz et al., 2016) gives rise to the need of a new and improved NIR atlas. This is why we started collecting high S/N and high resolution spectroscopic observations of standard stars with the Gemini North Infrared Spectrograph (GNIRS) and the Folded-port InfraRed Echellette (FIRE) attached to the Magellan Baade telescope at Las Campanas Observatory, Chile. Therefore, the Atlas can be mostly instrumentally homogeneous at each hemisphere.



Figure 1: EW of He I (upper panel) and He II (lower panel) lines measured in the spectra of standard stars. The lines are colored according to their location in the different bands: J (blue), H (green) or K (red).

#### 2. Observations

The NIR spectra of this set of O-type dwarf stars were obtained using GNIRS<sup>\*</sup> (R=18000) and FIRE (R=6000). In both cases, spectra of telluric standard stars were also taken for flux calibration and telluric absorption correction. Ar (GNIRS) and ThAr (FIRE) lamp spectra were taken for wavelength calibration. Additional details can be found in Giudici Michilini et al. (2021).

The GNIRS data reduction was performed with the IRAF<sup>\*\*</sup> tasks provided by Gemini Observatory. The FIRE data were reduced using the IDL pipeline FIRE-HOSE provided by the instrument developer (Simcoe et al., 2013). Additional information about the data reductions can be found in Giudici Michilini et al. (2020)

#### 3. Results

We obtained the NIR spectra of the following standard stars from Maíz Apellániz et al. (2016): HD 46223 (O4 V(f)), HD 303308 (O4.5 V(fc)), HDE 319699 (O5 V(fc)), HD 93222 AB (O7 V(fc)), HD 97848 (O8 V), 10 Lac (O9 V), AE Aur (O9.5 V), v Ori (O9.7 V), and  $\tau$  Sco (B0), which represent a temperature sequence among O-type dwarfs.

 $^{*} \rm program$  IDs GN-2013A-Q-71, GN-2018B-Q-209 and GN-2019B-Q-308.



Figure 2: He I to He II ratios in logarithmic scale, corresponding to dwarfs (upper panel) and supergiants (lower panel, adapted from fig. 2 of Giudici Michilini et al. 2021). The colors are as in Fig. 1, and gray corresponds to the He I 1.700/He II 1.042 ratio.

We measured the equivalent widths (EW) of several lines that are present in most spectra, and also were identified in the spectra of the supergiant standard stars (see Giudici Michilini et al., 2021). EWs were measured with the SPLOT routine within IRAF software. The behaviour of the EW measurements along the temperature sequence is depicted in Fig. 1 and some chosen line ratios, in Fig. 2. The spectra obtained are shown in Fig. 3.

As for the temperature sequence, in general the He I lines become clearly stronger as the temperature decreases and on the other hand the He II lines get weaker, as expected. Contrary to what was seen in the supergiant sequence (where EWs do not show a notable progression, Giudici Michilini et al., 2021), most He II features are quite sensitive to temperature. Nevertheless we can notice some odd behaviors that need to be investigated such as the decrease of the EW of He I  $\lambda 1.700 \ \mu m$  after its maximum at the O8 sub-type. Other He I lines do not show a monotonic change with temperature either.

In Fig. 2, we show the He I to He II line ratios at each luminosity class in a logarithmic scale. The numerous blank spots at the dwarf ratios are due to zero values for the EW of the corresponding line in those spectral types. This happens specially in the K-band, where the dwarfs present measurable helium features in only 3 subtypes. This issue gives rise to the need to search for other features in order to solve this problem and to define a reliable classification criterion.

In the upper panel of Fig. 2 can be clearly seen that

A NIR spectral sequence of O-type dwarfs

<sup>\*\*</sup>IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatories, which are operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under cooperative agreement with the National Science Foundation.





Figure 3: NIR sequence of standard O-type dwarf stars. The lines of He I and He II are labeled with pink and violet, respectively.

the ratio between He I  $\lambda 1.700 \ \mu m$  and He II  $\lambda 1.042 \ \mu m$ is appropriate to differentiate between the subtypes 4 through 9.5. In addition, the ratio between He I  $\lambda 1.700 \ \mu m$  and He II  $\lambda 1.692 \ \mu m$  (both in H-band) shows a steady growth and therefore can be taken as a robust classification criterion for subtypes 4 to 8.

#### 4. Conclusions

We obtained high-resolution NIR spectra of a set of Otype classification standard dwarf stars to analyze the effects of temperature on this luminosity class. As expected, the He I lines become stronger as the temperature decreases, and the He II lines behave in the opposite way. Despite some problematic ratios in the three bands, two useful line ratios were identified, the one between He I  $\lambda 1.700 \ \mu m$  and He II  $\lambda 1.042 \ \mu m$  and the other between He I  $\lambda 1.700 \ \mu m$  and He II  $\lambda 1.692 \ \mu m$ .

We will continue to build a high-resolution atlas for spectral classification of O-type stars in the NIR. We also plan to compare the classification criteria in the optical and NIR.

Acknowledgements: Based on observations obtained at the international Gemini Observatory, a partnership of Argentina, Brazil, Canada, Chile, the Republic of Korea, and the United States of America. This work includes data gathered with the 6.5 m Magellan telescopes at Las Campanas Observatory, Chile. FNGM, RG and GAF acknowledge support of the UNLP project 80120180200065LP. Finally, we are grateful to the anonymous referee for the constructive input given to us.

#### References

Giudici Michilini F., et al., 2020, BAAA, 61B, 90 Giudici Michilini F.N., et al., 2021, BAAA, 62, 74 Maíz Apellániz J., et al., 2016, ApJS, 224, 4 Simcoe R.A., et al., 2013, PASP, 125, 270 Sota A., et al., 2011, ApJS, 193, 24 Sota A., et al., 2014, ApJS, 211, 10 Torres Robledo S., et al., 2011, BAAA, 54, 121

# Nuevas estrategias para el estudio de la actividad estelar desde CASLEO

P.D. Colombo<sup>1</sup>, A.P. Buccino<sup>1,2</sup>, C. Oviedo<sup>1</sup>, R. Ibañez Bustos<sup>1</sup> & P. Mauas<sup>1,2</sup>

Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina

<sup>2</sup> Departamento de Física, FCEN-UBA, Argentina

Contacto / priscilacolombo99@gmail.com

**Resumen** / En el marco del proyecto HK $\alpha$ , se estudia sistemáticamente 150 estrellas dF a dM con el espectrógrafo REOSC DC, montado en el telescopio JS en CASLEO. Sin embargo, este relevamiento insume hasta 20 noches anuales completas de observación. Con el objetivo de disminuir los tiempos de observación, así como también de estudiar la actividad en estrellas con V > 12 mag, en este trabajo se analiza una nueva estrategia observacional, donde se utiliza el REOSC DS con la red de 1200 l/mm destinado sólo a observar las líneas del Ca II. Se presenta una intercalibración entre los índices de Mount Wilson obtenidos con ambas configuraciones. De esta manera, se podrán incorporar las observaciones con el REOSC DS a la amplia base de datos del proyecto HK $\alpha$ .

**Abstract** / Under the HK $\alpha$  project, 150 dF to dM stars are systematically studied with the REOSC DC spectrograph, mounted on the JS telescope at CASLEO. However, this survey requires 20 full observing nights per year. In order to reduce the observation times, as well as to study the activity of stars with V > 12 mag, a new observational strategy is analyzed. In this work, the REOSC DS is used with the 1200 l/mm grating covering only the Ca II lines and the continuum nearby. An intercalibration between the Mount Wilson indices obtained with both configurations is presented. In future works, the longlist spectra will be incorporated into the extensive database of the HK $\alpha$  project.

Keywords / stars: activity — stars: chromospheres

#### 1. Introducción

Desde el año 1999, el grupo de Física Estelar, Exoplanetas y Astrobiología del IAFE desarrolla en CASLEO el Proyecto HK $\alpha$  destinado a observar sistemáticamente 150 estrellas dF5 a dM5.5 con el espectrógrafo REOSC en DC. De esta manera, se obtienen espectros con una resolución espectral media R $\sim$  13000 con una alta cobertura espectral de 3800 a 6700 Å que permiten estudiar indicadores de actividad magnética a diferentes alturas de la atmósfera estelar. Gracias a la extensión y a la continuidad del Proyecto HK $\alpha$ , se han podido detectar los primeros ciclos de actividad estelar en estrellas Ms (Cincunegui et al., 2007a; Díaz et al., 2007; Buccino et al., 2011, 2014), ciclos de actividad multiperiódicos en estrellas de tipo solar (Metcalfe et al., 2013; Flores et al., 2017) y conocer la relación entre indicadores de actividad a diferentes niveles de la atmósfera estelar (Cincunegui et al., 2007b; Díaz et al., 2007). Sin embargo, obtener estos espectros con relación  $S/N \sim 50$ en el Ca II, puede llegar a insumir hasta 100 minutos de tiempo de exposición en enanas rojas tardías.

Dado que la medición de actividad estelar se realiza primordialmente utilizando el flujo de las líneas K y H del Ca II (3933.66 y 3968.47 Å), correspondientes al extremo azul del espectro visible, en este trabajo se analiza una nueva estrategia observacional donde se utiliza el espectrógrafo REOSC en DS con la red de 1200 l/mm destinado sólo a observar un tramo del espectro centrado en 3800 Å. De esta manera, se logra calcular el *índice Mount Wilson* (índice S), medida estándar para caracterizar la actividad estelar a partir de espectros en dispersión simple.

#### 2. Observaciones

Para este trabajo, se realizaron observaciones específicas en las noches de Mayo y Julio del 2022 con el espectrógrafo REOSC DS con la red de 1200 l/mm. En la Fig. 1 se muestran espectros típicos en REOSC DS y DC centrados en el Ca II.

En la Fig. 2 se muestran los porcentajes de reducción de los tiempos de exposición en los espectros DS respecto de los DC. Se puede ver que los tiempos de observación se reducen entre un 40 y un 80%, mejorando el monitoreo temporal de la actividad, esencial para la detección de ciclos estelares. Es notable que para más de la mitad de las estrellas el tiempo se redujo hasta un 50%.

#### 3. Índice de Mount Wilson

En la actualidad, se sabe que existen estrellas con campos magnéticos más intensos que el campo solar. Los estudios sistemáticos de la variabilidad estelar comenzaron en 1966 con el conocido Proyecto HK en el observatorio Mount Wilson (California, USA), dedicado casi exclusivamente a monitorear la actividad de un conjunto de estrellas de tipo solar. El proyecto iniciado en el Observatorio Mount Wilson operó hasta el año 2003.
#### Nueva estrategia observacional



Figura 1: Espectros de la estrella GL517 en alta (azul) y baja (naranja) resolución, tomados con el espectrógrafo REOSC en DC y DS, respectivamente. El espectro REOSC DC fue desplazado en 0.25 erg/cm/s/Å para mejorar su visualización.



Figura 2: Diagrama de torta correspondiente a los distintos porcentajes de reducción de tiempo de exposición al pasar de DC a DS, para 35 estrellas de la muestra observada.

Durante casi tres décadas, el proyecto se ocupó de medir el flujo en dos bandas centradas en las líneas H y K del Ca II (3933.66 y 3968.47 Å), y dos bandas de referencia en el continuo cercano. En 1978, se construyó el *índice S* (Vaughan et al., 1978), el mismo esta definido como el cociente entre el flujo de las líneas de Ca II H y K y el flujo de dos bandas de continuo cercano. La cantidad *S* es considerada como una medida de los campos magnéticos de las estrellas. Este índice se convirtió en una medida estándar del nivel de actividad de la estrella y suele llamarse *índice de Mount Wilson*. Se calcula mediante la expresión de la Ec.(1)

$$S = \alpha \frac{N_H + N_K}{N_R + N_V},\tag{1}$$

donde  $N_H$  y  $N_K$  representan el número de cuentas en los canales H y K respectivamente, mientras  $N_R$  y  $N_V$  representan el número de cuentas asociados al continuo cercano.

Para realizar la calibración del índice S obtenido de los espectros en DC  $(S_{DC})$  en función del de los espectros en DS  $(S_{DS})$ , se necesita en primer instancia obtener un perfil de integración óptimo del centro de la línea de Ca II, H y K, para los espectros en DS. Es así,



Figura 3: En esta figura se muestran los perfiles de integración para la línea Ca II K, de la muestra observada. En violeta oscuro el perfil de FWHM 1.09 Å, que se suele utilizar típicamente en espectros de alta resolución para el cálculo de actividad. En colores más claros se indican los perfiles de integración de FWHM 2.18 Å y 3.27 Å. En azul un espectro tomado con el REOSC en DC y en rojo en DS.



Figura 4: Coeficiente de correlación de Spearman entre  $S_{DS}$ y  $S_{DC}$ , en función del ancho de ventana. Se puede observar que se maximiza la correlación para un FWHM de 2.18 Å.

que se calcularon los índices  $S_{DS}$  para cada uno de los espectros en DS para ventanas de ancho 1.09 Å, 2.18 Å y 3.27 A. Cabe señalar que la ventana integración tiene un compromiso de no ser lo suficientemente ancha como para incorporar a la integración parte del continuo, ni lo suficientemente angosta como para que la contribución en la línea cuente con pocas cuentas. Se analizaron diferentes correlaciones entre los índices obtenidos en DS con diferentes anchos y el *índice de Mount Wilson* en DC, para 35 estrellas de la muestra observada. En la Fig. 3 se muestran los perfiles de integración para la línea Ca II K, mientras que en la Fig. 4 se muestra el índice de correlación de Spearman entre los índices  $S_{DS}$ y  $S_{DC}$  para cada ancho de ventana utilizado. El ancho que maximiza la correlación, para REOSC DS, es de 2.18 Å.

Para las estrellas de la muestra observada con el REOSC DC, se cuentan de 2 a 40 mediciones del índice S por estrella. Dado que muchas de estas mediciones tienen una extensión temporal de entre 10 y 20 años, estos índices se promediaron para obtener un valor represen-



Figura 5:  $\langle S_{DC} \rangle$  en dispersión cruzada en función de  $S_{DS}$ . El error en cada variable corresponde a un 4%.



Figura 6: Serie temporal correspondiente a una estrella KVe observada por el Proyecto HK $\alpha$ .

tativo del índice de actividad,  $\langle S_{DC} \rangle$ . Simultáneamente, se calculó el *índice de Mount Wilson*,  $S_{DS}$  en los espectros de dispersión simple integrando las líneas del Ca II con el perfil triangular de FWHM 2.18 Å.

En la Fig. 5 se muestran  $\langle S_{DC} \rangle$  en función de  $S_{DS}$  con un ajuste por cuadrados mínimos expresado en la Ec. 2, donde los errores en cada variable corresponden a un 4%, según la estimación de Ibañez Bustos et al. (2019) para el índice S calculado en espectros de CASLEO.

$$S_{DC} = (2.046 \pm 0.18)S_{DS} + (-0.379 \pm 0.066).$$
 (2)

Cabe destacar que en algunos casos, los espectros en DS no son aptos para el estudio de actividad estelar.

Estos casos fueron descartados de la calibración presentada y corresponden a aquellos casos donde el flujo en el centro de las líneas de Ca II son comparables con el flujo del continuo dentro del margen de error ( $3\sigma$  en el flujo). Para cuantificar el porcentaje de estrellas del Proyecto  $HK\alpha$  que no pueden ser estudiadas en DS, seleccionamos una serie de espectros de la base en REOSC-DC de las 150 estrellas observadas en el proyecto y los remuestreamos a la resolución de los espectros en DS ( $R \sim 2100$ ). Calculamos el flujo en el centro de la línea de Ca II K v H v comparamos estos valores con el continuo medio. Un 6 % de los espectros no fueron aptos para el estudio de actividad. En general estos espectros corresponden a estrellas K y M tempranas medianamente activas, donde el centro de la línea está en emisión pero las alas, en absorción, siguen siendo notorias, en este caso los mínimos  $K_1$  y  $K_3$  en la línea de Ca II K no se resuelven en DS. Destacamos que se trata de una conclusión preliminar que podrá ser confirmada cuando observemos todas las estrellas del Proyecto HK $\alpha$  con el REOSC-DS en próximos turnos de observación.

#### 4. Serie Temporal

En la Fig. 6 mostramos, a modo de ejemplo, el registro de actividad para una estrella activa observada por el Proyecto HK $\alpha$  desde el año 2000 con el REOSC DC. En los años 2002 y 2004 se observa una fuerte subida de la actividad de corta duración, probablemente asociado a fulguraciones. En esta figura mostramos superpuestos los índices de actividad obtenidos de los espectros con el espectrógrafo REOSC DC y REOSC DS, donde se observa una variabilidad propia de la estrella. Este es un caso donde el tiempo de observación se redujo en un 66 %.

#### Referencias

- Buccino A.P., et al., 2011, AJ, 141, 34
- Buccino A.P., et al., 2014, ApJL, 781, L9
- Cincunegui C., Díaz R.F., Mauas P.J.D., 2007a, A&A, 461, 1107
- Cincunegui C., Díaz R.F., Mauas P.J.D., 2007b, A&A, 469, 309
- Díaz R.F., et al., 2007, A&A, 474, 345
- Flores M.G., et al., 2017, MNRAS, 464, 4299
- Ibañez Bustos R.V., et al., 2019, MNRAS, 483, 1159
- Metcalfe T.S., et al., 2013, ApJL, 763, L26
- Vaughan A.H., Preston G.W., Wilson O.C., 1978, PASP, 90, 267

## X-rays and TESS observations of symbiotic binary stars

I.J. Lima<sup>1</sup>, G.J.M. Luna<sup>1</sup>, F.M. Walter<sup>2</sup>, N.E. Nuñez<sup>3</sup>, K. Mukai<sup>4,5</sup>, J.L. Sokoloski<sup>6</sup>, A.S. Oliveira<sup>7</sup> & N. Palivanas<sup>7</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina

<sup>2</sup> Stony Brook University, EE.UU.

<sup>3</sup> Universidad Nacional de San Juan, CONICET-ICATE, Argentina

<sup>4</sup> CRESST II and X-ray Astrophysics Laboratory, NASA/GSFC, EE.UU.

<sup>5</sup> Department of Physics, University of Maryland Baltimore County, EE.UU.

<sup>6</sup> Columbia Astrophysics Laboratory, Columbia University, EE.UU.

<sup>7</sup> Universidade do Vale do Paraíba, Brasil

Contact / isabellima01@gmail.com

**Resumen** / Las estrellas simbióticas son binarias que interactúan fuertemente compuestas por una enana blanca que acumula masa desde su compañera gigante roja. Estudiamos cinco estrellas simbióticas: BD Cam, V1261 Ori, NQ Gem, CD-27 8661, CD-36 8436 usando observaciones de los satélites Swift/XRT y XMM-Newton en rayos X y de TESS en el óptico. Los espectros de rayos X se ajustaron con modelos de plasma térmico ópticamente delgado absorbido, con temperatura única o múltiple. Los espectros son todos compatibles con el que surge de la región más interna del disco de acreción; la capa límite. Las observaciones TESS de estos cinco sistemas muestran que la presencia de parpadeo estaría relacionada con la existencia de un disco de acreción. Estas cinco simbióticas pertenecen al tipo impulsado por acreción, un hallazgo respaldado por su baja luminosidad de rayos X, así como por sus curvas de luz parpadeantes.

**Abstract** / Symbiotic stars are strongly interacting binaries composed of a white dwarf accreting from its red giant companion. We studied five symbiotics stars: BD Cam, V1261 Ori, NQ Gem, CD -27 8661, CD -36 8436 using observations from the Swift/XRT and XMM-Newton satellites in X-rays and from TESS in the optical. The X-ray spectra were fit with absorbed optically thin thermal plasma models, with either single- or multi-temperature. The spectra are all compatible with that arising from the most internal region of the accretion disk; the boundary layer. The TESS observations of these five systems show the presence of flickering, would be related with the existence of an accretion disk. These five symbiotics thus belong to the accretion-powered type, a finding supported by their low X-ray luminosity as well as flickered light curves.

Keywords / binaries: symbiotic — white dwarfs — X-rays: binaries

#### 1. Introduction

Symbiotic stars are long-period binaries consisting of a late-type giant and a compact object, a white dwarf (WD) in most cases, surrounded by an ionized nebula (e.g., Mürset et al. 1997). Based on their X-rays energy range characteristics, symbiotic stars are divided into: (i)  $\alpha$ -type, supersoft emission with energies of less than 0.4 keV; (ii)  $\beta$ -type, soft emission with energies of less than 2.4 keV; (iii)  $\gamma$ -type, neutron symbiotics stars with hard X-ray emission (E > 2.4 keV); and (iv)  $\delta$ -type, WD symbiotic stars with hard X-ray emission (E > 2.4 keV); (v)  $\beta/\delta$ -type, WD symbiotics with two X-ray thermal components, soft and hard emissions (Mürset et al., 1997; Luna et al., 2013). X-ray emission from symbiotic stars comes from nuclear burning, colliding winds, accretion, or combination between them (Mukai 2017).

The stochastic broad-band variability on time scales of minutes to hours (also referred to as flickering) is rarely observed in the optical band. The lack of detection of flickering suggests that optical radiation from the red giant and the wind nebula overwhelms radiation from the disk (Sokoloski et al., 2001). About 12 symbiotic stars presents clear signs of flickering on time scales of ~10 minutes with amplitude > 0.1 magnitude - RS Oph, T CrB, MWC 560, Z And, V2116 Oph, CH Cyg, RT Cru, *o* Cet, V407 Cyg, V648 Car, EF Aql, and ZZ CMi (Zamanov et al., 2022). The presence of flickering and its amplitude can be understood as an indicator of the presence of the accretion disk (Bruch, 1992). The study of symbiotic stars is of special significance as it can be used to study the possibility that these objects as progenitors of Supernovae Type Ia (Kenyon et al., 1993). Also, these systems provide an unique astrophysical laboratory to study the stellar evolution, the mass transfer accretion processes, the stellar winds jets, the dust formation, and the thermonuclear outbursts (e.g., Mürset et al. 1997; Mukai 2017).

#### 2. Observations and data reduction

We present observations of the symbiotics BD Cam, V1261 Ori, NQ Gem, CD-27 8661, CD -36 8436 obtained with XMM-Newton, Swift, and TESS. XMM-Newton observed three symbiotic stars of our sample: V1261 Ori, NQ Gem, and CD-27 8661



Figure 1: Example of optical loading from Swift/XRT-PC mode spectra of BD Cam prepared by the online Swift/XRT data products generator.

with the European Photon Imaging Camera (EPIC) PN/MOS 1/MOS 2 cameras. Usually in the 0.3-10 keV energy range. The EPIC cameras were operated in full frame mode with the thick filter, except for CD-27 8661 which was observed with the medium filter during both. The Swift X-ray Telescope (XRT) observed all sources of sample. However, not all data were used since some of these observations are effected by optical loading. The optical loading is a consequence of the presence of optical photons that are detected on-board as X-ray photons, producing spurious events in the CCD. This effect is severe for optical bright sources and does not depend on the exposure time of the observation, but on the readout time of the CCD. Therefore Swift/XRT-WT mode, whose readout time is  $\sim 1500$  times shorter than Swift/XRT-PC mode, has less probability being affected by optical loading.

Figure 1 shows BD Cam spectrum observed by Swift in XRT-PC mode during three pointings in 2012 April 13, 16, and 17. This object has intense brightness in optical wavelength (V = 5.11 mag, J = 1.31 mag) and its X-ray spectrum is significantly distorted by optical loading precluding any meaningful analysis. The impact of the optical loading in BD Cam spectrum is detected with the presence of Fe XVI, Fe XX, O VII, O VIII emission lines, which significantly appears at low energies (0.7 - 0.9 keV). Typically, optical loading photons will dominate below  $\sim 0.4$  keV and will be dramatically reduced it above 2 keV (Hare et al., 2021). However, the X-ray photons at higher energies are not likely real, because they still will suffer a grade migration inducing overall gain shift and loss of flux, which means that optical loading will affect the entire spectrum. Therefore, we are not using any spectra with optical loading in this work. One simple tests which can be done in order to identify optical loading in X-ray data consist of extracted a image from the event file and verify the existence of an hole in the center of the source due to rejection in the center of the PSF, in other words, the count-rates are underestimates.

The Transiting Exoplanet Survey Satellite (TESS)



Figure 2: BD Cam image observed by TESS in Sector 19.



Figure 3: *XMM*-Newton spectrum of NQ Gem. The solid lines show the best-fit model.

covers a broad bandpass (600 – 1000 nm) which represents both R and I bands and near-infrared light (Ricker et al., 2015). We downloaded and extracted the light curves using the TESS Full Frame Images (FFIs) with 30 min cadence through TESSCut tool (Brasseur et al., 2019) from Python package *lightkurve* (Lightkurve Collaboration et al., 2018). BD Cam was observed during 2019 November 27 to December 24 in Sector 19. Although SAP and PDCSAP TESS light curve are given by MAST<sup>\*</sup>, these data are saturated and not be used here (see Figure 2).

#### 3. Results

We used the *PyXspec*, a *Python* interface to the *XSPEC* version 12.12.0 spectral-fitting software for all X-ray spectral analyses. The X-ray emission from our targets were modeled by an absorbed and an optically thin thermal emission from either a single- or multi-temperature plasma. The spectrum of NQ Gem is shown in Figure 3

<sup>\*</sup>See https://mast.stsci.edu/portal/Mashup/Clients/ Mast/Portal.html



Figure 4: NQ Gem observed by TESS in Sectors 45, 46, 47.

(Lima et al. 2023, in preparation). The X-ray spectra of our targets are consistent with  $\beta$  and  $\delta$ -type symbiotic stars, which the X-ray emission arises from accretionpowered symbiotic stars, in the boundary layer between the white dwarf and accretion disc.

We are searching for variability in *TESS* data of our targets. The preliminary results indicate the presence of flickering on timescales of minutes. Figure 4 shows the light curve of NQ Gem observed during 2021 October 12 to November 05 in Sector 44, 2021 November 07 to December 02 in Sector 45, and 2021 December 02 to 30 in Sector 46. Flickering variability is a phenomenon typical for the cataclysmic variables (Bruch, 1992). In symbiotic stars, it is commonly detected in ultraviolet band (Sokoloski et al., 2001; Luna et al., 2013), but it is the first time that it is reported in optical data from TESS. We expect that all the accretion powered symbiotics should display flickering when the accretion disc is active. For example, the recurrent nova RS Oph has flickering in high state and disappears in the low state, when the accretion disc was interrupted by the nova outburst (Zamanov et al., 2022).

#### 4. Conclusion

We present our study of five symbiotics stars: BD Cam, V1261 Ori, NQ Gem, CD -27 8661, and CD -36 8436

using observations from the Swift/XRT and XMM-Newton satellites in X-rays and from TESS in op-Accretion-powered symbiotic binaries are detical. tected in the X-rays with luminosities in the range of  $10^{30-32}~{\rm ergs}~{\rm s}^{-1}.$  A very wide range of temperatures and densities, probably dominated by the innermost region of the accretion disk, the boundary layer, where the accretion flow releases half its energy before settling onto the white dwarf surface. In our continuous effort to identify accretion-powered symbiotics, we used XMM-Newton and Swift data in order to search for Xray emission that would enable us to measure its accretion rate. Additionally, we extracted optical light curves from the *TESS* archive in order to search for short-term aperiodic variability, i.e. flickering, that would point to the presence of an accretion disk.

Acknowledgements: This study was supported by grant PICT 2017-0901 from Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET).

#### References

- Brasseur C.E., et al., 2019, Astrocut: Tools for creating cutouts of TESS images, Astrophysics Source Code Library, record ascl:1905.007
- Bruch A., 1992, A&A, 266, 237
- Hare J., et al., 2021, RNAAS, 5, 259
- Kenyon S.J., et al., 1993, ApJL, 407, L81
- Lightkurve Collaboration, et al., 2018, Lightkurve: Kepler and TESS time series analysis in Python, Astrophysics Source Code Library, record ascl:1812.013
- Luna G.J.M., et al., 2013, A&A, 559, A6  $\,$
- Mukai K., 2017, PASP, 129, 062001
- Mürset U., Wolff B., Jordan S., 1997, A&A, 319, 201
- Ricker G.R., et al., 2015, J. Astron. Telesc. Instrum. Syst., 1, 014003
- Sokoloski J.L., Bildsten L., Ho<br/> W.C.G., 2001, MNRAS, 326, 553
- Zamanov R.K., et al., 2022, arXiv e-prints, arXiv:2206.10151

## Efecto de los ciclos estelares en la detección de planetas extrasolares

C.G. Oviedo<sup>1</sup>, A.P. Buccino<sup>1</sup> & R.F. Díaz<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina

<sup>2</sup> International Center for Advanced Studies, CONICET-UNSAM, Argentina

Contacto / coviedo@iafe.uba.ar

**Resumen** / La actividad estelar puede ser una importante limitación para la detección de planetas extrasolares de tipo terrestre. En particular, los ciclos estelares generan señales espurias en la velocidad radial con la misma periodicidad que la de un potencial compañero planetario. En la presente contribución estudiamos la actividad a largo plazo de una muestra de estrellas M con espectros de alta resolución de la base de datos del espectrógrafo SOPHIE instalado en el telescopio de 1,93 m en el Observatorio de Haute-Provence (CNRS), Francia. Contamos con una muestra de 337 enanas M, con un total de 5405 espectros de alta resolución (R > 40.000) con una relación S/N>50, de manera de obtener un indicador confiable de la actividad. Finalmente, estudiamos la actividad de largo plazo en aquellas estrellas que fueron observadas repetidamente por más de 9 años y detectamos 18 nuevos ciclos de actividad en una submuestra de 40 enanas Ms.

**Abstract** / Stellar activity can be an important constraint on the detection of terrestrial-type extrasolar planets. In particular, stellar cycles generate spurious signals in radial velocity with the same periodicity as that of a potential planetary companion. In the present contribution, we study the long-term activity of a sample of M stars with high-resolution spectra from the database of the SOPHIE spectrograph installed on the 1.93 m telescope at the Observatoire de Haute-Provence (CNRS), France. We have a sample of 337 M dwarfs, with a total of 5405 high-resolution spectra (R>40,000) with an S/N>50 ratio, in order to obtain a reliable indicator of the activity. Finally, we studied the long-term activity in those stars that were repeatedly observed for more than 9 years and detected 18 new activity cycles in a subsample of 40 M dwarfs.

Keywords / stars: activity — techniques: spectroscopic

### 1. Introducción

La actividad estelar se considera el principal obstáculo que impide la detección y caracterización de planetas similares a la Tierra. Puede sesgar la caracterización de los exoplanetas de tipo terrestre (Pont et al. 2011; Barros et al. 2014; Haywood et al. 2014) e incluso producir señales que pueden confundirse con la señal de un objeto planetario (por ejemplo, Queloz et al. 2001). Los principales fenómenos de actividad estelar que afectan las mediciones de velocidad radial son los ciclos de actividad, la presencia de regiones activas en la superficie estelar y la granulación de la superficie.

Los ciclos de actividad estelar a menudo tienen períodos que van desde unos pocos años hasta más de una década (Baliunas et al. 1995; Lovis et al. 2011). Inducen señales de velocidad radial del orden de hasta diez metros por segundo (Lovis et al. 2011; Dumusque et al. 2011). El efecto en las velocidades suele estar bien correlacionado con indicadores de actividad basados en la intensidad de algunas líneas, como el índice Mount Wilson S. Por lo tanto, estos proxies se usan comúnmente para decorrelacionar las mediciones de velocidad radial. Sin embargo, si no se corrige con precisión el efecto de los ciclos en la velocidad radial, pueden aparecer señales espurias de baja frecuencia en los periodogramas de la serie temporal.

Wilson (1978) demostró por primera vez que, al igual que en el caso solar, se pueden encontrar variaciones cromosféricas a largo plazo en las líneas H y K del Ca II en otras estrellas. Comprender dicho fenómeno en las enanas M, las cuales son las estrellas mas abundantes de nuestra galaxia, es fundamental para determinar la viabilidad de estas estrellas comunes como anfitriones de exoplanetas habitables, y para determinar el mecanismo de dinamo subvacente que impulsa la actividad magnética de dichas estrellas. En particular, es sabido que estas estrellas son muy activas y que la actividad puede influir muy fuertemente en la habitabilidad (Buccino et al., 2007). Por otra parte, la actividad dificulta la detección de planetas y puede producir falsas detecciones (Robertson et al., 2014). Sin embargo, los estudios de actividad estelar a largo plazo en estrellas dM son escasos, debido a que por su bajo brillo son difíciles de observar, y a que el interés en ellas es relativamente reciente.

El estudio de una gran cantidad de estrellas enanas M con ciclos magnéticos ayuda a poder distinguir el efecto de los ciclos estelares del efecto en velocidad radial producido por un verdadero planeta. En este trabajo, realizamos una búsqueda de ciclos de actividad cromosféricos en una muestra de estrellas enanas M pertenecientes a la extensa base de datos que brinda el espectrógrafo *SOPHIE*. Con este objetivo, calculamos el índice de Mount Wilson para cada objeto y luego obtuvimos las series temporales correspondientes mediante el periodograma de Lomb-Scargle generalizado (GLS).

#### 2. Observaciones y muestra de estrellas estudiadas

El espectrógrafo tipo échelle de dispersión cruzada SOPHIE permite obtener espectros de alta resolución (R=40000-75000) en el rango óptico (3872-6943 Å). Dicho instrumento, instalado en el telescopio de 1.93 m del Observatoire Haute-Provence (Francia), tiene entre sus objetivos buscar y caracterizar pequeños planetas alrededor de las enanas M cercanas. Además, su amplia cobertura espectral permite caracterizar los indicadores de actividad a diferentes alturas de las atmósferas estelares. Con el objetivo de estudiar ciclos estelares de largo plazo en estrellas enanas M, caracterizamos la actividad estelar de una muestra total de ~500 objetos observados por el espectrógrafo SOPHIE entre los años 2007 y 2019.

Para este relevamiento, calculamos según la ecuación 1 del trabajo de Astudillo-Defru et al. (2017), el índice  $Log(R'_{HK})$  que caracteriza la emisión cromosférica a partir del flujo en las líneas de Ca II respecto a luminosidad de la estrella,

$$R'_{HK} = K.\sigma^{-1}.10^{-14}.C_{cf}.(S - S_{phot}), \tag{1}$$

donde  $S_{phot}$  representa la contribución fotosférica de S,  $C_{cf}$  es el factor bolométrico,  $\sigma$  es la constante de Stefan-Boltzmann y  $10^{-14}$  es un factor de escala. K convierte los flujos superficiales a flujos físicos.

En primer lugar calculamos el índice S de Mount Wilson para toda la muestra de enanas M sobre los espectros con relación S/N>50 en las líneas de Ca II. Luego de esta selección cuidadosa, calculamos el factor bolométrico para diferentes índices de color, basándonos en la calibración realizada por Astudillo-Defru et al. (2017). En la Fig. 1 mostramos el  $Log(R'_{HK})$  obtenido y concluimos que el índice más representativo y con menor dispersión para este conjunto de estrellas corresponde al color I-K.

#### 3. Análisis de los ciclos estelares

Para detectar y analizar ciclos de largo plazo del conjunto de 5405 espectros (337 enanas M), se eligieron aquellas 40 estrellas que fueron observadas por más de 9 años y que tuvieran más de 25 observaciones. Para cada uno de los espectros disponibles para analizar, se calculó el índice de Mount Wilson S como una medida estándar, definido como el cociente entre los flujos de las líneas del Ca II H y K centradas en 3968 y 3934 Å y el continuo cercano y se lo calibró según calibración presentada en Oviedo et al. (2022). En la Fig. 2 se muestra el histograma de la muestra de las 40 enanas M estudiadas. Podemos observar que son objetos activos.

A partir de las series temporales obtenidas, para buscar señales de periodicidad, calculamos los correspondientes periodogramas utilizando Lomb-Scargle generalizado (GLS) y la probabilidad de falsa alarma (FAP) de



Figura 1: Distribución del valor medio del  $\mathrm{Log}(\mathbf{R}'_{HK})$  para distintos filtros.



Figura 2: Histograma del índice S de actividad estelar para la muestra de las 40 enanas M estudiadas.

los periodos (Zechmeister & Kürster, 2009). Para la detección de periodicidades fiables, utilizamos un corte en la FAP del < 1%. Según esos periodogramas, clasificamos las estrellas conforme a su actividad de largo plazo. Como resultado, detectamos claros ciclos de actividad cromosférica 18 estrellas (el 45% de la muestra seleccionada). Los 22 objetos restantes de la muestra seleccionada). Los 22 objetos restantes de la muestra seleccionada) com clasificados como probablemente irregulares o resultaron probablemente constantes en su variabilidad, según criterio de Baliunas et al. (1995) con  $\sigma_S < 8\%$ . En las Fig. 3, Fig. 4 y Fig. 5 presentamos ejemplos de las series temporales correspondientes según su variabilidad.

#### 4. Comentarios finales y trabajo a futuro

La cantidad y la calidad de los espectros disponibles de la base de datos de *SOPHIE* nos han permitido por un lado caracterizar la actividad en una muestra de 337 estrellas dMs, muchas de ellas no clasificadas previamente. Por otro lado, otra contribución preliminar de este trabajo fue la detección de nuevos ciclos de actividad en 18 enanas M. Nuestro principal objetivo es estudiar estos nuevos ciclos de actividad para profundizar el estudio de la actividad cromosférica en este tipo de estrellas y discernir entre las señales asociadas a la actividad este-

#### Oviedo et al.



Figura 3: *Izquierda*: Periodograma obtenido según el análisis de Lomb-Scargle generalizado de la serie temporal para los índices de Mount Wilson para una estrella enana M de la muestra de espectros de *SOPHIE*. Las líneas horizontales discontinuas corresponden a un FAP de 0,1, 1 y 10% respectivamente. *Derecha:* Serie temporal con los datos plegados en fase del índice S de Mount Wilson para BD+331505 que posee un ciclo estelar de 11 días.



Figura 4: Serie temporal para una estrella en<br/>ana M, donde se representa el índice S vs. el tiempo. Destacamos el valor medi<br/>o< S > con una línea continua y los niveles d<br/>e $\pm 1\sigma$  S con líneas discontinuas.



Figura 5: Serie temporal del índice S para un objeto de la muestra seleccionada que presenta un patrón irregular de actividad estelar.

lar o a la generadas por un planeta extrasolar. En esta

misma dirección, pretendemos estudiar la actividad en aquellas estrellas probablemente constantes que podrían estar en un estado de mínimo de actividad, importantes para caracterizar el dínamo en las enanas M.

Tanto la búsqueda de ciclos de actividad como la caracterización de los tipos de variabilidad en esta muestra de 300 objetos se ven afectadas por la baja relación señal/ruido en el Ca II en los espectros de SOPHIE y la generación consecuente de series temporales de actividad estelar muy ruidosas o poco densas y con un muestreo limitado. Actualmente estamos trabajando en mejorar la estadística buscando nuevos indicadores de actividad más adecuados para enanas rojas que las líneas de Ca II. Por otro lado, para analizar la actividad en función de los parámetros estelares, estamos relevando y midiendo los períodos de rotación de la muestra estudiada.

#### Referencias

- Astudillo-Defru N., et al., 2017, A&A, 605, L11
- Baliunas S.L., et al., 1995, ApJ, 438, 269
- Barros S.C.C., et al., 2014, A&A, 569, A74
- Buccino A.P., Lemarchand G.A., Mauas P.J.D., 2007, BAAA, 50, 85
- Dumusque X., et al., 2011, A&A, 535, A55
- Haywood R.D., et al., 2014, MNRAS, 443, 2517
- Lovis C., et al., 2011, A&A, 528, A112
- Oviedo C.G., Buccino A.P., Díaz R.F., 2022, BAAA, 63, 92
- Pont F., Aigrain S., Zucker S., 2011, MNRAS, 411, 1953
- Queloz D., et al., 2001, A&A, 379, 279
- Robertson P., et al., 2014, Science, 345, 440
- Wilson O.C., 1978, ApJ, 226, 379
- Zechmeister M., Kürster M., 2009, A&A, 496, 577

## Explorando pérdidas de momento angular y la estabilidad en la transferencia de masa en binarias interactuantes

M. Echeveste<sup>1,2</sup>, M.L. Novarino<sup>1,2</sup>, O.G. Benvenuto<sup>1,2,3</sup> & M.A. De Vito<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>2</sup> Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

<sup>3</sup> Comisión de Investigaciones Científicas de la Provincia de Buenos Aires, Argentina

Contacto / mecheveste@fcaglp.unlp.edu.ar

**Resumen** / Estudiamos los sistemas binarios interactuantes de baja masa con emisión en rayos X. En esta familia de binarias, una estrella donante de tipo solar transfiere masa a un objeto compacto a través del desborde de su lóbulo de Roche. El frenado magnético es de importancia clave en la pérdida de momento angular en este tipo de binarias, y es por este motivo que hemos decidido hacer un estudio detallado. Para ello, hemos implementado cuatro prescripciones distintas para modelar este fenómeno que, al presentar diversas intensidades, afectan la evolución de las binarias de manera diferente. Finalmente, exploraremos la posibilidad de que los sistemas estudiados lleguen a formar órbitas anchas y órbitas cerradas manteniendo una fase de transferencia de masa estable.

**Abstract** / We study low-mass X-ray binary systems (LMXB). In this type of binaries, a low-mass star transfers mass to a compact object via Roche Lobe overflow. Magnetic braking is of great importance when studying angular momentum loss from the system. Here, we select four different prescriptions that present different intensities and study their effect on the evolution of the binaries. Finally, we study the possibility of the studied systems forming wide and tight binaries maintaining a stable mass transfer phase.

Keywords / binaries: close — binaries: general — stars: evolution

#### 1. Introducción

Los sistemas binarios de baja masa con emisión en rayos X (SBBMXs) son binarias compuestas por una estrella de baja masa que transfiere materia y momento angular a un objeto compacto (un agujero negro o una estrella de neutrones, EN), a través del desborde de su lóbulo de Roche (RLOF) (ver Verbunt 1993; Tauris & Van Den Heuvel 2010). Existen distintos mecanismos de pérdida de momento angular actuando en la evolución de estas binarias. Usualmente, los más considerados son el frenado magnético (FM), la radiación gravitatoria y la pérdida de masa del sistema. De entre estos mecanismos, el FM es particularmente incierto. La prescripción de FM más utilizada en simulaciones de SBBMXs es la derivada por Verbunt & Zwaan (1981); Rappaport et al. (1983). Se basa en la ley empírica de Skumanich (Skumanich, 1972), que fue construida para describir estrellas de Secuencia Principal como nuestro Sol. Esta ley presenta algunas discrepancias cuando se comparan las simulaciones con los datos observacionales en lo que respecta a la distribución de períodos orbitales (Pfahl et al., 2003; Istrate et al., 2014; Shao & Li, 2015), a la tasa de acreción de masa del objeto compacto (Pfahl et al., 2003; Shao & Li, 2015; Pavlovskii & Ivanova, 2016; Van et al., 2019), y a la cantidad de sistemas ultracompactos que pueden formarse, (problema de *fine-tuning*) (van der Sluys et al., 2005a,b; Istrate et al., 2014; Echeveste et al., 2019).

Van et al. (2019) investigaron modificaciones a la ley de Skumanich y presentaron tres nuevas prescripiones de FM. Encontraron que la llamada prescripción "Intermedia" es la que reproduce el mayor número de SBBMXs observados.

Posteriormente, Romero & Istrate (2019) y Chen et al. (2021) estudiaron la evolución de SBBMXs utilizando algunas de estas nuevas prescripciones. Como menciona explícitamente Chen et al. (2021), existen discrepancias entre sus resultados y los de Romero & Istrate (2019) en el caso de las simulaciones hechas bajo la prescripción "Intermedia". Resumidamente, Chen et al. (2021) enfrenta problemas de convergencia numérica en las simulaciones debido a las altas tasas de transferencia de masa, por lo que concluye que esta prescripción no es viable como ley universal ya que imposibilita la formación de binarias de órbita ancha. Sin embargo, Romero & Istrate (2019) reproduce binarias de órbita ancha utilizando el mismo código numérico (MESA, Paxton et al. 2013). Esto nos ha motivado a estudiar las nuevas prescipciones de FM, ya que la herramienta computacional con la que contamos es completamente independiente de aquella utilizada por los mencionados autores. Estudiamos entonces dos de las tres prescripciones presentadas en Van et al. (2019) con el fin de analizar sus efectos en la evolución de la estrella donante, en el período orbital y en la tasa de transferencia de masa. Evolucionamos un SBBMX compuesto por una estrella tipo solar y una EN cuyas masas son las mismas que las utilizadas por Romero & Istrate (2019) y Chen et al. (2021).

#### El frenado magnético en la evolución de SBBMXs



Figura 1: Diagrama Hertzsprung-Russell de la estrella donante en las binarias con  $P_{\text{orb},i} = 1.68$ , 19.22 y 328.42 d. Cada estilo de línea corresponde a una ley de FM diferente.



Figura 2: Período orbital como función de la masa de la estrella donante para los mismos sistemas de la Fig 1.

#### 2. Modelo y código binario

Calculamos secuencias evolutivas con el código de evolución binaria presentado en Benvenuto & De Vito (2003). A este código se le ha incorporado el efecto que tiene la energía de ligadura de la EN en la cantidad total de materia que esta puede ganar y el acoplamiento espínórbita debido a efectos de marea (Novarino et al., 2021)

Estudiamos el caso en que la transferencia de masa es conservativa. Despreciamos el *overshooting*, asumimos un parámetro de *mixing-length*  $\alpha_{ml} = 2$  y metalicidad solar para la estrella donante.

Consideramos pérdida de momento angular por radiación gravitatoria, pérdida de masa del sistema por vientos y FM. La pérdida de momento angular por FM fue modelada siguiendo a Van et al. (2019):

$$\frac{dJ_{\rm FM}}{dt} = \frac{dJ_{\rm FM,Sk}}{dt} \left(\frac{\omega_2}{\omega_{\odot}}\right)^{\beta} \left(\frac{\tau_{\rm conv}}{\tau_{\odot,\rm conv}}\right)^{\xi} \left(\frac{\dot{M}_{2,\rm viento}}{\dot{M}_{\odot,\rm viento}}\right)^{\alpha},\tag{1}$$

donde  $\omega_2$  y  $M_{2,\text{viento}}$  son la velocidad de rotación y la tasa de pérdida de masa por vientos de la estrella donante, respectivamente; y  $\tau_{\text{conv}}$  es el tiempo de circulación convectiva. Los subíndices  $\odot$  indican valores para el Sol, y  $\alpha, \beta, \epsilon$  son parámetros que pueden tomar distintos valores (ver Van et al., 2019).  $dJ_{\text{FM,Sk}}$  es la ley de FM derivada por Rappaport et al. (1983). En este trabajo usamos  $\omega_{\odot} = 3 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ ,  $\tau_{\odot,\text{conv}} = 2.8 \times 10^{6} \text{ s y } \dot{M}_{\odot,\text{viento}} = 2.54 \times 10^{-14} \text{ M}_{\odot} \text{ año}^{-1}$  (Carroll & Ostlie, 2006).

Según Van et al. (2019),  $\beta$ ,  $\xi$  y  $\alpha$  en la Ec. (1) pueden tomar distintos valores, que resultan en cuatro prescripciones distintas para el FM. Aquí estudiaremos el caso estándar (FM0) en el que ( $\beta$ ,  $\xi$ ,  $\alpha$ ) = (0, 0, 0), el caso "Impulsado por convección" (FM2) en el que ( $\beta$ ,  $\xi$ ,  $\alpha$ ) = (0, 2, 0), y el caso "Intermedio" (FM3) en el que ( $\beta$ ,  $\xi$ ,  $\alpha$ ) = (0, 2, 1).

Para modelar el viento estelar utilizamos la expresión derivada en Reimers (1975).

#### 3. Resultados

Estudiamos la evolución de sistemas binarios compuestos por una estrella donanate y una EN cuya masa inicial es 1.25  $M_{\odot}$  y 1.3  $M_{\odot}$  respectivamente (mismos valores que los utilizados por Romero & Istrate 2019 y Chen et al. 2021). Analizamos tres valores para el período orbital inicial:  $P_{\rm orb,i}=1.68$ , 19.22 y 328.42 d y variamos en cada caso la ley de FM utilizada. Como puede verse en la Figura 1, la evolución de las estrellas donantes depende de la ley de FM, ya que mientras mayor es la pérdida de momento angular, antes ocurre el desborde del lóbulo de Roche y más alta es la tasa de transferencia de masa. Mientras el período inicial aumenta, las donantes bajo FM0 y FM2 devienen en binarias muy Echeveste et al.



Figura 3: Tasa de transferencia de masa como función de la edad para los mismos sistemas de la Fig 1.

parecidas, mientras que la afectada por FM3 contrasta con ellas.

Como puede verse en la Figura 2, todas las simulaciones bajo la FM3 terminan con período orbital más chico que el inicial, mientras que para el resto de las prescripciones ocurre lo contrario, a excepción de la binaria bajo la FM2 con  $P_{\rm orb,i}$ = 1.68 que está cerca del período de bifurcación. El sistema con  $P_{\rm orb,i}$ = 328.42 d que evoluciona bajo la FM3 termina con un período de 55 d, por lo que las tres prescripciones permiten obtener binarias de órbita ancha.

Los altos valores en la tasa de transferencia de masa (Figura 3) en los sistemas con  $P_{\rm orb,i}$ = 19.22 y 328.42 d bajo la FM3, están en concordancia con los resultados de Van et al. (2019). En el caso del sistema con  $P_{\rm orb,i}$ = 19.22 d, la tasa de transferencia de masa supera  $10^{-4} M_{\odot}/$ año. Este resultado fue hallado también por Chen et al. (2021), que a partir de este valor encuentra los problemas de convergencia numérica. En nuestro caso, las simulaciones son numéricamente estables aún hasta tasas de transferencia de masa cercanas a  $10^{-2} M_{\odot}/$ año, por lo que es posible calcular la evolución de los sistemas hasta que llegan a la edad del Universo.

#### 4. Conclusiones

La FM3 es la que más se diferencia de las demás prescripciones, y a su vez, cuando el período inicial crece FM0 y FM2 son similares. Bajo todas las prescripciones se llega a binarias de órbita ancha con la diferencia de que aquellas bajo la FM3 sufren tasas de transferencia de masa altas (en concordancia con lo hallado por Van & Ivanova 2019). A pesar de estos altos valores, es posible evolucionar los sistemas hasta que emergen del episodio de transferencia de masa y continúan su evolución como binarias separadas, diferenciándose entonces de las simulaciones realizadas por Chen et al. (2021).

#### Referencias

- Benvenuto O.G., De Vito M.A., 2003, MNRAS, 342, 50
- Carroll B.W., Ostlie D.A., 2006, An introduction to modern astrophysics and cosmology, Cambridge University Press
- Chen H.L., et al., 2021, MNRAS, 503, 3540
- Echeveste M., et al., 2019, BAAA, 61, 87
- Istrate A.G., Tauris T.M., Langer N., 2014, A&A, 571, A45
- Novarino M.L., et al., 2021, MNRAS, 508, 3812
- Pavlovskii K., Ivanova N., 2016, MNRAS, 456, 263
- Paxton B., et al., 2013, ApJS, 208, 4
- Pfahl E., Rappaport S., Podsiadlowski P., 2003, ApJ, 597, 1036
- Rappaport S., Verbunt F., Joss P.C., 1983, ApJ, 275, 713
- Reimers D., 1975, Memoires of the Societe Royale des Sciences de Liege, 8, 369
- Romero A.D., Istrate A.G., 2019, G.H. Tovmassian, B.T. Gansicke (Eds.), *Compact White Dwarf Binaries*, 13
- Shao Y., Li X.D., 2015, ApJ, 809, 99
- Skumanich A., 1972, ApJ, 171, 565
- Tauris T.M., Van Den Heuvel E.P.J., 2010, Formation and evolution of compact stellar X-ray sources, 623
- Van K.X., Ivanova N., 2019, ApJL, 886, L31
- Van K.X., Ivanova N., Heinke C.O., 2019, MNRAS, 483, 5595
- van der Sluys M.V., Verbunt F., Pols O.R., 2005a, A&A, 431, 647
- van der Sluys M.V., Verbunt F., Pols O.R., 2005b, A&A, 440, 973
- Verbunt F., 1993, ARA&A, 31, 93
- Verbunt F., Zwaan C., 1981, A&A, 100, L7

## Supernovas con líneas anchas y su conexión con estallidos de radiación gamma

L.M. Román Aguilar<sup>1,2</sup> & M.C. Bersten<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>2</sup> Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

Contacto / michelleroman2305@gmail.com

**Resumen** / En este trabajo estudiamos supernovas de tipo Ic con líneas anchas (SNs Ic-BL), analizando una posible relación entre aquellas en las que se observan estallidos de radiación gamma de larga duración (LGRBs) y aquellas que no. Para ello, seleccionamos una pequeña muestra de SNs Ic-BL sin LGRB detectado con buena cobertura temporal, fotométrica y espectroscópica, disponibles en la literatura. Para dichos objetos derivamos propiedades físicas como masas y energías mediante el modelado hidrodinámico de sus curvas de luz y velocidades de expansión en simultáneo. Particularmente uno de estos objetos, la SN 2020bvc, muestra una emisión temprana previa al usual máximo principal, la cual modelamos asumiendo la presencia de un material circumestelar cercano. Finalmente, comparamos nuestros resultados con los obtenidos para una muestra de SNs Ic-BL con LGRB detectado y con un conjunto de supernovas de colapso gravitatorio normales deficientes en hidrógeno, con el propósito de identificar posibles diferencias sistemáticas entre estos grupos.

**Abstract** / In this work we study broad-line Ic supernovae (SNe Ic-BL), analyzing a possible relation between those in which long gamma-ray bursts (LGRB) is observed and those in which it is not. Therefore, we selected a small sample of well observed SNe Ic-BL without LGRB and derived their physical properties (as masses and energies) through the hydrodynamic modeling of their light curves and photospheric velocities. In particular for one of our selected objects, SN 2020bvc, which shows an early emission previous to the usual main peak, we have modelled it assuming the presence of a close circumstellar matter. Finally, we compared our results with the parameters derived for a sample of SNe Ic-BL with LGRB and a set of normal hydrogen deficient core-collapse supernovae obtained from the literature. Our purpose is to identify possible systematic differences between these groups.

Keywords / gamma rays: stars — gamma-ray burst: general — supernovae: general

#### 1. Introducción

Sólo un pequeño grupo de supernovas (SNs) de colapso gravitatorio ha sido asociado a LGRBs. En todos los casos, las SNs fueron clasificadas como de tipo Ic, que resultan ser objetos deficientes de H y He. Además, existe un conjunto de SNs Ic que muestran líneas anchas en sus espectros (SNs Ic-BL), indicativo de altas velocidades, y por lo tanto de energías cinéticas mayores a las usualmente medidas para objetos normales (Modjaz et al., 2016). Ha sido sugerido que ambos grupos de SNs puedan estar asociadas, y que la no detección del LGRB del segundo grupo sea debido a una desalineación del jet con la línea de la visual. Por otro lado, datos de emisión temprana en curvas de luz (CLs) de SNs revelan importante información sobre la estructura de la estrella antes de explotar, como la posible presencia de un material circumestelar (CSM) alrededor del progenitor. Este trabajo pretende estudiar una posible asociación entre SNs Ic-BL con LGRB detectado y aquellas en las que no se observó el mismo, para identificar si todas pertenecen a una misma familia ó forman parte de grupos distintos. Este estudio se realizará mediante la comparación de sus parámetros físicos, los cuales serán derivados a partir del modelado hidrodinámico de las CLs y velocidades de expansión. En adelante denominaremos LGRB

SNs al grupo de SNs Ic-BL con LGRB observado. Por otro lado, pretendemos analizar cómo la presencia de un CSM afecta a la CL temprana de las SNs Ic-BL.

#### 2. Modelado de la muestra

Hemos seleccionado una pequeña muestra de 3 SNs Ic-BL sin un LGRB asociado. Específicamente elegimos a las SN 2010qts y SN 2014dby publicadas en el trabajo de Taddia et al. (2019) debido a su buena cobertura fotométrica y espectroscópica esenciales para realizar el modelado hidrodinámico. Adicionalmente incluimos a la SN 2020bvc de Ho et al. (2020). Para el modelado de las CLs y velocidades fotosféricas, utilizamos el código unidimensional desarrollado por (Bersten et al., 2011), que simula la explosión estelar mediante la inyección de energía cerca del progenitor en un período muy corto de tiempo. El código parte de configuraciones en equilibrio hidrostático calculadas de modelos evolutivos y devuelve CLs bolométricas y velocidades fotosféricas, asumiendo la posición de la fotósfera en la capa donde la profundidad óptica del continuo es  $\tau = 2/3$ .

Para la determinación de las propiedades físicas, realizamos una exploración de distintas combinaciones de parámetros libres del código, tales como energía de explosión (E), masa de níquel ( $^{56}$ Ni) sintetizada ( $M_{Ni}$ ) y





Figura 1: Modelado de nuestra muestra. CLs bolométricas (*izquierda*) y velocidades fotosféricas (*derecha*). Para las SN 2014dby y SN 2010qts se muestran dos modelos que representan razonablemente las observaciones. Se tomó un promedio de los parámetros físicos de ambos modelos como representativos para cada objeto. Para la SN 2020bvc mostramos un modelo sin CSM (línea discontinua) y otro con CSM (línea continua).

masa pre-SN ( $M_{preSN}$ ) hasta lograr la combinación que mejor represente las observaciones. Esta exploración fue guiada por un estudio previo del efecto que genera la variación de dichos parámetros en los observables (CLs y velocidades fotosféricas). Al derivar parámetros como masas y energías de una SN, es suficiente con modelar su CL junto con velocidades en épocas dominadas por el material radiactivo. A épocas tempranas (t  $\leq$  5 días), la emisión de la SN está dominada por la estructura de las capas más externas de su progenitor. El modelado de esta etapa nos permitiría determinar propiedades del CSM en caso de existir. Esto se abarcará en la Sec. 3.

En la Tabla 1 se muestran los parámetros derivados para cada SN, donde  $\rm M_{ej} = M_{preSN} - M_{cut}$ es la masa eyectada y $\rm M_{cut}$ es la masa del remanente compacto. Las comparaciones de las observaciones con los modelos se presentan en la Fig. 1.

#### 3. Emisión Temprana

La presencia de un CSM cercano alrededor del progenitor podría deberse a intensas pérdidas de masa que podrían suceder momentos previos a la explosión, produciendo un efecto notorio en las CLs y velocidades mayormente a épocas tempranas (Morozova et al., 2017). Para analizar el efecto del mismo, adjuntamos dicho material en el perfil inicial de la estrella, asumiendo que este es debido a un viento estacionario. Luego, usamos

Tabla 1: Parámetros físicos obtenidos para nuestra muestra de SNs. 1 fo<br/>e $=10^{51} {\rm erg.}$ 

| Supernova  | E [foe] | $\rm M_{Ni} \ [M_{\odot}]$ | ${\rm M}_{\rm cut}~[{\rm M}_\odot]$ | $M_{\rm ej}~[M_{\odot}]$ |
|------------|---------|----------------------------|-------------------------------------|--------------------------|
| SN 2020bvc | 7.5     | 0.23                       | 1.4                                 | 2.6                      |
| SN 2014dby | 1.1     | 0.22                       | 2.4                                 | 2.1                      |
| SN 2010qts | 9.3     | 0.74                       | 1.45                                | 3.05                     |

la siguiente parametrización:

$$\rho_{\rm CSM}(r) \propto \frac{{\rm M}}{{\rm r}^2 v_{\rm viento}},$$
(1)

vemos que a un valor de  $\dot{M}$  se le asocia un valor específico de la densidad que se denomina  $\rho_{\rm cut}$ , y que representa el valor donde se adjunta el material (para más detalles ver Englert et al. (2020)). El efecto del CSM puede ser caracterizado por los siguientes parámetros: su extensión ( $R_{\rm out}$ ) y  $\rho_{\rm cut}$ . El efecto en la CL temprana al variar  $\rho_{\rm cut}$  se puede ver en la Fig. 2. Por razones de espacio, sólo se muestra el efecto en uno de los parámetros mencionados.

#### 3.1. SN 2020bvc: Emisión temprana

Como se observa en la Fig. 1, la SN 2020bvc presenta una emisión temprana que no se logró modelar utilizando propiedades como masas y energías (ver modelo

#### Román Aguilar & Bersten



Figura 2: Perfil de densidad inicial (*izquierda*) y CL temprana (*derecha*) para diferentes valores de  $\rho_{cut}$ .



Figura 3: Comparaciones entre parámetros de nuestra muestra con LGRB SNs y SE SNs. De la muestra de SE SNs se remarcan dos clasificadas como Ic-BL para una mejor comparación con nuestros objetos.

en línea discontinua). Por este motivo, para reproducir dichos datos tempranos hemos probado diferentes combinaciones de parámetros que caracterizan el CSM como lo descripto anteriormente. El último panel de la Fig. 1 muestra un modelo que reproduce muy bien dicha emisión (modelo en línea continua). De la figura, es claro que la presencia del CSM sólo tiene un efecto a épocas tempranas (t  $\leq$  5 días), por lo que los parámetros de masas y energías derivados en la Sec. 2 no se verían afectados. Los parámetros obtenidos para el CSM de este objeto son:  $R_{out} = 70 R_{\odot}, \log(\rho_{cut}) = -4,$  $\dot{M} \sim 0.37 \, M_{\odot} \, a \tilde{n} o^{-1} \, y \, M_{CSM} = 5.56 x 10^{-2} \, M_{\odot}.$  Estos parámetros, en particular la tasa de pérdida de masa, son bastante extremos, por lo que planeamos seguir explorando posibles soluciones en el futuro. Sin embargo, existen trabajos en la literatura donde se obtienen tasas de pérdida de masa bastante altas cuando se analizan datos tempranos de SNs (ver por ejemplo Moriya et al. (2017)). Por lo cual, existen sugerencias de que las estrellas podrían estar perdiendo mucha más masa momentos previos a la explosión que las típicamente observadas.

#### 4. Análisis y Conclusiones

En la Fig. 3 se muestran comparaciones entre los parámetros derivados de nuestra muestra con distintos grupos de SNs. En color rosa, un grupo de SNs Ib/Ic normales que perdieron su envoltura de H y/o He (SE SNs) obtenidas en Taddia et al. (2018), en color azul un grupo de LGRB SNs modeladas por Favaro & Bersten (2020) y en color rojo nuestra muestra. Del análisis de dichos gráficos vemos que: la SN 2014dby tiene parámetros consistentes con los de SE SNs y debido a la baja E

que presenta, pensamos que quizás estuvo mal clasificada como SN Ic-BL. En un futuro pretendemos reanalizar sus espectros. Las SN 2010qts y SN 2020bvc tienen parámetros consistentes con otras SNs Ic-BL (remarcadas en la Fig. 3), son más energéticas que el promedio de SE SNs pero menos extremas que LGRB SNs. En todos los casos analizados, las  $M_{preSN}$  son menores a 9  $M_{\odot}$  consistentes con valores típicos para SE SNs y menores que las estimadas para LGRB SNs. Las bajas masas derivadas podrían indicar un origen binario de sus progenitores (Taddia et al., 2018).

De los resultados obtenidos podemos decir que hemos encontrado diferencias entre los parámetros derivados para SNs Ic-BL con LGRBs y aquellas en las que no se detectaron estos estallidos, lo cual podría ser indicativo de que forman familias diferentes. Sin embargo, para lograr conclusiones más generales necesitamos aumentar el número de objetos de las muestras, lo cual nos proponemos a hacer en un trabajo a futuro.

Agradecimientos: Agradecemos las correcciones propuestas por el árbitro, lo cual sin duda ha contribuido a mejorar este artículo.

#### Referencias

Bersten M.C., Benvenuto O., Hamuy M., 2011, ApJ, 729, 61
Englert B., Bersten M., Cidale L., 2020, BAAA, 61B, 51
Favaro E., Bersten M., 2020
Ho A.Y.Q., et al., 2020, ApJ, 902, 86
Modjaz M., et al., 2016, ApJ, 832, 108
Moriya T.J., et al., 2017, MNRAS, 469, L108
Morozova V., Piro A.L., Valenti S., 2017, ApJ, 838, 28
Taddia F., et al., 2018, A&A, 609, A136
Taddia F., et al., 2019, A&A, 621, A71

## Espectroscopía Gemini-GRACES de estrellas evolucionadas con enanas marrones

C. Zuloaga<sup>1,2</sup>, E. Jofré<sup>2,3</sup>, R. Petrucci<sup>2,3</sup> & E. Martioli<sup>4</sup>

Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación, UNC, Argentina

<sup>2</sup> Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

<sup>3</sup> Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

<sup>4</sup> Laboratorio Nacional de Astrofísica, Brasil

Contacto / camila.zuloaga@mi.unc.edu.ar

**Resumen** / A partir de espectros de alta resolución Gemini-GRACES, aquí se presentan parámetros fundamentales refinados y abundancias químicas detalladas de dos gigantes rojas que albergan enanas marrones, HD 54719 y HD 180314. Las abundancias químicas de ambas estrellas son consistentes con las de aquellas evolucionadas cercanas. HD 180314 presenta una abundancia relativamente alta de litio ( $A(Li)_{NLTE} = 1.28$  dex), que probablemente es remanente de su fase de secuencia principal. El análisis de las metalicidades de ambas estrellas indicaría, como tendencia inicial, que las gigantes con enanas marrones son pobres en metales.

**Abstract** / Based on high-resolution spectra from Gemini-GRACES, here we present refined fundamental parameters and detailed chemical abundances of two red giants hosting brown dwarfs, HD 54719 and HD 180314. The abundances of both stars are consistent with those of nearby evolved thin disk stars. HD 180314 presents a relatively high abundance of lithium  $(A(Li)_{NLTE} = 1.28 \text{ dex})$ , which is likely a remnant from the main-sequence phase. The metallicities of both stars show, as an initial trend, that giants with brown dwarfs are metal-poor.

Keywords / stars: abundances — stars: fundamental parameters — stars: individual (HD 54719, HD 180314) — planetary systems — techniques: spectroscopic

### 1. Introducción

Las estrellas de secuencia principal (SP) que albergan planetas gigantes de corto periodo (SWGP) son, en promedio, más ricas en metales que aquellas sin planetas detectados (ej., Ghezzi et al., 2010). Esto se conoce como correlación planeta-metalicidad (CPM). Recientemente, Maldonado & Villaver (2017, MA17 de aquí en adelante) sugirieron que las estrellas que albergan enanas marrones (SWBD) no siguen la CPM. De acuerdo a MA17, las SWBD son más pobres en metales que las SWGP, lo cual podría indicar que las enanas marrones se forman por procesos que no dependen fuertemente de la metalicidad, tal como el mecanismo de inestabilidad gravitacional (ej., Boss, 2006). Hasta la fecha, sin embargo, no hay estudios previos que se concentren en la metalicidad de estrellas evolucionadas con enanas marrones (BD).

Por otro lado, el análisis químico detallado en estrellas evolucionadas permite la identificación de patrones anómalos que podrían estar asociados a eventos de contaminación externa, tal como la acreción de compañeras subestelares (ej., Jofré et al., 2015a). Más aún, la obtención de parámetros estelares espectroscópicos de alta precisión en estrellas con planetas permite refinar los parámetros físicos de estos últimos (ej., Jofré et al., 2020). En este contexto, presentamos un análisis espectroscópico detallado de dos gigantes rojas, de tipo espectral K, HD 54719 y HD 180314, que albergan BD.

### 2. Observaciones

Las observaciones de HD 54719 y HD 180314 se obtuvieron utilizando el instrumento GRACES (Gemini Remote Access to CFHT ESPaDOnS Spectrograph Chene et al., 2014) en el telescopio Gemini Norte de 8.1 m. Las mismas se llevaron a cabo el 12-09-2016 y 31-03-2017 (programas GN-2016A-Q-20 y 2016B-Q-11, IP: E. Jofré) en el modo de una fibra ("object only"), con una resolución de R ~ 67500 entre 400 y 1.050 nm. La reducción de los espectros se realizó con el código OPERA (Martioli et al., 2012). La relación señal-ruido S/N de los espectros finales es de S/N≈120 y S/N≈130, para HD 54719 y HD 180314, respectivamente.

#### 3. Caracterización estelar

Los parámetros atmosféricos fundamentales, temperatura efectiva  $(T_{eff})$ , gravedad superficial (log g), metalicidad ([Fe/H]) y velocidad de microturbulencia  $(v_t)$ , fueron derivados a partir de los anchos equivalentes de líneas de hierro. Para ello, se requirieron condiciones de equilibrio espectroscópico, tal como se detalla en Jofré et al. (2020). Los parámetros finales se encuentran listados en la Tabla 1, mientras que en la Figura 1 se muestra la ubicación de ambas estrellas en el diagrama de Kiel a partir de los valores de log g y  $T_{eff}$  derivados en este trabajo. HD 180314 está comenzando su ascenso a la rama de las gigantes rojas (RGB), mientras que HD 54719, en una fase más evolucionada, se encuentra

Tabla 1: Parámetros estelares derivados.

| Parámetro                                      | HD 54719         | HD 180314       |
|--|------------------|-----------------|
| $T_{eff}$ [K]                                  | $4385\pm74$      | $4966\pm79$     |
| $\log g [cgs]$                                 | $1.99 \pm 0.33$  | $3.09\pm0.17$   |
| [Fe/H]   | $-0.20 \pm 0.11$ | $0.01\pm0.05$   |
| $v_t  [km  s^{-1}]$                            | $1.99\pm0.12$    | $1.55\pm0.10$   |
| $M_{\star}$ [M <sub><math>\odot</math></sub> ] | $2.16 \pm 0.37$  | $1.94\pm0.04$   |
| $R_{\star}$ [ $R_{\odot}$ ]                    | $31.72 \pm 2.04$ | $8.10\pm0.19$   |
| $\tau$ [Gyr]                                   | $0.98 \pm 0.45$  | $1.38 \pm 0.09$ |



Figura 1: Ubicación de HD 54719 y HD 180314 en el plano  $T_{eff}$ -log g, a partir de los valores obtenidos aquí, en comparación con otras estrellas con planetas confirmados (tomado del NASA Exoplanet Archive (Akeson et al., 2013).

localizada en una zona cercana al extremo superior de la RGB.

Se analizó la consistencia de los parámetros derivados comparando con los resultados publicados previamente por Luck & Heiter (2007) y MA17 para HD 54719 y HD 180314, respectivamente. Los valores de  $T_{eff}$ , log g y  $v_t$  están en buen acuerdo (dentro de  $1\sigma$ ) con los resultados previos, mientras que las metalicidades acuerdan sólo dentro de  $\sim 2\sigma$ . El origen de las discrepancias en los valores de [Fe/H], probablemente está relacionado con la calidad de los espectros utilizados, técnicas de análisis y diferentes listas de líneas de hierro (ej. Hinkel et al., 2016).

Por otro lado, se derivaron las abundancias de 19 especies químicas (Li, O, Na, Mg, Al, Si, Ca, Sc I, Sc II, Ti I, Ti II, V, Cr I, Cr II, Mn, Co, Ni, Zn, Y) utilizando la técnica de la curva de crecimiento tal como se detalla en Jofré et al. (2020).

Finalmente, obtuvimos la masa  $(M_{\star})$ , radio  $(R_{\star})$  y edad  $(\tau_{\star})$  de HD 54719 y HD 180314 a través de la interfaz PARAM (da Silva et al., 2006) utilizando isócronas PARSEC (Bressan et al., 2012). Para esto, utilizamos como parámetros de entrada los valores de T<sub>eff</sub> y [Fe/H] calculados anteriormente, las paralajes de Gaia Collaboration (2020) y las magnitudes V reportadas en el NASA Exoplanet Archive. Los resultados para estos parámetros también se encuentran listados en la Tabla 1.

#### Búsqueda de anomalías químicas

En la Figura 2 se muestran las tendencias de [X/Fe] vs [Fe/H] para estrellas evolucionadas cercanas obtenidas por Luck & Heiter (2007) para el oxígeno, y Adibekyan et al. (2015) para el resto de los elementos. No se muestran los resultados para los elementos Zn y Y, ya que estos trabajos previos no reportan valores de abundancias para ellos. En general, las abundancias químicas de ambas estrellas no parecen presentar anomalías sino que, más bien, siguen los patrones marcados por las estrellas evolucionadas cercanas del disco fino. En particular, no se encuentran excesos significativos en las abundancias de elementos alfa (Mg, Si, Ti),  $[\alpha/Fe]$ . Para HD 54719 el valor promedio es de  $<[\alpha/Fe]> = 0.08$  dex, mientras que para HD 180314 es de  $<[\alpha/Fe]> = 0.09$  dex.

Otro elemento químico que resulta de particular interés en las estrellas gigantes rojas es el litio. Para HD 54719 se estimó una abundancia de litio  $A(Li)_{NLTE} =$  $-0.25 \pm 0.10$  dex mientras que para HD 180314 se obtuvo un valor de  $A(Li)_{NLTE} = 1.28 \pm 0.10$  dex. Este último valor está cerca del valor límite para el cual se considera a una gigante roja como rica en litio (A(Li)  $\approx 1.5$  dex, ej. Jofré et al., 2015a). Considerando el estado evolutivo de esta estrella (Figura 1), es probable que su contenido "elevado" de litio sea un remanente de la fase de secuencia principal como se ha observado recientemente en otras estrellas evolucionadas (ej., Adamów et al., 2015; Jofré et al., 2020). En concordancia con este escenario, como se detalló anteriormente, no se observan anomalías en otros elementos químicos que pudieran indicar eventos de acreción de objetos subestelares (planetas o BD). Aunque no se derivaron, aún, velocidades de rotación proyectada para este objeto (ni para HD 54719), el perfil de las líneas no se observa ensanchado, lo cual apoya la idea de que el litio en esta estrella no proviene de eventos de acreción masiva sobre la misma (Adamów et al., 2014; Jofré et al., 2015b).

#### 5. [Fe/H] en estrellas gigantes con BD

Analizamos la metalicidad de HD 54719 ([Fe/H] = -0.2dex) y aquella de HD 180314 ([Fe/H] = 0.01 dex) en comparación con la metalicidad promedio de las muestras de estrellas gigantes con planetas (GWP; N=56;  $\langle [Fe/H] \rangle = -0.08 \text{ dex} \rangle$  y sin planetas (GWOP; N=101;  $\langle \text{[Fe/H]} \rangle = -0.10 \text{ dex}$ ) de Jofré et al. (2015b). Teniendo en cuenta estos números, la tendencia inicial sugeriría que, al igual que en el caso de las GWP, las estrellas gigantes con enanas marrones (GWBD) tampoco serían preferencialmente ricas en metales. Es claro que el número de objetos estudiado aquí no es estadísticamente significativo como para realizar un análisis robusto. Sin embargo, dado que actualmente el número de GWBD es N $\sim$ 10, es posible, a partir de los resultados de este trabajo, obtener una tendencia inicial tal como se realizó en las primeras investigaciones sobre la CPM en estrellas de secuencia principal (e.g. Gonzalez, 1997) y en estrellas gigantes (Pasquini et al., 2007). Más aún, el promedio de las metalicidades espectroscópicas de las 7 GWBD reportadas por MA17 es de  $\langle Fe/H \rangle$ = -0.20 dex, lo cual apoyaría fuertemente la tendencia



Figura 2: [X/Fe] vs. [Fe/H] para HD 54719 (rojo) y HD 180314 (azul) comparado con los resultados para estrellas evolucionadas cercanas de Luck & Heiter (2007, cuadrados -oxígeno) y Adibekyan et al. (2015, círculos -resto de los elementos). Las líneas a trazos representan los valores solares.

inicial que se reporta aquí.

#### 6. Masas mínimas de las enanas marrones

A partir de los valores de  $M_{\star}$  listados en la Tabla 1 y los parámetros derivados de las curvas de VR (semiamplitud K, período P y excentricidad e) para HD 54719 (Mitchell et al., 2013) y HD 180314 (Sato et al., 2010), se refinaron las masas mínimas ( $M_p$ seni) de las compañeras subestelares de ambos objetos. Usando la ecuación (1) de Cumming et al. (1999), se obtuvo  $M_p$ seni = 19.4 ± 2.2  $M_J$  y  $M_p$ seni = 18.5 ± 0.26  $M_J$  para las enanas marrones alrededor de HD 54719 y HD 180314, respectivamente. Estos valores son ~6% y ~19% más pequeños que los reportados en las publicaciones de descubrimiento. Dado que las mediciones de la literatura no reportan el error en la masa de las compañeras subestelares, no fue posible comparar las diferencias en la precisión obtenida.

#### 7. Conclusiones

A partir de espectros Gemini-GRACES de alta resolución, en este trabajo realizamos una caracterización detallada de dos estrellas gigantes que albergan enanas marrones, HD 54719 y HD 180314. La caracterización incluyó el refinamiento de los parámetros estelares, lo cual a su vez permitió refinar las masas mínimas de las compañeras subestelares. Por otro lado, se realizó el cómputo de abundancias precisas para 19 especies químicas. Esto último permitió establecer que ambas estrellas no presentan anomalías químicas, sino que siguen las tendencias de otras estrellas evolucionadas del vecindario solar. La abundancia de litio en HD 180314, está ligeramente por debajo del límite estándar considerado para las gigantes ricas en litio. Sin embargo, considerando el estado evolutivo de esta estrella, el perfil no ensanchado de las líneas espectrales, y la falta de anomalías químicas en otros elementos, el contenido de litio es probablemente un remanente de su fase de secuencia principal.

Por otro lado, a partir de las metalicidades obtenidas para HD 54719 y HD 180314, se analizó, por primera

vez, el comportamiento de la CPM en GWBD: la tendencia inicial sugeriría que, al igual que para las GWP, las GWBD tampoco serían preferencialmente ricas en metales. Estos resultados implicarían que las BD que orbitan alrededor de estrellas de tipo solar y de aquellas más masivas que éstas, como lo son generalmente las progenitoras de las estrellas evolucionadas incluidas en los relevamientos de VR, se formarían por mecanismos que no dependen fuertemente de la metalicidad estelar, tal como el proceso de inestabilidad gravitacional (Boss, 2006). Próximamente esperamos poder extender el estudio a una muestra más extensa de GWBD, lo cual nos permitirá confirmar o descartar la tendencia emergente reportada en este trabajo.

*Agradecimientos:* C.Z. agradece a la AAA por la beca de Estímulo a la Investigación Científica otorgada para el periodo febreromarzo de 2022. Los autores agradecen al árbitro por las sugerencias y comentarios que contribuyeron a mejorar el artículo.

#### Referencias

- Adamów M., et al., 2014, A&A, 569, A55
- Adamów M., et al., 2015, A&A, 581, A94
- Adibekyan V.Z., et al., 2015, MNRAS, 450, 1900
- Akeson R.L., et al., 2013, PASP, 125, 989
- Boss A.P., 2006, ApJL, 637, L137
- Bressan A., et al., 2012, MNRAS, 427, 127
- Chene A.N., et al., 2014, Proc. SPIE, vol. 9151, 47
- Cumming A., Marcy G.W., Butler R.P., 1999, ApJ, 526, 890 da Silva L., et al., 2006, A&A, 458, 609
- Gaia Collaboration, 2020, VizieR Online Data Catalog, I/350
- Ghezzi L., et al., 2010, ApJ, 725, 721
- Gonzalez G., 1997, MNRAS, 285, 403
- Hinkel N.R., et al., 2016, ApJS, 226, 4
- Jofré E., et al., 2015a, A&A, 584, L3
- Jofré E., et al., 2015b, A&A, 574, A50
- Jofré E., et al., 2020, A&A, 634, A29
- Luck R.E., Heiter U., 2007, AJ, 133, 2464
- Maldonado J., Villaver E., 2017, A&A, 602, A38
- Martioli E., et al., 2012, Proc. SPIE, vol. 8451, 2
- Mitchell D.S., et al., 2013, A&A, 555, A87
- Pasquini L., et al., 2007, A&A, 473, 979
- Sato B., et al., 2010, PASJ, 62, 1063

## Retratando la Vía Láctea y las Nubes de Magallanes a partir de sus cúmulos estelares

A.V. Ahumada<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

<sup>2</sup> Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

Contacto / andrea.ahumada@unc.edu.ar

**Resumen** / Los cúmulos estelares (CE) se definen tradicionalmente como grupos de estrellas coetáneas que comparten la misma composición química inicial. Esto permite comparar los CE con modelos teóricos de poblaciones estelares simples, ya que posibilitan estudiar y modelar los procesos de evolución estelar en general. Conocer las propiedades de un sistema de CE resulta fundamental para entender los procesos de formación y evolución de la galaxias a las que pertenecen. En particular, vale mencionar que en la Vía Láctea (VL), fue a partir del estudio de sus cúmulos abiertos y globulares (CG) que se pudo delinear la estructura de la misma. Por otra parte, los CE de las Nubes de Magallanes (NM) juegan un rol destacado en la interpretación de poblaciones estelares, ya que, comparadas con la VL, las NM son más ricas en gases y más pobres en metales, proveyendo diferentes entornos para la formación y evolución de los CE. Además, es sabido que los CG presentan las denominadas poblaciones estelares múltiples (PES), estando la causante de las mismas aún en debate. Estas PES no solo se han encontrado en los CG de la VL, sino también en CE de las NM. En este trabajo se presentará la situación actual de las investigaciones realizadas tanto en los CE de la VL como de las NM aplicando diferentes técnicas observacionales y datos de diferentes relevamientos. Se discutirá también cómo el estudio de sus CE permiten delinear las características estructurales actuales de las mencionadas galaxias.

**Abstract** / Star clusters (SCs) are traditionally defined as groups of coeval stars that share the same initial chemical composition. This allows us to compare SCs with theoretical models of simple stellar populations, as they make it possible to study and model the processes of stellar evolution in general. Knowing the properties of an SC system is fundamental to understand the formation and evolution processes of the galaxies to which they belong. In particular, it is worth mentioning that in the Milky Way (MW), it was from the study of its open clusters and globular clusters (GCs) that the structure of the MW could be delineated. On the other hand, the SCs of the Magellanic Clouds (MCs) play an important role in the interpretation of stellar populations, since, compared to the MW, the MCs are richer in gases and poorer in metals, providing different environments for the formation and evolution of SCs. In addition, GCs are known to exhibit so-called multiple stellar populations (MPs), the cause of which is still under debate. These MPs have not only been found in GCs in the MW, but also in SCs in the MCs. This article will present the "state-of-the-art" of the latest research in both MW and MCs SCs using different observational techniques and survey data. It will also discuss how the study of their SCs allows us to delineate the current structural characteristics of these galaxies.

Keywords / Galaxy: open clusters and associations: general — Galaxy: globular clusters: general — galaxies: Magellanic Clouds — galaxies: star clusters: general

#### 1. Introducción

Los cúmulos estelares (CE) tradicionalmente se consideran como grupos de estrellas coetáneas que comparten la misma composición química inicial y que se encuentran ligadas gravitacionalmente. Sin embargo se pueden encontrar diferentes formas de definir un CE de acuerdo al objetivo perseguido. Hay quiénes los definen como un grupo de al menos 12 estrellas con una densidad media que sea algunas veces la densidad de fondo y más grande que la densidad local de materia oscura (Krumholz et al., 2019); otros que los señalan como un conjunto de estrellas ligadas gravitacionalmente con una densidad de masa lo suficientemente grande para resistir disrupciones tidales (Lada & Lada, 2003), o bien como un grupo de estrellas ligadas gravitacionalmente dentro de un volumen tal que contenga al menos 12 estrellas y sin

Informe invitado

materia oscura dominante, distinguiendo así los CE de las galaxias y de los sitemas estelares múltiples (Krause et al., 2020).

Es justamente tras los CE que se encuentran los trazadores históricos de la estructura de la Vía Láctea, tal como lo demuestran los trabajos de Shapley (1918) y de Trumpler (1930). En el primero, a partir del estudio de cúmulos globulares (CG), se encontró que la distribución de los mismos era simétrica respecto a la Galaxia y que el Sol ocupaba una posición eccéntrica en la misma. En el segundo trabajo mencionado, estudiando los denominados cúmulos abiertos (CA), se encontró que éstos se encontraban mayoritariamente en el plano galáctico, se demostró la existencia del medio interestelar y que la Vía Láctea (VL) era una nebulosa espiral resuelta. Es decir que el estudio de CA y CG permitió por vez primera delinear la anatomía de la VL, a partir de su



Figura 1: [Fe/H] vs. R (distancia galactocéntrica) de los 41 CA estudiados. La Figura está adaptada de Janes (1979).

disco y su halo.

#### 2. Los CA como trazadores del disco galáctico

Moraux (2016) señala en su trabajo de revisión la importancia de los CA como las herramientas ideales para caracterizar, estudiar y analizar diferentes aspectos relacionados con la estructura, la composición, la formación, la dinámica y la evolución de la VL, resaltando, por ejemplo, que el estudio de los CA permite:

- definir las escalas espaciales galácticas: altura del Sol sobre el disco y distancia al centro galáctico
- determinar la estructura espiral, trazando los brazos espirales
- estudiar la cinemática y dinámica, tales como la rotación del patrón espiral, la curva de rotación galáctica, las órbitas de los CA y su relación con la supervivencia o disrupción de un CA
- avanzar en el conocimiento de la formación y evolución de la Galaxia mediante el estudio de los CA más viejos y del patrón de abundancia.

Vale resaltar que las principales ventajas de utilizar los CA es que pueden encontrarse en diferentes lugares del disco galáctico y que presentan diferentes edades. Tal como indicara Friel (1995), los CA viejos podrían ser los pocos sobrevivientes de los que originalmente se formaron en la Galaxia, o podrían ser producto de acreciones posteriores o interacciones con galaxias satélites que se fusionaron.

#### 2.1. El disco galáctico y su gradiente de abundancia química

Hace más de 40 años que Janes (1979) a partir de fotometría DDO-UBV de 41 CA (y de fotometría DDO de estrellas gigantes de tipo K del campo) estimó la variación de la metalicidad a lo largo del disco de la Galaxia. En lo que respecta excluivamente a los CA estudiados se observa en la Fig. 1 cómo decrece la metalicidad a medida que aumenta la distancia galactocéntrica. Algunos



Figura 2: *Panel superior:* edad (en miles de millones de años) vs. metalicidad. *Panel inferior:* metalicidad vs. distancia galactocéntrica. La Figura está adaptada de Bragaglia & Tosi (2006).

años más tarde, Bragaglia & Tosi (2006) comenzaron el proyecto BOCCE (*Bologna Open Cluster Chemical Evolution Project*) con el propósito de derivar información acerca de la evolución química del disco galáctico a partir de una gran muestra de CA, siendo la cualidad destacada que todos los CA son analizados de manera homogénea, garantizando así la solidez de los rangos de edad, metalicidad y distancia. Los resultados que encontraron primeramente quedan en evidencia en la Fig. 2, mostrando que la metalicidad depende de la distancia galactocéntrica y que no hay relación aparente entre la metalicidad y la edad.

Un proyecto más reciente es el OCCAM (*The Open Cluster Chemical Abundances and Mapping Survey*) cuyo fin es producir datos espectroscópicos para cientos de CA, limitando los parámetros dinámicos y químicos (Donor et al., 2018). Como ejemplo de los resultados encontrados, en la Fig. 3 se muestra el gradiente de metalicidad determinado el cual varía notablemente si se tiene en cuenta o no la presencia de NGC 6791, el CA más rico en metales de la muestra.

#### 2.2. Los CE galácticos en la era Gaia

Sin dudas *Gaia* \* ha abierto una nueva era en la astronomía galáctica y en el estudio de sus CE proveyendo datos fotométricos y astrométricos para más de mil millones de objetos, lo que permite determinar de manera precisa la pertenencia estelar (o no), como así también identificar nuevos CE. Basta ver los diagramas de Hertzsprung-Russell (DHR) realizados por Gaia Collaboration et al. (2018), a partir de los datos públicos del GDR2 \*\* para entender los datos sin precedentes que se

<sup>\*</sup>https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/home

<sup>\*\*</sup>https://gea.esac.esa.int/archive/



Figura 3: Gradientes de metalicidad en el disco galáctico a partir de los CA de APOGEE (*Apache Point Observatory Galactic Evolution Experiment*). *Panel superior:* la muestra completa de 19 CA. *Panel inferior:* fue excluido de la muestra NGC 6791. La Figura está adaptada de Donor et al. (2018).

han obtenido (y se siguen obteniendo). La Fig. 4 muestra los DHR combinados para 32 CA en donde la variación con la edad del punto de desvío de la secuencia principal y la particular agrupación de estrellas rojas son claramente visibles. También es notable la diferencia de edad para las estrellas menos masivas, donde las más jóvenes están ligeramente por arriba de la secuencia principal de las otras. Finalmente se puede ver la presencia de la sequencia correspondiente a las enanas blancas. El DHR para 14 CG de diferentes metalicidades se presenta en la Fig. 5 en la que se puede observar la rama horizontal azul poblada, correspondiente a aquellos CG más pobres en metales, y como se desplaza la rama de las gigantes hacia las regiones más azules del DHR a medida que decrece la metalicidad.

Con el objetivo de mejorar el conocimiento de los parámetros de los CA, Bossini et al. (2019) utilizaron datos astrométricos y fotométricos del GDR2 y a partir del ajuste automático de isócronas derivaron, entre otros, edades y distancias para 269 CA. Al comparar sus edades con aquellas determinadas por Gaia Collaboration et al. (2018) encontraron que los objetos más jóvenes presentan valores de edades subestimados, debido a que, en algunos casos, los CA no se distinguen claramente, como por ejemplo el caso de NGC 6793 en el que si su estrella más brillante es considerada miembro la edad varía notablemente.

Cantat-Gaudin et al. (2020) utilizando también el GDR2 derivan parámetros confiables para una muestra de 1867 CA a partir de aplicar los datos disponibles en la literatura para entrenar una red neuronal artificial. Esto les permitió, creando un catálogo homogéneo de propiedades de CA, trazar la estructura del disco galáctico a distancias de casi 4 Kpc. Dado que la distribución espacial de CA jóvenes está correlacionada con la localización de los brazos espirales de la VL, los autores graficaron la distribución galactocéntrica de 3 grupos de diferentes edades de CA encontrando dos picos

claramente visibles que corresponden al brazo local y al brazo de Perseo. También se observa que los CA alcanzan grandes distancias en la dirección de la parte externa del disco, especialmente para CA ubicados lejos del plano galáctico, lo que se encuentra limitado para bajas latitudes galácticas debido al enrojecimiento interestelar (Fig. 6). Finalmente en lo que respecta al estudio de los CA en la era Gaia, Dias et al. (2021) presentaron un catálogo de propiedades de CA derivados a partir del ajuste de isócronas utilizando un código propio, en particular las edades y posiciones se presentan en la Fig. 7. Dado que el número de CA catalogados sigue creciendo (ver, por ej., Castro-Ginard et al., 2020), el conocimiento de la estructura de la Galaxia será cada vez más detallado. El trabajo de revisión presentado por Cantat-Gaudin (2022) hace alusión a los diferentes temas tratados en esta sección.

#### 3. Las Nubes de Magallanes

Las Nubes de Magallanes (NM) son las galaxias enanas más cercanas a la VL v, si bien son perfectamente visibles desde el hemisferio sur, adoptaron su nombre de Fernando de Magallanes, quien lideró hace ya cinco siglos lo que culminaría con la primera circunavegación a la Tierra. Si bien se pueden encontrar numerosos trabajos sobre las NM existen preguntas claves que aún no encuentran sus respuestas: ¿están ligadas gravitacionalmente entre ellas?, ¿y con la VL?, ¿es el primer pasaje que realizan cerca de la VL?, ¿qué estructura muestran?, ¿presentan gradientes de abundancia química?, ente otras. Estas cuestiones son planteadas por Bland-Hawthorn (2019), que junto a otros trabajos (ver, por ej., D'Onghia & Fox (2016) y Parisi (2018)) son recomendables para adentrarse en el conocimiento actual de las NM.

#### 3.1. Las Nubes de Magallanes y sus CE

El primer catálogo detallado de CE de las NM correpondió a la identificación de 69 CE en la Nube Menor de Magallanes (NmM) (Kron, 1956), en tanto que los catálogos más reciente indican que el número de CE en ambas galaxias rondaría los 4000 (Bica et al., 2008) (Bica et al., 2020). Es decir que, al día de hoy, estudiando sus CE es mucho lo que se podría aprender de este par de galaxias. Sin embargo, es sabida la diferencia en los parámetros obtenidos por diferentes autores (Palma et al., 2016). Si bien se han llevado adelante diferentes relevamientos dedicados exclusivamente al estudio de las NM para disponer de datos homogéneos, como por ejemplo el VMC (*VISTA survey of the Magellanic Clouds system*, Cioni et al., 2011), ninguno de ellos estaba dedicado exclusivamente al estudio de sus CE.

Recientemente, Maia et al. (2019) presentaron el relevamiento VIZCACHA (*VIsible Soar photometry of star Clusters in tApii and Coxi HuguA*) basado en observaciones fotométricas profundas y espacialmente resueltas de CE de la Nube Mayor de Magallanes (NMM) y de la NmM y en un seguimiento espectroscópico de CE seleccionados. Entre los diversos objetivos tienen previsto trazar una relación edad metalicidad homogénea para Cúmulos estelares Galácticos y de las Nubes de Magallanes



Figura 4: DHR correspondiente a 32 CA. Los colores corresponden a diferentes edades. La Figura está adaptada de Gaia Collaboration et al. (2018).



Figura 5: DHR correspondiente a 14 CG. Los colores corresponden a diferentes metalicidades. La Figura se basa en Gaia Collaboration et al. (2018).

restringir los modelos de evolución química, buscar anomalías en la estructura de los CE y derivar edades precisas y homogéneas de los CE para detectar estallidos de formación de CE. Como ejemplo de algunos resultados encontrados, se puede mencionar a Santos et al. (2020) quienes muestran cómo evoluciona temporalmente el radio del núcleo de los CE y que, para edades superiores a los 300 millones de años, hay una dispersión en los valores (Fig. 8); o bien a Dias et al. (2022) quienes estudiando estructuras concretas de la NmM encuentran, además, gradientes de edad y de metalicidad.

#### 3.2. ¿Poblaciones estelares simples?

Si bien los CE siempre han sido considerados como poblaciones estelares simples (PES), o sea un ensamble de estrellas coetáneas con la misma composición química inicial, lo que hoy se encuentra en algunos CE son sistemas estelares que albergan estrellas de diferente metalicidad y edad (aunque esa diferencia sea mínima), es decir poblaciones estelares múltiples (PM) (Gratton et al., 2019). En los CG de la VL es conocida la existencia de PM (Carretta et al., 2010), en tanto que en los CA aún está en debate, ya que hay quienes indican Ahumada



Figura 6: *Panel superior:* distribución galactocéntrica de CA en tres grupos de edades. *Panel inferior:* el plano galáctico versus la distancia galactocéntrica para los 1867 CA indicando en diferentes colores las edades de los mismos. La línea de puntos indica la distancia galactocéntrica del Sol. La Figura está adaptada de Cantat-Gaudin et al. (2020)



Figura 7: Distribución galáctica de 1743 CA. Se destacan las regiones de formación estelar, en tanto que los colores indican las diferentes edades con t en años. La Figura está adaptada de Dias et al. (2021).

la presencia de PM en CA masivos (Geisler et al., 2012) y hay quienes no (Bragaglia et al., 2012). Los CE de las NM no son ajenos a este fenómeno y, desde su primera detección (Mackey et al., 2008), se ha encontrado el fenómeno de PM en CE de diferentes características (ver, por ej., Milone et al., 2018).

### 4. La espectroscopía integrada y los CE de las NM

Una de las técnicas observacionales existentes para estudiar CE en general es la espectroscopía integrada, la cual ha demostrado ser una poderosa herramienta para determinar edades de los mencionados objetos con mayor precisión. Vale destacar que Asa'd et al. (2013) encontraron que los espectros integrados de CE, cuando se comparan con modelos computacionales de alta resolución, proveen muy buenas determinaciones de edad, mostrando en particular que la espectroscopía integrada es más robusta a la hora de resolver el problema de la degeneración edad-enrojecimiento. A partir de espectros integrados se han determinado parámetros astrofísicos de CE pertenecientes a las NM, vale mencionar los estudios realizados recientemente por Tapia-Reina et al. (2022) y Simondi-Romero et al. (2022).

Uno de los métodos disponibles para analizar espectros integrados es el que se basa en el ajuste de espectros sintéticos a partir del código STARLIGHT (Cid Fernandes et al., 2005), tal como lo realizaran Ahumada et al. (2019). A partir del mismo, es posible obtener la edad y la metalicidad del CE estudiado, como así también, en el caso que un CE no pueda ser representado por una única PES, permite determinar cuáles son las diferentes poblaciones que conforman el objeto en cues-



Figura 8: Radios de los núcleos de los CE de la NmM (símbolos vacíos) y de la NMM (símbolos llenos). Los diferentes colores indican sus posiciones en las NM. La Figura está adaptada de Santos et al. (2020).



Figura 9: Imagen DDS  $(5.3'x \ 3.5')$  de NGC 1978. Las diferentes posiciones de la ranura se muestran en amarillo. El norte está arriba y el este a la izquierda.

#### tión.

#### 4.1. NGC 1978

NGC 1978 ( $\alpha_{2000} = 05:28:45$ ;  $\delta_{2000} = -66:14:12$ ) es un CE relativamente compacto perteneciente a la NMM (Fig. 9), el que fue observado mediante técnicas espectroscópicas con GEMINI-South/GMOS \*\*\* (*Gemini Multi-Object Spectrograph*) utilizando la técnica de la ranura larga secuencial. A partir del espectro integrado final del CE en cuestión, se procedió a sintetizarlo a partir de STARLIGHT con lo que se obtuvo, considerando el flujo pesado por las contribuciones de cada PES, una edad de  $1.9\times10^9$  años y una [Fe/H] de -0.6, siendo los errores típicos del orden de 0.1-0.2 en el log(edad) y de 0.3-0.4 en [Fe/H] (González Delgado & Cid Fernandes, 2010). El espectro integrado, el ajuste y el flujo residual se muestra en la Fig. 10. Los parámetros derivados se



comparan con los determinados por Martocchia et al. (2018) (edad =  $2x10^9$  años y [Fe/H] = -0.35) y Piatti & Bailin (2019) ([Fe/H] = -0.35).

Se presentan también los denominados "vectores población" que corresponden a la contribución no nula de cada una de las PES, empleadas para realizar el ajuste correspondiente para determinar la edad (Fig. 11) y la metalicidad (representada por [Fe/H]) (Fig. 12). La edad y [Fe/H] finalmente determinadas se presentan con una línea vertical. Si bien, en general, se debería esperar que el espectro integrado del CE esté representado solo por una PES que provea el 100 % del flujo, el hecho de que sean tres PES las que permiten sintetizar el espectro de NGC 1978 indicaría que se trata de un CE con MP. Justamente este resultado también fue presentado por Martocchia et al. (2018).

#### 5. Palabras finales

Si bien se ha mostrado en este trabajo, aunque sea de manera muy resumida, el rol destacado que presentan los CE que pertenecen a la VL y a las NM, es sabido que diferentes temas aún no están resueltos. Los nuevos y grandes volúmenes de datos disponibles posibilitarán caracterizar cada vez mejor los CE, lo que permitirá a su vez ahondar de manera cada vez más detallada en las propiedades de las mencionadas galaxias.

Agradecimientos: Quiero agradecer al Comité Organizador Científico por haberme invitado a realizar esta ponencia, lo cual es un enorme y verdadero honor, como así también felicitar al Comité Organizador Local por la impecable preparación y desarrollo de la correspondiente Reunión. Además reconocer la colaboración del Dr. L. Vega-Neme (OAC) en la síntesis espectral y la del Dr. C. Escudero (FCAGLP) en la reducción de datos GMOS. Quisiera aprovechar esta oportunidad para agradecer a la Universidad Nacional de Córdoba, a la FaMAF, al Observatorio Astronómico y al CONICET. Por último, me tomo la licencia de dedicar este "Informe Invitado" a mi Familia: mi Mamá, mi Papá y mis Hermanas (especialmente a Vicky, mi guía) que siempre me apoyaron, a Juan Manuel y Carlitos que me acompañan y alientan el día de hoy, y a la Tía Kun por su invalorable ayuda.

#### Referencias

- Ahumada A.V., et al., 2019, PASP, 131, 024101
- Asa'd R.S., Hanson M.M., Ahumada A.V., 2013, PASP, 125, 1304
- Bica E., et al., 2008, MNRAS, 389, 678
- Bica E., et al., 2020, AJ, 159, 82
- Bland-Hawthorn J., 2019, A Synoptic View of the Magellanic Clouds: VMC, Gaia and Beyond, 2
- Bossini D., et al., 2019, A&A, 623, A108
- Bragaglia A., Tosi M., 2006, AJ, 131, 1544
- Bragaglia A., et al., 2012, A&A, 548, A122
- Cantat-Gaudin T., 2022, Universe, 8, 111
- Cantat-Gaudin T., et al., 2020, A&A, 640, A1
- Carretta E., et al., 2010, A&A, 516, A55
- Castro-Ginard A., et al., 2020, A&A, 635, A45
- Cid Fernandes R., et al., 2005, MNRAS, 358, 363
- Cioni M.R.L., et al., 2011, A&A, 527, A116
- Dias B., et al., 2022, MNRAS, 512, 4334
- Dias W.S., et al., 2021, MNRAS, 504, 356
- D'Onghia E., Fox A.J., 2016, ARA&A, 54, 363
- Donor J., et al., 2018, AJ, 156, 142





Figura 10: Espectro integrado de NGC 1978 y su espectro sintético superpuesto. En la parte inferior se muestra el flujo residual.



Figura 11: Vectores de población de contribuciones no nulas de diferentes edades de las PES utilizadas para realizar la síntesis espectral de NGC 1978. La edad media calculada se muestra con una línea vertical.

- Friel E.D., 1995, ARA&A, 33, 381
- Gaia Collaboration, et al., 2018, A&A, 616, A10
- Geisler D., et al., 2012, ApJL, 756, L40
- González Delgado R.M., Cid Fernandes R., 2010, MNRAS, 403, 797
- Gratton R., et al., 2019, A&A Rv, 27, 8
- Janes K.A., 1979, ApJS, 39, 135
- Krause M.G.H., et al., 2020, SSRv, 216, 64  $\,$
- Kron G.E., 1956, PASP, 68, 125
- Krumholz M.R., McKee C.F., Bland-Hawthorn J., 2019, ARA&A, 57, 227
- Lada C.J., Lada E.A., 2003, ARA&A, 41, 57
- Mackey A.D., et al., 2008, ApJL, 681, L17
- Maia F.F.S., et al., 2019, MNRAS, 484, 5702
- Martocchia S., et al., 2018, MNRAS, 477, 4696
- Milone A.P., et al., 2018, MNRAS, 477, 2640
- Moraux E., 2016, EAS Publications Series, EAS Publications Series, vol. 80-81, 73–114
- Palma T., et al., 2016, A&A, 586, A41
- Parisi M.C., 2018, BAAA, 60, 222





Figura 12: Vectores de población de contribuciones no nulas de diferentes [Fe/H] de las PES utilizadas para realizar la síntesis espectral de NGC 1978. La metalicidad (representada por [Fe/H]) calculada se muestra con una línea vertical.

- Piatti A.E., Bailin J., 2019, AJ, 157, 49
- Santos J. F. C. J., et al., 2020, MNRAS, 498, 205
- Shapley H., 1918, ApJ, 48, 154
- Simondi-Romero F.O., Ahumada A.V., Vega-Neme L.R., 2022, BAAA, 63, 115
- Tapia-Reina M.I., Simondi-Romero F.O., Ahumada A.V., 2022, BAAA, 63, 127
- Trumpler R.J., 1930, Lick Observatory Bulletin, 420, 154

## Sobre la existencia de poblaciones múltiples en cúmulos estelares de las Nubes de Magallanes

F.O. Simondi-Romero<sup>1,2</sup>, A.V. Ahumada<sup>2,3</sup> & L.R. Vega-Neme<sup>2,4</sup>

Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación, UNC, Argentina

<sup>2</sup> Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

<sup>3</sup> Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

<sup>4</sup> Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina

Contacto / federico.simondi.romero@unc.edu.ar

**Resumen** / Las bondades de la espectroscopía integrada junto a herramientas computacionales permiten no solo determinar edades y metalicidades de cúmulos estelares, sino además calcular las probabilidades de la existencia de poblaciones múltiples presentes en estos objetos. Como parte de un trabajo en desarrollo, se presentan resultados preliminares donde se evidencia la posible existencia de poblaciones múltiples en cúmulos estelares poco estudiados.

**Abstract** / The benefits of integrated spectroscopy together with computational tools allow not only determining ages and metallicities of star clusters, but also calculating the probabilities of the existence of multiple populations present in these objects. As part of a work in progress, preliminary results are presented where the possible existence of multiple populations in stellar clusters poorly studied is evidenced.

*Keywords* / Magellanic Clouds — galaxies: clusters: individual (Bruck 50), (HW 22), (Kron 27) — techniques: spectroscopic

#### 1. Introducción

Los cúmulos estelares (CE) son conocidos desde la antigüedad, siendo M 45 mencionado en la *Ilíada* (s.VIII a.C.) de Homero. Sin embargo, a principios del s.XX se confeccionó el primer catálogo de éstos (Bailey, 1908), en el cual Andrómeda es nombrada como *La Gran Nebulosa de Andrómeda*. En todo este tiempo se pensaba que los miembros de CE tendrían la misma edad y composición química, sin embargo hoy sabemos de CE con poblaciones múltiples (Mucciarelli et al. 2009, Gratton et al. 2012, Hollyhead et al. 2016, Milone et al. 2016, Dalessandro et al. 2016).

La espectroscopía integrada (EI) (Bica & Alloin, 1986) permite estudiar objetos de pequeño diámetro angular, como los CE de las Nubes de Magallanes (NM), de la Galaxia e incluso galaxias aún más lejanas, donde debido a la distancia, sólo es posible la implementación de dicha técnica (Schiavon et al. 2005, Ahumada et al. 2007, Simondi-Romero et al. 2022).

Cid Fernandes & González Delgado (2010), a partir de ajustes de modelos sintéticos a espectros integrados de CE de las NM, obtienen parámetros astrofísicos comparables a los determinados por otras técnicas. Asa'd et al. (2013) encuentran que espectros integrados en el rango del visible, al ser comparados con modelos computacionales de alta resolución, suministran predicciones de edad de buen acuerdo, mostrando que el método por EI es más robusto al resolver el problema de la degeneración edad-extinción. Ambos estudios, en palabras de los autores, le agregan confiabilidad a los parámetros astrofísicos obtenidos a partir de la EI.

La síntesis espectral es una herramienta muy com-

pleta a la hora de analizar espectros integrados, ya que al mismo tiempo que obtenemos un *template* sintetizado adecuado, podemos recuperar información concerniente a las poblaciones estelares simples (PES) que podrían estar presentes en el CE.

### 2. Observaciones

Los datos utlizados en este trabajo son parte de un relevamiento espectroscópico sistemático de CE de las NM que se lleva a cabo en CASLEO, San Juan. Las observaciones (Tabla 1) de 3 CE de la Nube Menor de Magallanes (NmM) fueron realizadas haciendo uso del telescopio reflector Ritchey-Chrètien "Jorge Sahade" del mencionado observatorio utilizando una cámara CCD con un chip Tektronik de  $1024 \times 1024$  pixels acoplada al espectrógrafo REOSC en modo dispersión simple. La ranura del espectrógrafo de  $2.25' \times 5"$  orientada en ascensión recta, se desplazó en declinación lo que permitió registrar tanto el CE como el cielo que se utilizó en la reducción de datos. La red utilizada de 300 líneas/mm con un ángulo de red 4°20′ significó un rango espectral útil entre (3800-6800) Å con una dispersión de 140 Å/mm (3.46 Å/pix). Debido a los diámetros angulares de los CE observados todos fueron sectorizados, y se realizaron dos exposiciones de cada sector para luego corregir por rayos cósmicos. La reducción de datos se llevó a cabo con  $IRAF^{\star}$  siguiendo el procedimiento estándar (Ahumada et al., 2016).

<sup>&</sup>lt;sup>\*</sup>Software confeccionado y actualizado continuamente por el grupo de programación IRAF del National Optical Astronomy Observatories (NOAO), Tucson (Arizona, EE.UU.)

Tabla 1: CE observados de la NmN.

| Cúmulo     | $\alpha_{2000.0}$ | $\delta_{2000.0}$ | Fecha Obs. | Exp   | S/N |
|------------|-------------------|-------------------|------------|-------|-----|
|            | [h m s]           | [° ' "]           | [d m a]    | [seg] |     |
| HW 22      | $00 \ 46 \ 45$    | -72 03 46         | 28/11/21   | 7200  | 15  |
| Kron 27    | $00 \ 48 \ 13$    | -73 51 44         | 29/11/21   | 13500 | 18  |
| Bruck $50$ | $00 \ 49 \ 02$    | $-73\ 21\ 57$     | 31/10/19   | 6000  | 30  |

#### 3. Determinación de parámetros astrofísicos

Se presenta la edad de cada CE determinada a partir de su espectro integrado, haciendo uso de  $Starlight^{\star\star}$  (Cid Fernandes et al., 2005), el cual ajusta espectros observados como una combinación lineal de espectros -*síntesis empírica*- de PES -*síntesis evolutiva*-. En Renzini (1981) se define una PES como un *conjunto de estrellas contemporáneas y químicamente homogéneas*. Para este trabajo se usaron PES de Bruzual & Charlot (2003) computadas con librería MILES+Martins (Sánchez-Blázquez et al., 2006), isócronas de Padova (Girardi et al., 2000) y una función inicial de masa de Chabrier (2003). Para construir los espectros sintéticos se seleccionó una primera base de PES, la que luego fue reducida según los porcentajes y los valores de extinción de cada PES.

#### 3.1. Bruck 50

Bruck 50 (Bruck, 1975) presenta un espectro integrado (Fig 1a) con gran aporte en el azul, así como una incipiente emisión en  $H\alpha$ . Dubois et al. (1977) detectan una supergigante azul B5Ia que podría ser la causante de esta emisión y un primer indicio de una edad muy joven. De la comparación con el espectro sintético se observa un flujo residual alto en la región del azul, producto quizás de la falta de un espectro en la base utilizada que pueda asemejarse a la B5Ia. Sin embargo el flujo residual es practicamente cero en todo el espectro a partir de  $H\beta$ . Para construir este espectro sintético se usaron PES (Fig 2a) con edades menores a  $25 \times 10^6$  años y Z = 0.004, 0.008 y 0.02, donde solo 3 de ellas aportaronmás del 4%. El mayor aporte proviene de una población de  $1 \times 10^6$  años y  $\vec{Z} = 0.004$ , y le siguen una de  $3 \times 10^6$  años y otra de  $5 \times 10^6$  años con Z = 0.02 en ambos casos, lo que arroja  $\langle Fe/H \rangle \ge -0.5$ . Finalmente, la extinción provista es  $A_V = 0.43$ , que equivale a E(B - V) = 0.14.

Chiosi et al. (2006), a partir de ajustes de isócronas a fotometría VI, determinan una edad de  $10 \times 10^6$  años y [Fe/H] = -0.5, mientras que Talavera et al. (2010) a partir de EI adoptan una edad de  $5 \times 10^6$  años.

#### 3.2. HW 22

HW 22 (Hodge & Wright, 1974) presenta un espectro integrado (Fig 1b) sin una pendiente marcada, quizás como consecuencia de contribuciones tanto de poblaciones azules como de poblaciones rojas. Esto se observa todavía en el espectro sintético, donde se aprecia un quiebre en la región entre 5000 Å y 5500 Å. Se observa además un buen ajuste de las líneas de Balmer, con residuos cercanos a cero. Finalmente, para construir este espectro sintético se utilizaron PES con edades de entre  $0.5 \times 10^9$  años y  $10 \times 10^9$  años, y Z = 0.0004, 0.004,0.008 y 0.02, donde sólo dos poblaciones (Fig 2b) aportan al espectro sintético, con edades de  $0.5 \times 10^9$  años y  $6.2 \times 10^9$  años, y Z = 0.0004, o también [Fe/H] = -1.7. La naturaleza de las dos poblaciones tan diferentes sería el causante de este espectro tan particular, que además cuenta con  $A_V = 0.57$ , que equivale a E(B-V) = 0.18.

Glatt et al. (2010) a través de ajustes por isócronas obtienen una edad de  $0.7 \times 10^9$  años, y Piatti (2011) a partir de fotometría de Washington y ajuste de isócronas obtiene una edad de  $6 \times 10^9$  años y [Fe/H] = -1.3, y el mismo autor en Piatti (2018) lo refiere como candidato a contener poblaciones múltiples.

#### 3.3. Kron 27

Kron 27 (Kron, 1956) presenta un espectro (Fig 1c) con un quiebre en la pendiente en 4500 Å, siendo más intenso en la región del azul. Las dos líneas intensas en 5500 Å y 6300 Å son líneas de cielo. Se observa en el espectro sintético el quiebre en la pendiente, siendo este indicio de dos o más PES intervinientes, y finalmente el residuo da una idea del buen ajuste obtenido. Para construir este espectro sintético se utilizaron PES con edades entre  $0.5 \times 10^9$  años y  $10 \times 10^9$  años, y Z = 0.0004, 0.004 y 0.008, de las cuales solo cuatro contribuyen en el espectro sintético. Tal como se observara en el espectro integrado y el sintético, habría dos poblaciones con edades muy diferentes entre sí. Finalmente, se obtienen < [Fe/H] >= -1.32 y  $A_V = 0.0$  que se corresponde con E(B - V) = 0.0.

Kron lo cataloga como un CE globular, junto a NGC 121. Rafelski & Zaritsky (2005) con fotometría integrada y ajustes de isócronas determinan una edad de  $7 \times 10^9$  años con [Fe/H] = -0.67. Glatt et al. adoptan este valor de Z pero una edad de  $0.5 \times 10^9$  años. Palma et al. (2015) con fotometría de Washington y ajustes de isócronas reportan una edad de  $1.1 \times 10^9$  años, y Ahumada et al. (2022) lo presentan como candidato a ser un CE globular, como lo refiriera Kron en un inicio.

#### 4. Conclusiones

Bruck 50 se presenta como un CE patrón debido a la cantidad de técnicas con las cuales ha sido estudiado, obteniendo en todas ellas un acuerdo en su edad, la cual está en consonancia con la determinada en este trabajo (Tabla 2). Se corroboraría la existencia de poblaciones múltiples en HW 22, con edades como las encontradas por Glatt et al. y Piatti. Finalmente, Kron 27 es un objeto a seguir estudiando, ya que podría ser un nuevo CE globular de la NmM. Sin embargo, como se mostró anteriormente en la bibliografía, no hay consenso en su edad. Aún así con la EI junto a la síntesis poblacional se detectan todas las poblaciones que encontraron otros autores con distintas técnicas.

Finalmente, estamos ante dos CE que nos interpelan a revisar las definiciones históricas sobre CE, así como

<sup>\*\*</sup>The STARLIGHT project is supported by the Brazilian agencies CNPq, CAPES and FAPESP and by the France-Brazil CAPES/Cofecub program

Tabla 2: Edades (en años) y metalicidades adoptadas.

| Cúmulo                    | PES más vieja    | Edad adoptada     | $[{\rm Fe}/{\rm H}]$ adoptada |
|---------------------------|------------------|-------------------|-------------------------------|
| HW 22                     | $6 \times 10^9$  | $6 \times 10^9$   | -1.7                          |
| $\operatorname{Kron} 27$  | $7.5 	imes 10^9$ | $7.5 \times 10^9$ | -1.3                          |
| $\operatorname{Bruck} 50$ | $5 \times 10^6$  | $5 \times 10^6$   | -0.5                          |



Figura 1: Ajuste de STARLIGHT. En verde el espectro sintético, en negro el espectro integrado y en rojo el flujo residual. La línea punteada marca el valor cero. Para cada CE se presenta el promedio de edad y [Fe/H]. *Panel sup.:* Bruck 50, *panel medio*: HW 22 y *panel inf.*: Kron 27.

a replantearnos si las poblaciones mútiples podrían ser más comunes de lo pensado.

Agradecimientos: Los autores agradecen al Dr. Clariá por sus palabras y sugerencias, las cuales permitieron que este trabajo y muchos más fueran posibles. Based on data obtained at Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO), operated under agreement between the Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina and the National Universities of La Plata, Córdoba and San Juan.

#### Referencias

Ahumada A.V., Clariá J.J., Bica E., 2007, A&A, 473, 437

Ahumada A.V., et al., 2016, PASP, 128, 094101



Figura 2: Ajuste de STARLIGHT. En negro las PES utilizadas en el espectro sintético de la figura 1, y en azul el promedio de los aportes. La escala de los círculos negros es homogénea y corresponde al aporte de cada PES. *Panel izq.*: Bruck 50, *panel der.*: HW 22 y *panel inf.*: Kron 27.

- Ahumada A.V., et al., 2022, BAAA, 63, 112
- Asa'd R.S., Hanson M.M., Ahumada A.V., 2013, PASP, 125, 1304
- Bailey S.I., 1908, Annals of Harvard College Observatory, 60, 199
- Bica E., Alloin D., 1986, A&A, 162, 21
- Bruck M.T., 1975, MNRAS, 173, 327
- Bruzual G., Charlot S., 2003, MNRAS, 344, 1000
- Chabrier G., 2003, PASP, 115, 763
- Chiosi E., et al., 2006, A&A, 452, 179
- Cid Fernandes R., González Delgado R.M., 2010, MNRAS, 403, 780
- Cid Fernandes R., et al., 2005, MNRAS, 358, 363
- Dalessandro E., et al., 2016, ApJ, 829, 77
- Dubois P., Jaschek M., Jaschek C., 1977, A&A, 60, 205
- Girardi L., et al., 2000, A&AS, 141, 371
- Glatt K., Grebel E.K., Koch A., 2010, A&A, 517, A50
- Gratton R.G., Carretta E., Bragaglia A., 2012, A&A Rv, 20, 50
- Hodge P.W., Wright F.W., 1974, AJ, 79, 858
- Hollyhead K., et al., 2016, MNRAS, 460, 2087
- Kron G.E., 1956, PASP, 68, 125
- Milone A.P., et al., 2016, MNRAS, 458, 4368
- Mucciarelli A., et al., 2009, ApJL, 695, L134
- Palma T., et al., 2015, BAAA, 57, 102
- Piatti A.E., 2011, MNRAS, 418, L69
- Piatti A.E., 2018, AJ, 156, 206
- Rafelski M., Zaritsky D., 2005, AJ, 129, 2701
- Renzini A., 1981, Ann. Ap., 6, 87
- Sánchez-Blázquez P., et al., 2006, A&A, 457, 809
- Schiavon R.P., et al., 2005, ApJS, 160, 163
- Simondi-Romero F.O., Ahumada A.V., Vega-Neme L.R., 2022, BAAA, 63, 115
- Talavera M.L., et al., 2010, Astron. Nachr., 331, 323

# Parámetros estructurales de cúmulos abiertos y su comportamiento en presencia de compañeros cercanos

T. Palma<sup>1,2</sup>, V. Coenda<sup>1,2,3</sup>, G. Baume<sup>2,4,5</sup>, C. Feinstein<sup>2,4,5</sup>, M.C. Parisi<sup>1,2,3</sup> & M.J. Rodríguez<sup>2,4</sup>

<sup>1</sup> Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

<sup>2</sup> Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

<sup>3</sup> Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina

<sup>4</sup> Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

<sup>5</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

Contacto / tpalma@unc.edu.ar

**Resumen** / Se presenta el estudio de una muestra relevante y homogénea de cúmulos abiertos con el objetivo de analizar la estructura interna en cúmulos que forman parte de sistemas binarios o múltiples. En el procedimiento aplicado se utilizaron los datos astrométricos y fotométricos provistos por el relevamiento Gaia (DR2) y las probabilidades de pertenencia de sus integrantes obtenidas de catálogos de estudios previos. Empleando la técnica de "minimum spanning tree", se obtuvieron los parámetros necesarios para cuantificar la estructura interna de cada cúmulo. Finalmente, se comparó el comportamiento de aquellos cúmulos que se consideran pares binarios (o múltiples) con resultados obtenidos para cúmulos aislados de características similares.

**Abstract** / The study of a relevant and homogeneous sample of open clusters is presented with the aim of analysing the internal structure in clusters that are part of binary or multiple systems. In the applied procedure we used the astrometric and photomeric data provided by the Gaia survey (DR2) and the membership probabilities of its members obtained from catalogs of previous studies. Using the "minimum spanning tree" technique, the necessary parameters to quantify the internal structure of each cluster were obtained. Finally, the behavior of those clusters that are considered binary pairs (or multiples) was compared with results obtained for isolated clusters with similar characteristics.

Keywords / Galaxy: general — open clusters and associations: general

#### 1. Introducción

Los cúmulos estelares (CE) son herramientas fundamentales en el estudio de la historia de formación y evolución de la galaxia a la cual pertenecen. En particular, los cúmulos estelares que forman sistemas binarios (o múltiples) resultan de gran interés a escala global. Estos cúmulos llegan a formar parte de un sistema ligado por diferentes vías. En el caso más simple, las componentes del sistema binario (o múltiple) se han formado al mismo tiempo de la misma nube primordial (Privatikanto et al., 2016), en este caso las componentes tendrían características similares (edad, composición química, distancia). El siguiente caso es la formación de manera secuencial, en el cual la evolución estelar de uno de los cúmulos induce el colapso de una nube cercana, sea por vientos estelares o choques de supernova, y genera así la formación de un cúmulo compañero (Goodwin, 1997). Otra posibilidad es cuando uno de los cúmulos captura a otro mediante fuerzas de marea (van den Bergh, 1996) o captura resonante (Dehnen & Binney, 1998). En este escenario, ambos cúmulos se formaron por separado y, por ende, podrían tener características muy distintas.

El presente trabajo se enfoca en el estudio de cómo la cercanía de un cúmulo compañero en un sistema binario (o múltiple) puede o no modificar o acelerar la evolución de la fractalidad original. En la sección 2 se presenta la selección de los CE sobre los que se realizó el estudio. Luego, en la sección 3 se describe el procedimiento utilizado, mientras que en la sección 4 se discuten los resultados obtenidos. Finalmente, en la sección 5 se enumeran las conclusiones preliminares del estudio.

#### 2. Muestra seleccionada

Se utiliza la muestra de cúmulos abiertos de Cantat-Gaudin et al. (2020). Estos autores catalogaron 2017 CE con la astrometría de Gaia DR2 (Gaia Collaboration et al., 2018) y estimaron distancias, edades y enrojecimientos de una muestra homogénea hasta magnitud G = 18. El catálogo proporciona además la probabilidad de pertenencia de las estrellas a los respectivos cúmulos. En este trabajo, como primera aproximación, se adoptó el mismo criterio de pertenencia definido por Cantat-Gaudin et al. (2020), considerando únicamente estrellas con probabilidad mayor o igual a 70%. Realizando correlaciones entre el mencionado catálogo con diferentes catálogos de sistemas estelares de de La Fuente Marcos & de La Fuente Marcos (2009), Piecka & Paunzen (2021), Casado (2021), y Angelo et al. (2022), se pudieron identificar 204 CE que forman parte de sistemas dobles/múltiples, en un total de 101 sistemas, y se consideró que el resto correspondía a sistemas simples.



Figura 1: MST de uno de los cúmulos estelares estudiados. Se indican los valores correspondientes de  $\bar{m}, \bar{s} \neq Q$ . Los ejes  $\xi \neq \eta$  corresponden a las coordenadas en el plano del cielo relativas al centro del cúmulo.

#### 3. Análisis de los datos

La estructura interna de los CE es cuantificada usando el parámetro Q introducido por Cartwright & Whitworth (2004) (ver además Hetem & Gregorio-Hetem (2019) para mayor detalle). En breve, este parámetro se basa en la construcción del árbol de expansión mínima (minimum spanning tree; MST) para un dado cúmulo, del cual se determinan el valor medio normalizado de los enlaces  $\bar{m}$ , y el valor medio normalizado de la separación de los enlaces  $\bar{s}$ . Finalmente, el parámetro Q viene dado por el cociente  $\bar{m}/\bar{s}$ . Cabe notar que el valor de Q permite distinguir si la distribución de estrellas de un cúmulo posee una estructura fractal (Q < 0.8) o radial con una concentración central (Q > 0.8). En la Figura 1 se presenta, a modo de ejemplo, el MST de uno de los cúmulos estelares estudiados junto con los valores de los parámetros descriptos.

Para cada CE, el cálculo del correspondiente parámetro Q considera las estrellas con probabilidad de pertenencia  $\geq 70\%$ , siguiendo el criterio de Cantat-Gaudin et al. (2020). De esta manera, se analizaron por separado las siguiente muestras:

- A) Considerando el total de las estrellas en los cúmulos con más de 80 miembros.
- B) Considerando sólo las 60 estrellas más brillantes en los cúmulos con mas de 60 miembros.

Además, en cada uno de los casos anteriores se distinguieron dos condiciones,

- i) Considerando el tamaño total del cúmulo adoptado por Cantat-Gaudin et al. (2020).
- ii) Considerando solo las estrellas proyectadas hacia la región central de los cúmulos, es decir,  $r < R_{50}$ , donde r es la distancia angular de cada una de las estrellas al centro de su respectivo cúmulo, y  $R_{50}$  es el radio que encierra la mitad de los miembros, cuyo valor ha sido estimado por Cantat-Gaudin et al. (2020).

Estas selecciones se realizaron de manera homogénea para toda la muestra de cúmulos estudiados. La separación



Figura 2: Comportamiento de los valores de Q en función del estado evolutivo de los CE estudiados. Los *paneles superio*res corresponden a los cúmulos en sistemas pares o múltiples mientras que los *paneles inferiores* a los cúmulos simples. Los *paneles de la izquierda* corresponden a los valores de Q obtenidos considerando solo las estrellas proyectadas en la región central de los cúmulos ( $Q_{R50}$ ) mientras que en los *paneles de la derecha* se han considerado todas las estrellas de cada cúmulo ( $Q_{Rall}$ ). El tamaño de los símbolos es proporcional al radio lineal de los CE. Las líneas a trazos indican en cada caso los ajustes lineales de pendiente p realizados mediante ajustes por mínimos cuadrados.



Figura 3: Idem Figura 2 pero solo considerando las 60 estrellas más brillantes de cada cúmulo

en casos A y B se realizó a modo de evaluar la influencia al considerar distinta cantidad de miembros. Por otro lado, la distinción entre los casos i) y ii) se realizó con la intención de comparar el grado de fractalidad interno y total de los sistemas estudiados.

Los valores de Q obtenidos en los diferentes casos y para todos los cúmulos se analizaron en función de la edad, el tamaño y los tiempos dinámicos. En particular, para los tiempos dinámicos de los CE, se estimó un tiempo de cruce como el cociente entre los tamaños angulares de los cúmulos ( $R_{50}$ ) y las dispersiones de movimientos propios de las estrellas consideradas miembros (Gieles & Portegies Zwart, 2011).

El proceso anterior condujo a los gráficos presentados en las Figuras 2 (caso A) y 3 (caso B). En ellos se observa el comportamiento de Q en función del estado de evolución dinámica de los cúmulos estudiados. Además de las diferentes situaciones descriptas anteriormente, en dichas figuras se discriminó entre los cúmulos que fueron catalogados como dobles/múltiples y aquellos considerados como simples. En todos los casos se llevó a cabo un ajuste por mínimos cuadrados de los datos.

#### 4. Discusión

De acuerdo con los modelos teóricos (Daffern-Powell & Parker, 2020) y otros estudios comparativos previos (Sánchez & Alfaro, 2010), es de esperar una dependencia de los valores de Q con las respectivas evoluciones dinámicas. No obstante, al considerar todos los miembros (p > 70 %) de los cúmulos, dicha dependencia es leve para el caso de los cúmulos simples (Figura 2d), pero es notable en el caso de los cúmulos dobles/múltiples (Figura 2b).

Por otro lado, si solo se consideran las estrellas miembros de la región central de cada CE ( $r < R_{50}$ , Figuras 2a y 2c), los efectos indicados anteriormente siguen presentándose pero de una forma más atenuada.

Finalmente, si solo se consideran las estrellas más brillantes (o masivas) de cada cúmulo (Figura 3), los efectos mencionados son aún más leves o nulos.

#### 5. Conclusiones preliminares

En este trabajo se presentan resultados preliminares sobre el estudio de la estructura interna de CE en sistemas simples comparados con aquellos que se encuentran en sistemas dobles o múltiples. Se pretende en trabajos futuros explorar, con más detalle y usando una muestra más amplia, si la interacción entre sistemas puede verse reflejada en la estructura interna de los mismos, como también explorar sus propiedades astrofísicas con el objetivo de analizar posibles estadios evolutivos en sistemas simples comparados con sistemas dobles/múltiples.

El estudio de cúmulos estelares basado principalmente en información astrométrica de sus miembros (posiciones y movimientos propios) ha permitido parametrizar sus estructuras y los vínculos entre estas y los correspondientes estados dinámicos. La aplicación sistemática de este tipo de estudio a una muestra relevante de CE ha conducido a las siguientes conclusiones preliminares:

- En los CE dobles/múltiples, el valor de Q resulta más afectado por el estado dinámico de los mismos que en el caso de los cúmulos simples. Este hecho reflejaría que la interacción gravitatoria entre los cúmulos que se hallan vinculados amplifica los efectos de la evolución dinámica.
- La evolución dinámica de los CE afecta principalmente sus regiones periféricas y apreciablemente en menor grado a sus regiones centrales. Por otro lado, esta no afecta significativamente a las estrellas más masivas.
- En el caso de los CE dobles/múltiples se aprecia una leve dependencia del estado dinámico con sus respectivos tamaños lineales.

Agradecimientos: Este trabajo ha sido financiado parcialmente por el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET, PIP 112-201701-00055 y 112-201301-00365), el fondo para la Investigación Científica y Tecnológica (FonCyT, PICT 2019-0344 y 2020-3690), los Programas de Incentivos 11/G158 y 11/G168 de la Universidad Nacional de La Plata, y por la Secretaría de Ciencia y Tecnología de la Universidad Nacional de Córdoba, Argentina.

#### Referencias

- Angelo M.S., et al., 2022, MNRAS, 510, 5695
- Cantat-Gaudin T., et al., 2020, A&A, 640, A1
- Cartwright A., Whitworth A.P., 2004, MNRAS, 348, 589
- Casado J., 2021, Res. Astron. Astrophys., 21, 117
- Daffern-Powell E.C., Parker R.J., 2020, MNRAS, 493, 4925
- de La Fuente Marcos R., de La Fuente Marcos C., 2009, A&A, 500, L13
- Dehnen W., Binney J.J., 1998, MNRAS, 298, 387
- Gaia Collaboration, et al., 2018, A&A, 616, A1
- Gieles M., Portegies Zwart S.F., 2011, MNRAS, 410, L6
- Goodwin S.P., 1997, MNRAS, 284, 785
- Hetem A., Gregorio-Hetem J., 2019, MNRAS, 490, 2521
- Piecka M., Paunzen E., 2021, A&A, 649, A54
- Priyatikanto R., et al., 2016, MNRAS, 457, 1339
- Sánchez N., Alfaro E.J., 2010, The fractal spatial dist. of stars in open clusters and stellar associations, vol. 4, 1–11 van den Bergh S., 1996, ApJL, 471, L31

## Edades de cúmulos estelares de las Nubes de Magallanes a partir de sus espectros integrados

M.I. Tapia-Reina<sup>1,2</sup>, F.O. Simondi-Romero<sup>1,2</sup> & A.V. Ahumada<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación, UNC, Argentina

<sup>2</sup> Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

<sup>3</sup> Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

Contacto / martina.tapia@mi.unc.edu.ar

**Resumen** / A partir de espectros integrados en el rango óptico obtenidos en el Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO) se presentan las edades para una decena de cúmulos estelares (CE) pertenecientes a las Nubes de Magallanes. Las edades fueron determinadas a partir de las correlaciones entre los anchos equivalentes de ventanas espectrales específicas y la edad del CE, de diagramas de diagnóstico y de la comparación con espectros patrones. Los valores aquí presentados, así como la precisión de los diferentes métodos utilizados para obtenerlos, se discuten también para cada CE.

**Abstract** / The ages of 10 star clusters (SC) of Magellanic Clouds whose integrated spectra were obtained in the Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO) are presented. The ages were derived using the correlations between the equivalent widths of specific spectral windows and the age of the SC, diagnostic diagrams and also applying the template matching method. Ages here presented as well as the accuracy of different methods used to obtain them are also discussed for each SC.

Keywords / galaxies: individual (LMC, SMC) — galaxies: star clusters: general — techniques: spectroscopic

#### 1. Introducción

Los cúmulos estelares (CE) pueden considerarse los bloques fundamentales de las galaxias que los albergan. El estudio de sus parámetros fundamentales, tales como enrojecimiento, edad, y metalicidad, desempeñan un rol indiscutible a la hora de determinar las propiedades intrínsecas, la formación estelar e historia del enriquecimiento químico de las galaxias a las que pertenecen.

La espectroscopía integrada ha demostrado ser una poderosa herramienta en el estudio de los CE (Ahumada et al., 2019). Esta técnica ha sido aplicada con éxito para estudiar CE del Grupo Local, tanto de la Vía Láctea (e.g., Clariá et al. 2017, Moura et al. 2019), como de las Nubes de Magallanes (NM) (e.g., Colucci & Bernstein 2012; Ahumada et al. 2019, Simondi Romero et al. 2022), e incluso de galaxias más distantes (e.g., Sakari et al. 2021). Además, cabe destacar que Asa'd et al. (2013) encontraron que los espectros integrados de CE, cuando se comparan con modelos computacionales de alta resolución, proveen edades robustas. En este trabajo se determinan, utilizando esta técnica, las edades de 10 CE de las NM completando así el trabajo iniciado por Tapia-Reina et al. (2022).

#### 2. Observaciones espectroscópicas

Se observaron 9 CE pertenecientes a la Nube Mayor de Magallanes (NMM) y 1 CE a la Nube Menor de Magallanes (NmM) cuyas principales denominaciones y coordenadas ecuatoriales se presentan en la Tabla 1. Las observaciones fueron realizadas con el telescopio "Jorge Sahade" (2.15 m) del CASLEO en San Juan, Argentina en diferentes fechas desde el 2018 al 2022. Se utilizó el espectrógrafo REOSC (modo DS) con una apertura de la ranura de 400  $\mu m$  (2.25 ' x 5") orientada en dirección este-oeste. Se movió el telescopio en dirección norte-sur para escanear la totalidad de las estrellas que forman parte de cada CE, como así también el cielo que los circunda. La red utilizada fue de 300 l/mm lo que permitió obtener espectros con una dispersión de 3.4 Å /pix, y un rango espectral útil de (3800 – 7250) Å, con una resolución de 17 Å a partir del FWHM (por sus siglas en inglés: full width at half maximum) medido en las lámparas de comparación.

Tabla 1: Muestra de CE observados: denominaciones principales, coordenadas ecuatoriales, tiempo de exposición total, razón señal-ruido S/N en 5500 - 5700 Å.

| Cúmulo                   | $\begin{array}{c} \alpha_{2000} \\ (h \ m \ s) \end{array}$ | $\delta_{2000} \ (^{o} \ ' \ '')$ | Exposición<br>total<br>(min) | S/N |
|--------------------------|---|-----------------------------------|------------------------------|-----|
| L41                      | $00 \ 50 \ 55$  | $-72 \ 43 \ 38$                   | 120                          | 20  |
| $\operatorname{NGC}1718$ | $04 \ 52 \ 25$  | $-67 \ 03 \ 09$                   | 95                           | 30  |
| $\operatorname{NGC}1826$ | $05 \ 05 \ 34$  | -66  13  45                       | 110                          | 46  |
| $\operatorname{NGC}1866$ | $05 \ 13 \ 39$  | $-65 \ 27 \ 53$                   | 70                           | 45  |
| $\operatorname{NGC}1946$ | $05 \ 25 \ 15$  | $-66 \ 23 \ 39$                   | 40                           | 40  |
| $\operatorname{SL}573$   | $05 \ 33 \ 44$  | -64 56 06                         | 50                           | 29  |
| $\mathrm{NGC}2100$       | $05 \ 42 \ 07$  | $-69\ 12\ 27$                     | 55                           | 42  |
| $\operatorname{NGC}2109$ | $05 \ 44 \ 23$  | $-68 \ 32 \ 49$                   | 135                          | 35  |
| $\operatorname{NGC}2140$ | $05 \ 54 \ 17$  | $-68 \ 36 \ 00$                   | 195                          | 20  |
| $\operatorname{NGC}2145$ | $05 \ 54 \ 23$  | -70  54  08                       | 70                           | 35  |

Edades de cúmulos estelares de las Nubes de Magallanes



Figura 1: Espectros finales de los CE en unidad de flujo normalizado a la unidad en  $\lambda \sim 5500$  Å, desplazados por diferentes constantes para una mejor visualización. Se marcan las regiones correspondientes a las primeras cuatro líneas de Balmer.

Los datos obtenidos fueron reducidos con IRAF<sup>\*</sup> de manera estándar (Ahumada et al., 2016). Los espectros finales normalizados, calibrados en longitud de onda y en unidades de flujo, se presentan en la Fig. 1.

#### 3. Determinación de edades

Usando espectros integrados de CE, Bica & Alloin (1986) calibraron los anchos equivalentes (AE) de diferentes líneas en función de la edad. En particular, las correspondientes a las líneas de Balmer, permitieron realizar una primera estimación de los rangos de edad de los CE estudiados (Tabla 2). Por otra parte, a partir del diagrama diagnostico (DD) (Santos & Piatti, 2004) se obtuvo una segunda estimación de edad para cada objeto (e.g. Tapia-Reina et al. (2022)). La determinación final de los parámetros, se llevó a cabo mediante la comparación de los espectros observados con espectros patrones (templates) de edades bien conocidas. Para ello, se utilizó el programa FISA (Benítez-Llambay et al., 2012) y las librerías de *templates* de Piatti et al. (2002), Santos et al. (1995) y Ahumada et al. (2002). Las mismas, cubren un amplio rango de edades  $((1-3000) \times 10^6)$ años) y corresponden a metalicidades típicas de las NM además de la solar.

Los resultados obtenidos se presentan en la Tabla 2. A modo de ejemplo, en la Fig. 2 se muestra la labor realizada con el CE NGC 2109 en donde se puede apreciar la bondad entre el ajuste del espectro integrado corregido



Figura 2: Ajuste realizado con FISA para NGC 2109: Espectro observado (negro), espectro corregido por enrojecimiento (rojo) y espectro *template* Yg correspondiente a  $(200-350) \times 10^6$  años y metalicidad solar (azul). En la parte inferior se muestra el flujo residual resultante (verde).

<sup>&</sup>lt;sup>\*</sup>Software confeccionado y continuamente actualizado por el grupo de programación *IRAF* del *National Optical Astronomy Observatories*, Tucson (Arizona, EE.UU.)

#### Tapia-Reina et al.

Tabla 2: Edades obtenidas para la muestra de CE estudiados, todas expresadas en  $10^6$  años.

| Cúmulo                   | Edad<br>Balmer | Edad<br>DD | Edad<br>template | Edad<br>adoptada | Edades por otros<br>autores | Ref. |
|--------------------------|----------------|------------|------------------|------------------|-----------------------------|------|
| L41                      | < 10           | < 40       | 2-4              | $3\pm 2$         | 140                         | (a)  |
|                          |                |            |                  |                  | 158                         | (b)  |
| $\operatorname{NGC}1946$ | 10-50          | < 40       | 40               | $40 \pm 10$      | 63                          | (b)  |
|                          |                |            |                  |                  | 10-30                       | (c)  |
| $\operatorname{NGC}2100$ | < 10           | < 40       | 5 - 10           | $10 \pm 5$       | 6                           | (b)  |
|                          |                |            |                  |                  | 20                          | (d)  |
| $\operatorname{NGC}2140$ | 100-500        | 40-350     | 35-65;50-110     | $60 \pm 50$      | 72                          | (e)  |
|                          |                |            |                  |                  | 100                         | (b)  |
|                          |                |            |                  |                  | 63                          | (f)  |
| $\operatorname{NGC}2145$ | 50 - 100       | 40-350     | 200-350          | $200\pm100$      | 200                         | (b)  |
|                          |                |            |                  |                  | 107                         | (e)  |
| $\operatorname{NGC}1866$ | 100-500        | 40-350     | 200-350          | $250\pm100$      | 200                         | (g)  |
| $\operatorname{NGC}2109$ | 50 - 500       | 40 - 350   | 200-350          | $250\pm100$      | 151                         | (e)  |
|                          |                |            |                  |                  | 158                         | (b)  |
| $\operatorname{NGC}1826$ | 1000-5000      | 400-1500   | 500              | $500\pm300$      | 400-800                     | (c)  |
| $\operatorname{SL}573$   | > 1000         | > 2500     | 1000-500         | $1500\pm500$     | 2000-5000                   | (c)  |
| $\operatorname{NGC}1718$ | 1000-5000      | > 2500     | 1000;5500        | $2500 \pm 1500$  | 2050                        | (h)  |
|                          |                |            |                  |                  | 1800                        | (i)  |

Referencias: (a) Nayak et al. (2018), (b) Glatt et al. (2010), (c) Bica et al. (1996), (d) Usher et al. (2017) (e)Nayak et al. (2016), (f) Talavera et al. (2009), (g) Milone et al. (2017), (h) Kerber et al. (2007), (i) Goudfrooij et al. (2014)

por enrojecimiento y el template escogido Yg correspondiente a  $(200-350) \times 10^6$  años y metalicidad solar. Esto además, se manifiesta en el flujo residual el cual se define como;  $F_{res} = [F_{obs-unred} - F_{temp}] / F_{obs-unred}$ .

#### Discusión 4.

Se puede observar que las edades calculadas a partir de cada uno de los métodos (calibraciones de AE por Bica & Alloin (1986), DD y ajustes con templates) aquí presentados, son similares entre sí para cada CE estudiado. Las edades finalmente adoptadas (Tabla 2), provienen de analizar los 3 valores obtenidos a partir de los diferentes métodos, sin perder de vista los existentes en la literatura. Se puede observar que los resultados para 9 de los 10 CE presentan muy buen acuerdo con la literatura. Si bien, la edad de L41 es notablemente inferior a la determinada por otros autores, cabe destacar que Martayan et al. (2010) encontraron a partir de un survey de objetos con líneas  $H\alpha$  en emisión en CE de la NmM, que éste posee una estrella Be, en sincronía con lo que se obtuvo en este trabajo.

Agradecimientos: M.I. Tapia-Reina agradece a la FaMAF por su apoyo económico como así también al Comité Organizador Local por hacer posible la participación en la 64° RAAA. Basado en datos obtenidos en el Complejo Astronómico El Leoncito (CAS-LEO), operado bajo acuerdo entre el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina y las Universidades Nacionales de La Plata, Córdoba y San Juan.

#### Referencias

Ahumada A.V., et al., 2002, A&A, 393, 855

- Ahumada A.V., et al., 2016, PASP, 128, 094101
- Ahumada A.V., et al., 2019, PASP, 131, 024101
- Asa'd R.S., Hanson M., Ahumada A.V., 2013, PASP, 125, 1304
- Benítez-Llambay A., Clariá J.J., Piatti A.E., 2012, PASP, 124, 173
- Bica E., Alloin D., 1986, A&A, 162, 21
- Bica E., et al., 1996, ApJS, 102, 57
- Clariá J.J., et al., 2017, NewA, 56, 71
- Colucci J.E., Bernstein R.A., 2012, ApJ, 749, 124
- Glatt K., Grebel E.K., Koch A., 2010, A&A, 517, A50
- Goudfrooij P., et al., 2014, ApJ, 797, 35
- Kerber L.O., Santiago B.X., Brocato E., 2007, A&A, 462, 139

Martayan C., Baade D., Fabregat J., 2010, A&A, 509, A11

- Milone A.P., et al., 2017, MNRAS, 465, 4363
- Moura T.C., et al., 2019, ApJ, 885, 28
- Nayak P.K., et al., 2016, MNRAS, 463, 1446
- Nayak P.K., et al., 2018, A&A, 616, A187
- Piatti A.E., et al., 2002, MNRAS, 335, 233
- Sakari C.M., et al., 2021, MNRAS, 502, 5745
- Santos J. F. C. J., Piatti A.E., 2004, A&A, 428, 79 Santos J. F. C. J., et al., 1995, MNRAS, 276, 1155
- Simondi Romero F.O., Ahumada A.V., Vega-Neme L.R., 2022, BAAA, 63, 115
- Talavera M.L., et al., 2009, RMxAA Conference Series, vol. 35, 117-118
- Tapia-Reina M., Simondi-Romero F., Ahumada A., 2022, BAAA, 63, 127
- Usher C., et al., 2017, MNRAS, 468, 3828

## NGC 2659: a probable binary cluster

E.E. Giorgi<sup>1,2</sup>, M.S. Pera<sup>2</sup>, G.I. Perren<sup>2</sup>, R.A. Vazquez<sup>1,2</sup> & A. Cruzado<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>2</sup> Instituto de Atroffísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

Contact / egiorgi@fcaglp.unlp.edu.ar

**Resumen** / Presentamos y discutimos datos fotométricos, movimientos propios y paralajes en un campo de 30'x30' centrado en el área ocupada por el cúmulo abierto NGC 2659 en la región de Vela. En trabajos recientes sobre la misma región se han reportado evidencias de la presencia de otro cúmulo cerca del noreste de NGC 2659. Los datos se extrajeron de Gaia EDR3 y se emplearon en combinación con el paquete ASteCA para investigar la estructura dimensional de la región ocupada por este grupo. Sorprendentemente, al combinar paralajes y movimientos propios, identificamos dos grupos de estrellas superpuestos a lo largo de la línea de visión y separados entre sí por aproximadamente 100 pc, en lugar de solo uno como se sugiere en la literatura pasada y presente. Uno de ellos, el más joven, se identificó históricamente como NGC 2659, mientras que el otro es un cúmulo abierto relativamente viejo que cubre un área más grande pero se ubica frente a NGC 2659 y se lo identifica como Pismis 9. Después de evaluar la pertenencia a grupos individuales, derivamos su cinemática (componentes del movimiento propio medio), distancias, edades y también el contenido de metales

**Abstract** / We present and discuss photometric data, proper motions and parallaxes in a field of a 30'x30' centred in the area centered in the open cluster NGC 2659 in the region of Vela. In recent papers on the same region evidences of the presence of another cluster close to the north-east of NGC 2659 have been reported. Data were extracted from Gaia EDR3 and have been employed in combination with ASteCA package to investigate the dimensional structure of the region occupied by this cluster. Surprisingly, by combining parallaxes and proper motions we identify two star groups superposed along the line of sight, and separated from each other by about 100 pc, instead of just one as suggested in the past and present literature. One of them, the younger one, has been historically identified as NGC 2659 while the other is a relatively old open cluster covering a larger area but placed in front of NGC 2659 and is identified as Pismis 9. After assessing individual group membership, we derive their kinematics (mean proper motion components), distances, ages and also the metal content.

Keywords / Sun: abundances — stars: early-type — Galaxy: structure — galaxies: individual (M31)

#### 1. Introduction

Taking into account both the unprecedented and high precision amount of data provided by the Gaia mission, in particular by the Gaia EDR3, proper motions and parallaxes for stars down to  $G \approx 21$  we started, a short time ago, a project aimed at reassessing the fundamental parameters of the open cluster population distributed all across the Vela Gum region (Giorgi et al., 2022). To carry out the individual analysis of each cluster we applied two powerful combined tools, ASteCA (Perren et al., 2015) and pyUPMASK (Pera et al., 2021). Both tools have been developed within our group and are aimed at homogeneously analysing and deriving fundamental parameters of star clusters. We understand that age, distance, metallic content, angular radius, and visual absorption, are the fundamental parameters of a given open cluster.

During the course of our work on the Vela Gum, the open cluster NGC 2659, draw our attention. This object is situated in the west edge of the Vela constellation at the coordinates:  $\alpha_{2000} = 8h \ 41m \ 34.53s \delta_{2000} = -44^{\circ}54'11.3'' \ (l = 236.95 \ b = -1.43).$ 

The first relevant study on NGC 2659 was carried out by Stetson (1981) who observed sixteen stars

V = 13.7. With just this handful of bright stars he was able to derive a color excess E(B-V) = 0.576 and a free absorption distance modulus of 10.80, corresponding to a distance of 1.44 kpc. He concluded that NGC 2659 is a very young open cluster associated to a dust cloud but with no evidence for the presence of a near HII region. According to Stetson statement, the cluster contains un-evolved B-type stars, A-type stars and a probable giant star. The Dias et al. (2002) catalog reports that this cluster has 5' diameter, a distance of 1.713 kpc, E(B-V) = 0.51 and is 7.8 Myr old. It was also included in Cantat-Gaudin et al. (2020) database of open clusters who indicate that NGC 2659 indeed is little older, 43 Myr, and it is placed at a distance of 2.1 kpc undergoing a color excess E(B-V) = 0.39. It has been included in the fractal analysis performed by Gregorio-Hetem et al. (2015) with the only relevant data -regarding our interest- of assigning a cross time about 45 Myr. There exists too an old article where a search for variable stars was performed by Sahade (1966). This last author claim the existence of a variable stars (EQ Vel) of spectral type B7 in the cluster field. So, the fact that the literature reports very different ages and distances deserved to be clarified.

and constructed a color magnitude diagram down to

#### 2. Data and analysis

All the necessary data to examine this cluster were retrieved from Gaia EDR3 (Gaia Collaboration et al., 2016) (Gaia Collaboration et al., 2021) inside a box of 1/4 squared degree centered in it. These data are  $(\alpha, \delta)$ coordinates, parallax, proper motions, and photometry (G, GBP-GRP). The entire treatment of data includes the use of two codes, pyUPMASK and ASteCA. pyUP-MASK provides us with the membership probability of each star while ASteCA carries out the corresponding analysis. A detailed description on the way the region of a cluster is analysed can be found in Perren et al. (2017) and Perren et al. (2020).

The ASteCA code needs a pevious selection of the most probable cluster members. This task is carried out by our pyUPMASK algorithm which demonstrated a great performance even for very contaminated clusters, as demonstrated in Pera et al. (2021).

In a selected area of  $30' \times 30'$  centred in the cluster coordinates attributed in the literature we found more than 25000 stars having EDR3 data. We took an area this size simply to be sure that the cluster surroundings have been properly represented. To ensure the calculation validity of the fundamental parameters of NGC 2659 we only use the stars with membership probability 0.98 as input data in ASteCA. Using only 0.98 probability we reduce the number of stars representing the cluster population but this implies a better result for the derived parameters. pyUPMASK delivered near 500 stars as members of the stellar structure present in the region assumed to be NGC 2659. In the region covered we have encountered an elliptical star clustering which major axis is near 16'.

However, when peering the vector point diagram in Fig. 1 with members having probabilities 0.98 we realize that pyUPMASK was able to find out a central and highly populated stellar structure placed at  $\mu_{\alpha} = -4.4$ ,  $\mu_{\delta} = 3$  and a second one, unnoticed before, composed by a less number of stars at  $\mu_{\alpha} = -5.3 \ \mu_{\delta} = 5.05$ . Both groups have, evidently, different proper motions looking well detached in  $\mu_{\delta}$  proper motion. So, these two motions groups are spatially coincident and therefore superposed to each other. Their proper motion centroids are so well isolated from each other that we must conclude undoubtedly that there are two different kinematic groups with probable different physical properties. In Fig. 2 we show the color-magnitude (CMD) produced by ASteCA with all the members associated to one of the groups of NGC 2659. CMD of this group shows the main sequence of a moderately old cluster extending for over 8 magnitudes with a handful of stars at the position of the red clump. This is a confirmation that there is a real open cluster there since we have a group with a characteristic proper motion that, in turn, show a main sequence typical of a middle age open cluster. Also it is shown the isochrone of the synthetic cluster that best matches the observed CMD of the group according to ASteCA. The age derived for this cluster is 450 Myr, Its color excess is E(B-V) = 0.587 and the distance turns out to be 1772 pc ( $\pm 1610$  pc to 1950 pc). The bayesian analysis based on parallax alone gives a distance of 1868



Figure 1: Proper motion of member stars having probabilities 0.98.



Figure 2: Color-magnitude diagram (CMD) for the older group. The isochrone of the synthetic cluster that best matches the observed CMD of group according to ASteCA is shown. N is number of members.

( $\pm 1852$  pc to 1881 pc), but it should be kept in mind that at G $\approx 17$  the parallax errors rise up to 0.05 mas.

We repeated the procedure in the space of proper motions but now with the other group, less populated. In this case the CMD (Fig. 3) shows a cluster main sequence extending for near 10 magnitudes. This is then an open cluster with its own proper motion and a pronounced main sequence where all the stars are placed



Figure 3: Color-magnitude diagram (CMD) for the young group. The isochrone of the synthetic cluster that best matches the observed CMD of group according to ASteCA is shown. N is number of members.

along it. The distance provided by ASteCA is 1740  $(\pm 1494 \text{ pc} \text{ to } 2025 \text{ pc})$ . The age is 58 Myr  $(\pm 40 \text{ Myr} \text{ to } 170 \text{ Myr})$  but since there is no evident sign of the presence of some evolved stars we understand that the age may be even less. The color excess is E(B-V)=0.586. The bayesian analysis of parallaxes gives a distance value 1993  $(\pm 1963 \text{ pc} \text{ to } 2020 \text{ pc})$  with the same preventions as in the other group we recall that errors in parallaxes increase with distance. The distance value given by ASteCA is closer to that indicated in Dias et al. (2002) catalog, 1700 pc although the age also found in that catalog is quite distant from our, 7.8 Myr. We think that this cannot be the real cluster age since no evidence of newly born stars were detected by our algorithms.

#### 2.1. Discussion and conclusions

Clearly these two groups are placed at different distances within 3 sigma, the old group being closer to the sun than the young group. They are two superposed spatially independent stellar structures (Fig. 4). In Table 1 we summarize the results. Inspecting the catalogs we find that the two structures correspond to the position of the clusters NGC 2659 and Pismis 9 (also cataloged as UBC 246). Simultaneously with the presentation of this work Song et al. (2022) published an article where NGC 2659 is mentioned as a binary cluster, but these authors associate it with the cluster UBC 452 (08:44:33.6, -45:57:04) also listed as Bochum 7, and which is located approximately 1 degree southeast from NGC 2659. Probable members of both groups derived by pyUPMASK have been processed with ASteCA. The



Figure 4: The positions of two superposed spatially independent stellar structures. The red symbols represent the stars associated with Pismis 9 and the blue symbols the stars associated with NGC 2659.

Table 1: Summary of settings for both groups.

| Cluster  | $\alpha_{2000}$ | $\delta_{2000}$ | $\mu_{\alpha} (mas)$ | $\mu_{\delta}$ (mas) |
|----------|-----------------|-----------------|----------------------|----------------------|
| NGC 2659 | 08:42:32        | -44:59:56       | -5.29                | 5.03                 |
| Pismis 9 | 08:42:56        | -44:55:55       | -4.40                | 3.00                 |

best coincidence with a synthetic cluster is for one having an age of 450 Myr approximately in the case of old group. For the other group ASteCA gives an age of 58 Myr, while for both clusters there is a metal content close to the solar value.

#### References

- Cantat-Gaudin T., et al., 2020, A&A, 640, A1
- Dias W.S., et al., 2002, A&A, 389, 871
- Gaia Collaboration, et al., 2016, A&A, 595, A1
- Gaia Collaboration, et al., 2021, A&A, 649, A1
- Giorgi E.E., et al., 2022, BAAA, 63, 165
- Gregorio-Hetem J., et al., 2015, MNRAS, 448, 2504
- Pera M.S., et al., 2021, A&A, 650, A109
- Perren G.I., Piatti A.E., Vázquez R.A., 2017, A&A, 602, A89
- Perren G.I., Vázquez R.A., Piatti A.E., 2015, A&A, 576, A6
- Perren G.I., et al., 2020, A&A, 637, A95
- Sahade J., 1966, R.F. Stein, A.G.W. Cameron (Eds.), Stellar Evolution, 449
- Song F., et al., 2022, A&A, 666, A75
- Stetson P.B., 1981, AJ, 86, 1500
## Recopilación y ajuste de edades de cúmulos estelares de las Nubes de Magallanes

M.I. Tapia-Reina<sup>1,2</sup>, F.O. Simondi-Romero<sup>1,2</sup>, A.V. Ahumada<sup>2,3</sup>, L.R. Vega-Neme<sup>2,4</sup>, J.H. Minniti<sup>5</sup>, C.G. Oviedo<sup>3,6</sup> & J.J. Clariá<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación, UNC, Argentina

<sup>2</sup> Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

<sup>3</sup> Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

<sup>4</sup> Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina

<sup>5</sup> Nicolaus Copernicus Astronomical Center, Polish Academy of Sciences, Polonia

<sup>6</sup> Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina

Contacto / federico.simondi.romero@unc.edu.ar

**Resumen** / Tanto la edad como la metalicidad de cúmulos estelares se pueden determinar a partir de los anchos equivalentes de perfiles espectrales medidos sobre sus espectros integrados. En este trabajo se presenta una nueva calibración edad-ancho equivalente, con la cual se actualizan las edades de más de cincuenta cúmulos estelares de las Nubes de Magallanes. Todos los espectros integrados fueron obtenidos como parte de un programa que se está llevando a cabo en el Complejo Astronómico El Leoncito (San Juan, CASLEO) desde hace más de 20 años.

**Abstract** / Both age and metallicity of stellar clusters can be determined from equivalent widths of the spectral profiles measured in their integrated spectra. In this article a new age-equivalent width calibration is presented, and the ages of more than fifty star clusters in the Magellanic Clouds are updated. All the integrated spectra were obtained as part of a program carried out at the Complejo Astronómico El Leoncito (San Juan, CASLEO) for more than 20 years.

Keywords / Magellanic Clouds — galaxies: clusters: general — techniques: spectroscopic

#### 1. Introducción

En la última década, se han determinado parámetros astrofísicos de casi un centenar de cúmulos estelares (CEs) de las Nubes de Magallanes (NMs) (Minniti et al. 2014, M14; Ahumada et al. 2016, A16; Ahumada et al. 2019, A19) utilizando la técnica de espectroscopía integrada, algunos de ellos determinados por primera vez (Oviedo & Ahumada 2020, OA20; Simondi-Romero 2021, SR21; Tapia-Reina et al. 2023, TR23). Al mismo tiempo, se han identificado nuevos CEs de las NMs (Bica et al. 2008), lo que demuestra la necesidad de disponer de herramientas que permitan obtener cada vez mejores resultados en menor tiempo.

La espectroscopía integrada (Bica & Alloin 1986a) permite estudiar conglomerados distantes de pequeño diámetro angular, tales como CEs de las NMs, de nuestra Galaxia e incluso de galaxias lejanas en las cuales, debido a la distancia, sólo es posible la aplicación de dicha técnica. Por otra parte, la determinación de los anchos equivalentes (AEs) de perfiles espectrales en espectros integrados es muy importante, dado que los mismos permiten estimar la edad y la metalicidad de los CEs (Bica & Alloin 1986b; Santos & Piatti 2004, SP04).

Recientemente, Simondi-Romero et al. (2022, SR22) advirtieron que al determinar edades de CEs de las NMs a partir de ajustes obtenidos en espectros de cúmulos abiertos (CAs), puede incurrirse en un error en la estimación de éstas. En este trabajo, se cuantifica este error, a partir de la comparación de edades de CEs de las NMs obtenidas según dos ajustes distintos.

#### 2. Datos usados y procedimiento realizado

Los datos de los AEs (en Å) y edades utilizados en este trabajo han sido recopilados de las muestras de CEs de las NMs de M14, A16, A19, OA20, SR21, Tapia-Reina et al. 2022a (TR22a), Tapia-Reina et al. 2022b (TR22b) y TR23. Luego, se definen los parámetros Sm y Sh (en Å) como la suma de los AEs de las líneas y perfiles metálicos y de las líneas de Balmer ( $H\beta$ ,  $H\gamma$  y  $H\delta$ ), respectivamente.

A partir de espectros integrados de CAs y CEs de las NMs, SP04 presentaron una calibración en edad para estos objetos en función de los parámetros Sm y Sh. El ajuste de Sm en función de la edad da lugar a la siguiente ecuación:

$$Sm = 13.88 (\pm 0.20) + 10.32 (\pm 0.35) \times log(edad) + 2.53 (\pm 0.18) \times log^2(edad), \quad (1)$$

con una rms = 2.9, mientras que el correspondiente ajuste de Sh resulta:

$$Sh = 23.32 (\pm 0.20) - 8.56 (\pm 0.35) \times log(edad) - 6.35 (\pm 0.18) \times log^2(edad), \quad (2)$$

Presentación mural

#### Cúmulos estelares de las Nubes de Magallanes

| Tabla 1: | Edades | obtenidas e | en este | trabajo | para la | muestra | de | CEs | $(en \ 10^{\circ})$ | 'años] | ). |
|----------|--------|-------------|---------|---------|---------|---------|----|-----|---------------------|--------|----|
|----------|--------|-------------|---------|---------|---------|---------|----|-----|---------------------|--------|----|

| Nombre             | Edad de      | Sm           | Edad SP04            | Sho                  | Sm           | Edad nuevo ajuste    | Sho           | Ajuste con    |
|--------------------|--------------|--------------|----------------------|----------------------|--------------|----------------------|---------------|---------------|
| NCC 1602           |              | 0.02         | 0.01                 | 5 50                 |              | 0.01                 | 12.60         |               |
| NGC 1695           | 0.02         | 0.02<br>0.11 | 0.01                 | 1.14                 | 0.02<br>0.12 | 0.01                 | 13.00         | SP04          |
| NGC 1698           | 0.00<br>0.02 | 0.11<br>0.05 | 0.04                 | $1.14 \\ 1.57$       | 0.12         | 0.10                 | 2.54          | SP04          |
| NGC 1704           | 0.02         | 0.00         | 0.03                 | 2.63                 | 0.00         | 0.03                 | 6.13          | SR22          |
| NGC 1711           | 0.05         | 0.01         | 0.02                 | $\frac{2.00}{2.90}$  | 0.01         | 0.02                 | 7.16          | SR22          |
| NGC 1755           | 0.09         | 0.03         | 0.03                 | 1.57                 | 0.03         | 0.05                 | 2.54          | SR22          |
| NGC 1772           | 0.03         | 0.02         | 0.01                 | 3.70                 | 0.02         | 0.01                 | 10.45         | SP04          |
| NGC 1782           | 0.05         | 0.02         | 0.02                 | 2.72                 | 0.02         | 0.02                 | 6.47          | SR22          |
| NGC 1793           | 0.05         | 0.22         | 0.03                 | 1.77                 | 0.24         | 0.04                 | 3.17          | SR22          |
| NGC 1805           | 0.02         | 0.02         | 0.01                 | 4.27                 | 0.02         | 0.01                 | 12.97         | SP04          |
| NGC 1815           | 0.02         | 0.04         | 0.03                 | 1.44                 | 0.04         | 0.06                 | 2.16          | SP04          |
| NGC 1818           | 0.03         | 0.02         | 0.01                 | 4.21                 | 0.02         | 0.01                 | 12.70         | SP04          |
| NGC 1847           | 0.07         | 0.03         | 0.02                 | 2.81                 | 0.03         | 0.02                 | 6.81          | SR22          |
| NGC 1890           | 0.05         | 0.15         | 0.03                 | 1.44                 | 0.17         | 0.06                 | 2.16          | SR22          |
| NGC 2095           | 0.05         | 0.05         | $\operatorname{NaN}$ | NaN                  | 0.06         | $\operatorname{NaN}$ | NaN           | SP04          |
| NGC 2160           | 0.10         | 0.05         | 0.05                 | 0.98                 | 0.06         | 0.16                 | 0.87          | SR22          |
| SL 106             | 0.02         | 0.01         | 0.01                 | 3.09                 | 0.01         | 0.02                 | 7.91          | SR22          |
| SL 134             | 0.01         | 0.02         | 0.01                 | 5.79                 | 0.02         | 0.01                 | 13.60         | SP04          |
| SL 142             | 0.24         | 0.29         | NaN                  | NaN                  | 0.31         | NaN                  | NaN           | SP04          |
| SL 256             | 0.03         | 0.01         | 0.02                 | 2.18                 | 0.01         | 0.03                 | 4.51          | SR22          |
| SL 425             | 0.03         | 0.01         | 0.01                 | 3.65                 | 0.01         | 0.01                 | 10.22         | SR22          |
| SL 428             | 0.00         | 0.01         | 0.01                 | 8.38                 | 0.01         | 0.00                 | 13.60         | SR22          |
| SL 498             | 0.01         | 0.02         | 0.01                 | 6.01                 | 0.01         | 0.01                 | 13.60         | SR22          |
| SL 516             | 0.01         | 0.01         | 0.01                 | 0.24                 |              | 0.01                 | 13.60         | SR22          |
| SL 543             | 0.10         | 0.04         | 0.03                 | 1.41                 | 0.04         | 0.07<br>N- N         | 2.07<br>N N   | SR22          |
| SL 024<br>NCC 1466 | 0.11<br>1 41 | 0.03         | 0.10                 | 0.40                 | 0.03         |                      | 12 co         | SP04<br>SP04  |
| NGC 1400           | 1.41         | 0.08         | 0.01<br>NoN          | 4.04<br>NoN          |              | 0.01<br>NoN          | 15.00<br>NoN  | SP04<br>SP02  |
| NGC 1090           | 0.48         | 0.42<br>0.24 | NaN                  | NaN                  | 0.44<br>0.27 | INAIN                | NoN           | SD04          |
| NGC 1702           | 0.04         | 0.24<br>1.99 | 0.10                 | 0.43                 | 1.04         | NaN                  | NaN           | SP04          |
| NGC 1751           | 0.30         | 1.22         | 0.10                 | 0.43<br>0.55         | 0.04         | NaN                  | NaN           | SR22          |
| NGC 1777           | 0.10<br>0.52 | 0.00         | NaN                  | NaN                  | 0.05         | NaN                  | NaN           | SP04          |
| NGC 1783           | 1.51         | 1 71         | 0.03                 | 1 77                 | 1 28         | 0.04                 | 3 17          | SP04          |
| NGC 1849           | 0.19         | 0.33         | NaN                  | NaN                  | 0.36         | NaN                  | NaN           | SP04          |
| NGC 1859           | 0.08         | 0.11         | 0.04                 | 1.09                 | 0.12         | 0.12                 | 1.17          | SP04          |
| NGC 1887           | 0.12         | 0.05         | NaN                  | NaN                  | 0.06         | NaN                  | NaN           | SR22          |
| NGC 1897           | 0.63         | 0.77         | NaN                  | NaN                  | 0.73         | $\operatorname{NaN}$ | NaN           | SR22          |
| NGC 1905           | 0.51         | 0.14         | NaN                  | NaN                  | 0.16         | $\operatorname{NaN}$ | NaN           | SR22          |
| NGC 1978           | 2.51         | 2.40         | 0.01                 | 3.65                 | 1.50         | 0.01                 | 10.22         | SP04          |
| NGC 2166           | 0.49         | 0.29         | $\operatorname{NaN}$ | NaN                  | 0.31         | $\operatorname{NaN}$ | NaN           | SR22          |
| NGC 2181           | 0.48         | 0.73         | NaN                  | NaN                  | 0.71         | $\operatorname{NaN}$ | NaN           | SR22          |
| NGC 2197           | 0.63         | 1.61         | $\operatorname{NaN}$ | NaN                  | 1.23         | $\operatorname{NaN}$ | NaN           | SR22          |
| SL 230             | 0.04         | 0.02         | 0.01                 | 4.15                 | 0.02         | 0.01                 | 12.44         | SP04          |
| NGC 176            | 0.03         | 0.04         | 0.02                 | 2.77                 | 0.04         | 0.02                 | 6.64          | SR22          |
| Kron 17            | 0.29         | 0.16         | $\operatorname{NaN}$ | $\operatorname{NaN}$ | 0.17         | $\operatorname{NaN}$ | NaN           | SR22          |
| HW 22              | 5.94         | 1.41         | 0.01                 | 8.67                 | 1.14         | 0.00                 | 13.60         | SP04          |
| Kron 27            | 9.05         | 5.48         | 0.03                 | 1.30                 | 1.13         | 0.08                 | 1.75          | SP04          |
| Bruck 50           | 0.00         | 0.01         | 0.00                 | 14.42                | 0.01         | 0.00                 | 13.60         | SR22          |
| SL 164             | 0.46         | 1.41         | 0.02                 | 2.60                 | 1.14         | 0.02                 | 0.01          | SR22          |
| SL 396             | 0.89         | 5.62         | 0.01                 | 3.09                 | 1.03         | 0.02                 | 7.91          | SR22          |
| SL 598             | 1.39         | 1.10         | 0.05                 | 0.85                 | 1.00         | 0.34                 | 0.41<br>N. N  | SP04          |
| SL 749             | 0.26         | 5.77         | NaN                  | NaN                  | 0.55         | INAIN<br>N. N.       | NaN           | SR22          |
| SL 820             | 0.10         | 5.81         | INAIN<br>0.01        |                      | 0.80         | INAIN<br>0.00        | NaN<br>9.70   | SR22          |
| NGC 1700           | 0.05         | 0.00         | 0.01                 | 3.29                 |              | 0.02                 | 8.70          | SR22<br>SD22  |
| NGC 2000           | 0.20         | 0.00         | 0.00                 | 1.97                 |              | 0.10                 | 0.84          | SD22          |
| NGC 2000           | 0.10         | 0.00         | 0.05                 | 1.00                 |              | 0.04<br>NoN          | ა.24<br>NoN   | SD122         |
| NGC 2001           | 0.20         | 0.00         | 0.14                 | 1 12                 | 0.00         | 1 N AL N             | 13 60         | ST 04<br>SP04 |
| NGC 2000           | 0.05         | 0.04         | 0.01                 | 2.05                 | 0.00         | 0.01                 | 10.00<br>4 06 | SR99          |
| NGC 2125           | 0.10         | 0.02         | 0.02                 | $\frac{2.00}{1.82}$  | 0.02         | 0.03                 | 3.31          | SR22          |
| SL 105             | 0.08         | 0.02         | 0.04                 | 1.04                 | 0.01         | 0.13                 | 1.03          | SP04          |
| NGC 2116           | 0.08         | 0.02         | 0.05                 | 0.95                 | 0.02         | 0.17                 | 0.80          | SP04          |

| T 1 1 | -1 | a        | • /   |
|-------|----|----------|-------|
| Tabla | 1: | Continua | acıor |

| Nombre       | Edad de<br>referencia | Sm   | Edad SP04<br>Sh1 | Sh2   | Sm   | Edad nuevo ajuste Sh1 | Sh2   | Ajuste con<br>menor error |
|--------------|-----------------------|------|------------------|-------|------|-----------------------|-------|---------------------------|
| NGC 2138     | 0.31                  | 0.02 | 0.03             | 1.41  | 0.02 | 0.07                  | 2.07  | SR22                      |
| NGC 1733     | 0.31                  | 0.22 | NaN              | NaN   | 0.24 | NaN                   | NaN   | SR22                      |
| NGC 1867     | 0.40                  | 0.03 | 0.01             | 8.77  | 0.03 | 0.00                  | 13.60 | SP04                      |
| Lindsay 41   | 0.00                  | 0.02 | 0.00             | 9.58  | 0.02 | 0.00                  | 13.60 | SP04                      |
| NGC 1826     | 0.50                  | 0.68 | 0.10             | 0.46  | 0.67 | $\operatorname{NaN}$  | NaN   | SP04                      |
| SL 573       | 1.00                  | 1.08 | 0.02             | 3.00  | 0.95 | 0.02                  | 7.53  | SR22                      |
| NGC 1946     | 0.04                  | 0.04 | 0.01             | 3.14  | 0.04 | 0.02                  | 8.10  | SR22                      |
| NGC 2100     | 0.01                  | 0.05 | 0.00             | 9.58  | 0.06 | 0.00                  | 13.60 | SP04                      |
| $NGC \ 2145$ | 1.00                  | 0.05 | NaN              | NaN   | 0.06 | $\operatorname{NaN}$  | NaN   | SR22                      |
| NGC 1866     | 0.01                  | 1.15 | 0.00             | 11.62 | 0.99 | 0.00                  | 13.60 | SP04                      |
| NGC 2109     | 0.01                  | 0.44 | 0.01             | 5.16  | 0.46 | 0.01                  | 13.60 | SR22                      |
| NGC 2140     | 0.01                  | 2.79 | 0.01             | 4.51  | 1.57 | 0.01                  | 13.60 | SR22                      |
| NGC 1718     | 0.01                  | 1.71 | 0.01             | 5.86  | 1.28 | 0.01                  | 13.60 | SR22                      |

con una rms = 4.8, siendo ambos ajustes válidos en el intervalo -2.4 < log(edad) < 0.8.

Por otra parte, SR22 realizaron un nuevo ajuste de Sm y de Sh en términos de edad, aunque teniendo en cuenta sólo CEs de las NMs. En sincronía con este ajuste y utilizando los AEs de los CEs estudiados por A16, A19, SR21 y TR22a, se redeterminaron nuevos coeficientes para las ecuaciones (1) y (2). Con estos nuevos valores, se redefinieron los ajustes para la determinación de edades a partir de Sm y Sh, dando lugar a las siguientes ecuaciones:

$$log(edad) = -2.26 (\pm 0.13) + 0.22 (\pm 0.03) \times Sm - 0.0048 (\pm 0.0009) \times Sm^2, \quad (3)$$

$$log(edad) = \frac{-b \pm \sqrt{b^2 - 4 \times a \times (c - Sh)}}{2 \times a}, \qquad (4)$$

donde  $a = -3.56 (\pm 0.77), b = -3.08 (\pm 1.67)$  y  $c = 23.23 (\pm 1.29)$  y valores *rms* 0.43 y 4.7, respectivamente.

Para poder determinar las edades de todos los CEs de la muestra, se confeccionó un programa en ForTran con el cual se calcularon no solo las edades empleando las ecuaciones (1), (2), (3) y (4), sino que también se estimaron los errores relativos obtenidos de cada ajuste. En la Tabla 1 se presentan las edades de referencia, edades obtenidas con los ajustes de SP04 y aquéllas obtenidas en este trabajo. En el caso de las ecuaciones (2) y (4) el resultado es bivaluado (Sh1 y Sh2). En la última columna se destaca el ajuste que provee el menor error relativo.

#### 3. Breve discusión y perspectivas futuras

A partir del análisis de los resultados obtenidos, se concluye que la relación edad-AE para CEs de las NMs no sería la misma que para los CEs de nuestra Galaxia, tal como sugiere SR22. Esto parecería indicar que los CEs de las NMs no presentan el mismo comportamiento que los CAs.

Por otra parte se observa que, en el caso de los CEs jóvenes, un pequeño error en la elección de uno u otro ajuste puede dar lugar a un elevado error relativo. Al

BAAA, 64, 2023

analizar las edades determinadas por otros métodos, tales como *STARLIGHT* (SR21) o *FISA* (TR23), en relación a las obtenidas en este trabajo, puede verse que en todos los casos se obtienen valores comparables. En particular, algunos de los nuevos valores encontrados presentan mayor precisión que la obtenida por el ajuste de SP04, por lo que se recomienda utilizar este nuevo ajuste.

Como perspectiva futura se espera poder examinar la o las razones por las cuales se obtuvieron estas notables diferencias entre los ajustes presentados. Si bien se sabe que el comportamiento de los CEs de las NMs y de nuestra Galaxia no parece ser el mismo, sería revelador poder describir y desarrollar las causas astrofísicas de este hecho.

Agradecimientos: Este trabajo está basado en datos obtenidos en el Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO), operado sobre la base de un acuerdo entre el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina y las Universidades Nacionales de La Plata, Córdoba y San Juan. Los autores agradecen el valioso aporte del CASLEO y de sus operarios, tanto como el del OAC y su personal, por permitir a algunos de nosotros desarrollarnos como investigadores. MITR agradece a FaMAF por el apoyo económico recibido. MITR y FOSR agradecen al COL por la ayuda económica recibida.

#### Referencias

- Ahumada A.V., et al., 2016, PASP, 128, 094101 (A16)
- Ahumada A.V., et al., 2019, PASP, 131, 024101 (A19)
- Bica E., Alloin D., 1986a, A&A, 162, 21
- Bica E., Alloin D., 1986b, A&AS, 66, 171
- Bica E., et al., 2008, MNRAS, 389, 678
- Minniti J.H., et al., 2014, A&A, 565, A49 (M14)
- Oviedo C.G., Ahumada A.V., 2020, BAAA, 61B, 57 (OA20)
- Santos J. F. C. J., Piatti A.E., 2004, A&A, 428, 79 (SP04)
- Simondi-Romero F.O., 2021, Trabajo Especial de Licenciatura, FaMAF, UNC (SR21)
- Simondi-Romero F.O., Ahumada A.V., Vega-Neme L.R., 2022, Boletín IV JAE, enviado (SR22)
- Tapia-Reina M.I., Simondi-Romero F.O., Ahumada A.V., 2022a, Boletín IV JAE, enviado (TR22a)
- Tapia-Reina M.I., Simondi-Romero F.O., Ahumada A.V., 2022b, BAAA, 63, 127 (TR22b)
- Tapia-Reina M.I., Simondi-Romero F.O., Ahumada A.V., 2023, BAAA64, enviado (TR23)

# Parámetros astrofísicos de cúmulos abiertos ubicados en el tercer y cuarto cuadrante de la Galaxia

M.A. Baracchi<sup>1,2</sup>, A.D.V. Colazo<sup>1,2</sup>, C.M. Rodríguez-Buss<sup>1,2</sup>, M.E. Rodriguez<sup>1,2</sup>, M.I. Tapia-Reina<sup>1,2,3</sup>, F.O. Simondi-Romero<sup>1,2</sup>, L. Saker<sup>2,3</sup>, M.A. Oddone<sup>2</sup>, A.V. Ahumada<sup>2,3</sup> & L. Tapia-Portillo<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación, UNC, Argentina

<sup>2</sup> Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

<sup>3</sup> Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

Contacto / federico.simondi.romero@unc.edu.ar

**Resumen** / Como parte de un nuevo proyecto en el marco de la materia "Astrofísica General" (FaMAF, UNC), se presentan parámetros astrofísicos de los cúmulos abiertos NGC 2243, NGC 2439, Pi 12, Tr 13 y NGC 5168, ubicados en el tercer y cuarto cuadrante de la Vía Láctea. Basados en datos fotométricos Gaia DR3 y ajustando isócronas teóricas en los diagramas color-magnitud ( $G_{BP} - G_{RP}, G$ ), se derivan edades, metalicidades, distancias y excesos de color  $E(G_{BP} - G_{RP})$  para estos cúmulos abiertos relativamente conocidos. También se presenta el comienzo de un nuevo proyecto que consiste en el estudio sistemático de cúmulos abiertos observados desde la Estación Astrofísica de Bosque Alegre (OAC, UNC). Los datos fotométricos permitirán, a partir de diagramas color-magnitud, analizar los mencionados agregados estelares de manera homogénea.

**Abstract** / As part of new project in the framework of the activities of the subject "Astrofísica General" (FaMAF, UNC), we present astrophysical parameters of open clusters located in the third and fourth Galactic quadrant: NGC 2243, NGC 2439, Pi 12, Tr 13 and NGC 5168. Based on Gaia DR3 photometric data and fitting theoretical isochrones to the color-magnitude diagrams ( $G_{BP} - G_{RP}, G$ ), we derived ages, metallicities, distances and colour excess  $E(G_{BP} - G_{RP})$  for these fairly known open clusters. Also, we present the start of a new project consisting of the systematic study of open clusters observed from Estación Astrofísica de Bosque Alegre (OAC, UNC). These photometric data will allow us, on the basis of colour-magnitude diagrams, to analyse these stellar aggregates homogeneously.

Keywords / open clusters and associations: individual (NGC 2243, NGC 2439, Pi 12, Tr 13, NGC 5168) — techniques: photometric

#### 1. Introducción

Los cúmulos abiertos (CA) son las herramientas ideales para estudiar y analizar diferentes aspectos relacionados con la estructura, la composición, la formación, la dinámica y la evolución del disco de la Vía Láctea (VL) (ver, por ej., Moraux, 2016). Esto se debe a que sus parámetros astrofísicos fundamentales, tales como edad, distancia, exceso de color y metalicidad, entre otros, pueden determinarse, en general, con buena precisión.

Este trabajo forma parte de un nuevo proyecto sistemático de estudios de CA de la VL, que se enmarca dentro de las actividades prácticas de la materia "Astrofísica General" (FaMAF, UNC). El mismo tiene como objetivo determinar parámetros astrofísicos fundamentales (edad, metalicidad, distancia y exceso de color) de diferentes grupos de CA a partir de diagramas colormagnitud (DCM) y del ajuste de isócronas teóricas. Los datos utilizados corresponden a la fotometría obtenida de la misión Gaia<sup>\*</sup>. Acá se presentan los resultados preliminares para la primera muestra correspondiente a cinco CA ubicados en el tercer y cuarto cuadrante de la VL.

#### 2. La muestra de CA. Determinación de parámetros

Los CA estudiados resultaron ser: NGC 2243, NGC 2439, Pi 12, Tr 13 y NGC 5168. Las denominaciones principales en diferentes catálogos y coordenadas, se presentan en la Tabla 1, como así también los diámetros angulares y las paralajes estelares medias.

Se construyeron DCM en base a datos fotométricos obtenidos del Data Release 3 (DR3) (Babusiaux et al., 2022) de la misión Gaia (Gaia Collaboration et al., 2016) seleccionando aquellos cuyos errores en magnitudes fueran inferiores a 0.022 mag en el filtro G (Gaia Collaboration et al., 2018). La selección de posibles miembros de cada CA se realizó a partir de los datos astrométricos, también provenientes del DR3, teniendo en cuenta el movimiento propio, la paralaje estelar y su error relativo de acuerdo al procedimiento indicado por Piccioni (2022). Para esto, primero se tomó como referencia el diámetro del CA indicado por Cantat-Gaudin et al. (2020) (Tabla 1), y luego, teniendo en cuenta las sobredensidades de movimientos propios, se seleccionaron sus posibles miembros. Finalmente, la muestra se refinó tomando solamente aquellas estrellas que presentaban un

<sup>\*</sup>https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/home

Parámetros astrofísicos de cúmulos abiertos galácticos

Tabla 1: Coordenadas, diámetros angulares y paralajes medias de los CA estudiados.

| Nombre   | l (°)   | $\stackrel{b}{(^{\circ})}$               | $lpha_{2000} \ ({ m h~m~s})$                         | $\delta_{2000} \ (^{\circ} \ ' \ '')$                         | Diámetro<br>(')                   | Paralaje $(\mu^{\prime\prime})$  |
|--|---|--|--|---|-----------------------------------|--|
| NGC 2243, Mel 46<br>NGC 2439, BH 6<br>Pi 12, BH 62<br>Tr 13, BH 94, Cr 219<br>NGC 5168, BH 147 | $\begin{array}{c} 239.47 \\ 246.45 \\ 268.65 \\ 285.53 \\ 307.74 \end{array}$ | -18.01<br>-4.47<br>3.21<br>-2.36<br>1.56 | $\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$ | -31 16 55<br>-31 41 38<br>-45 06 54<br>-60 08 31<br>-60 56 42 | $5.5 \\ 8.5 \\ 6.4 \\ 5.4 \\ 5.3$ | $\begin{array}{c} 0.211 \\ 0.232 \\ 0.431 \\ 0.189 \\ 0.208 \end{array}$ |

Los diámetros angulares corresponden a Cantat-Gaudin et al. (2020). Denominaciones en diferentes catálogos:

Melotte (1915) (Mel), Drever (1888) (NGC), Pišmiš (1959) (Pi),

van den Bergh & Hagen (1975) (BH), Collinder (1931) (Cr), Trumpler (1930) (Tr).

error en sus paralajes (positivas) menor al 20% (Luri et al., 2018).

Con cada conjunto de estrellas seleccionado, se construyeron los DCM  $(G_{BP} - G_{RP}, G)$  y se ajustaron visualmente diferentes isócronas teóricas para el sistema fotométrico de Gaia obtenidas del código PARSEC (Bressan et al., 2012) en su última versión (CMD  $3.7^{\star\star}$ ). Para esto, primero se tomó como referencia la metalicidad solar (Z = 0.015, equivalente a [Fe/H] = 0.0), que es el valor típico que se toma por simplicidad en los relevamientos de CA (ver, por ej., Netopil et al., 2016), y se varió la edad (Fig. 1). Logrado el mejor ajuste, se tomó esta edad como referencia y se procedió a realizar un nuevo ajuste para diferentes valores de metalicidad (Fig. 2). El ajuste de la isócrona de una determinada edad y metalicidad, realizado visualmente, permitió determinar con mejor precisión el resto de los parámetros: exceso de color  $E(G_{BP} - G_{RP})$  y módulo de distancia. Para la manipulación de los datos, como así también para la realización de los DCM se utilizó el programa Topcat (Tool for OPerations on Catalogues And Tables) (Taylor, 2017), un graficador interactivo y editor de tablas de datos.

#### 3. Resultados. Perspectivas futuras

En la Tabla 2 se presentan los resultados que se obtuvieron utilizando el DR3 de Gaia. Las incertezas indicadas en la edad y la metalicidad (representada con [Fe/H]) provienen de las diferencias en los valores de las isócronas que más se asemejaban a la del ajuste definitivo, en tanto para los dos parámetros restantes, los errores corresponden al mínimo valor que hubo que desplazar la isócrona seleccionada para apreciar un cambio. También se presentan las edades y metalicidades derivadas por Dias et al. (2021) a partir de los mismos datos, pero aplicando métodos automáticos. Se incluyen además los parámetros derivados por otros autores que realizaron estudios detallados de cada CA. Si bien puede apreciarse, que los resultados encontrados muestran un acuerdo razonable con estudios anteriores, en el caso de NGC 5168 se observa una gran dispersión en edades,  $(0.18-1.2) \times 10^9$  años. Vale destacar que, la enorme cantidad de datos existentes, hace que sean analizados



Figura 1: DCM  $(G_{BP} - G_{RP}, G)$  de NGC 2243, en el que se presentan ajustes de diferentes isócronas de metalicidad solar. El mejor ajuste se representa con una línea continua, en tanto que las isócronas asociadas a los errores se encuentran con líneas de trazos.

a partir de técnicas automáticas, dejando, a veces, de lado un verdadero análisis detallado.

Si bien se intentó presentar como avance de un nuevo proyecto, un DCM para un CA de la muestra, a partir de datos fotométricos (UBVI) de imágenes adquiridas con el telescopio de 1.54 m de la *"Estación Astrofísica de Bosque Alegre"* (EABA, OAC, UNC), las estrellas más débiles presentaron una gran dispersión en color, debido a los altos errores fotométricos involucrados. Sin embargo este estudio preliminar de CA realizado por estudiantes avanzados, les permitió aprender técnicas fotométricas y observacionales utilizando las facilidades de la EABA. Como trabajo futuro, se tiene previsto continuar con la obtención de datos de mejor calidad, con los que se puedan determinar características homogéneas de los CA y así comparar esos resultados con los logrados a partir de los datos DR3 de *Gaia*.

Agradecimientos: Agradecemos a la FaMAF por su ayuda económica y al OAC por la oportunidad de observar en la EA-BA. MB, FSR y MTR agradecen al COL por la exoneración en el pago de la inscripción a la Reunión. Un agradecimiento especial al *referee* por sus consejos y comentarios que nos permitieron

<sup>\*\*</sup>www.stev.oapd.inaf.it/cmd/

#### Baracchi et al.

| Nombre             | $\begin{array}{c} \text{Edad} \\ (\times 10^9 \text{años}) \end{array}$ | [Fe/H]             | Módulo de distancia | $E(G_{BP} - G_{RP})$ | Ref. |
|--------------------|---|--------------------|---------------------|----------------------|------|
| NGC 2243           | $4.5 \pm 0.8$   | $-0.34 \pm 0.15$   | $12.85 \pm 0.45$    | $0.05 \pm 0.07$      | 1    |
|                    | $3.4 \pm 0.3$   | $-0.48 \pm 0.15$   | -                   | _                    | 2    |
|                    | 4 + 1   | $-0.80 \pm 0.10$   | $12.8 \pm 0.2$      | -                    | 3    |
|                    | 4-5   | -0.47              | 13.05               | -                    | 4    |
|                    | _   | $-0.57 \pm 0.11$   | _                   | -                    | 5    |
| NGC 2439           | $0.02{\pm}0.01$   | $0.3 \pm 0.3$      | $14.5 \pm 0.5$      | $0.63 \pm 0.05$      | 1    |
|                    | $0.022 \pm 0.004$   | $-0.12 \pm 0.07$   | -                   | -                    | 2    |
|                    | 0.02  | -                  | 14.35               | -                    | 6    |
| Pismis 12          | $2.0 \pm 1.0$   | $0.0 \pm 0.1$      | $12.2 \pm 0.4$      | $0.65\pm0.15$        | 1    |
|                    | $1.2 \pm 0.4$   | $-0.146 \pm 0.088$ | -                   | -                    | 2    |
|                    | $2.51\pm0.05$   | $-0.3 \pm 0.3$     | $12.7 \pm 0.6$      | -                    | 7    |
| Trumpler 13        | $0.30\pm0.05$   | $-0.18 \pm 0.09$   | $14.5 \pm 0.5$      | $0.76 \pm 0.11$      | 1    |
| *                  | $0.40\pm0.04$   | $0.0 \pm 0.1$      | -                   | -                    | 2    |
|                    | $0.40\pm0.01$   | -                  | $13.5 \pm 0.2$      | -                    | 8    |
| $\mathrm{NGC5168}$ | $1.2 \pm 0.3$   | $-0.07 \pm 0.09$   | $13 \pm 0.6$        | $0.7\pm0.2$          | 1    |
|                    | $0.69\pm0.01$   | $0.1 \pm 0.1$      | -                   | -                    | 2    |
|                    | $1.12 \pm 0.05$   | -                  | $11.7\pm0.1$        | -                    | 9    |
|                    | $0.18 \pm 0.02$   | -                  | -                   | -                    | 10   |

|  | Tabla 2 | 2: Para | ámetros | astrofísicos | para la | muestra | de | CA. |
|--|---------|---------|---------|--------------|---------|---------|----|-----|
|--|---------|---------|---------|--------------|---------|---------|----|-----|

Referencias: (1) Este estudio. (2) Dias et al. (2021). (3) Bonifazi et al. (1990). (4) Bergbusch et al. (1991). (5) Kovalev et al. (2019). (6) White (1975). (7) Bisht et al. (2022).(8)Seleznev et al. (2010).

(9) Bukowiecki et al. (2011). (10) Kharchenko et al. (2013).



Figura 2: DCM  $(G_{BP} - G_{RP}, G)$  de NGC 2243, en el que se presentan ajustes de isócronas de diferentes metalicidades. Isócronas, ídem Fig. 1.

mejorar notablemente este trabajo.

#### Referencias

Babusiaux C., et al., 2022, arXiv e-prints, arXiv:2206.05989

Bergbusch P., Vandenberg D., Infante L., 1991, AJ, 101, 2102 Bisht D., et al., 2022, AJ, 164, 171 Bonifazi A., et al., 1990, MNRAS, 245, 15 Bressan A., et al., 2012, MNRAS, 427, 127 Bukowiecki L., et al., 2011, AcA, 61, 231 Cantat-Gaudin T., et al., 2020, A&A, 640, A1 Collinder P., 1931, Annals of the Observatory of Lund, 2, B1 Dias W.S., et al., 2021, MNRAS, 504, 356 Dreyer J.L.E., 1888, MmRAS, 49, 1 Gaia Collaboration, et al., 2016, A&A, 595, A1 Gaia Collaboration, et al., 2018, A&A, 616, A10 Kharchenko N.V., et al., 2013, A&A, 558, A53 Kovalev M., et al., 2019, A&A, 628, A54 Luri X., et al., 2018, A&A, 616, A9 Melotte P.J., 1915, MmRAS, 60, 175 Moraux E., 2016, EAS Publications Series, vol. 80-81, 73 Netopil M., et al., 2016, A&A, 585, A150 Piccioni R., 2022, ASP Conference Series, vol. 533, 247 Pišmiš P., 1959, Bol. Obs. Tonantzintla y Tacubaya, 2, 37 Seleznev A.F., et al., 2010, NewA, 15, 61 Taylor M., 2017, Informatics, 4 Trumpler R.J., 1930, Lick Observatory Bulletin, 420, 154 van den Bergh S., Hagen G.L., 1975, AJ, 80, 11

White S.D.M., 1975, ApJ, 197, 67

# El violento pasado de NGC 7727: En la búsqueda de sistemas estelares jóvenes

L.A. Sesto<sup>1,2</sup>, C.G. Escudero<sup>1,2</sup> & F.R. Faifer<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>2</sup> Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

Contacto / sesto@fcaglp.unlp.edu.ar

**Resumen** / El estudio de cúmulos globulares en remanentes de fusiones recientes de galaxias, ofrece una excelente oportunidad para estudiar no solo la formación de las galaxias progenitoras, sino también las interacciones y la formación de estrellas y sistemas estelares que ocurren durante dichos eventos en el Universo local. Un desarrollo muy interesante de los últimos años ha sido confirmar la existencia de poblaciones de cúmulos globulares jóvenes y de edades intermedias en fusiones de galaxias ricas en gas. Trabajos previos en la literatura indican que el objeto de estudio del presente trabajo, la galaxia NGC 7727, ha sufrido un importante evento de fusión hace aproximadamente  $1.3 \times 10^9$  años. Teniendo en cuenta este contexto, NGC 7727 conforma un excelente escenario para el estudio de poblaciones estelares jóvenes, producto de fusiones recientes ricas en gas.

**Abstract** / The study of globular clusters in remnants of recent galaxy mergers offers an excellent opportunity to study, not only the formation of parent galaxies, but also the interactions and the formation of stars and stellar systems that occur during galaxy interactions in the local Universe. Confirming the existence of populations of young and intermediate-aged globular clusters in gas-rich mergers of galaxies has been one of the most interesting developments in recent years. Previous works in the literature have indicated that the object of study of the following work, the galaxy NGC 7727, has undergone a major merger event approximately 1.3 Gyr ago. Taking this context into account, NGC 7727 forms an excellent scenario for the study of young stellar populations, resulting from recent gas-rich mergers.

Keywords / galaxies: elliptical and lenticular, cD — galaxies: individual (NGC,7727) — galaxies: star clusters: general

#### 1. Introducción

NGC 7727 ( $\alpha_{J2000} = 23^h 39^m 53.7^s, \delta_{J2000} = -12^\circ 17' 34'',$ Figura 1) es la galaxia más brillante de un pequeño grupo de tres galaxias catalogado como LGG 480 (Garcia, 1993), ubicadas a una distancia de  $\sim 25$  Mpc (Georgakakis et al., 2000). Esta galaxia muestra una interesante serie de características morfológicas, entre las que se destacan, una cola de marea prominente con una longitud provectada de 60 kpc, una segunda cola de marea más corta, un complejo sistema de cáscaras y arcos azulados, cúmulos estelares luminosos y dos núcleos brillantes (Schweizer et al., 2018). Según estos autores, el núcleo primario no parece mostrar ningún indicio de formación estelar reciente (edad de  $12.9 \pm 0.1 \times 10^9$  años). En contraste, el segundo núcleo es muy compacto y presenta una importante población más jóven  $(1.4 \pm 0.1 \times 10^9)$ años). Todas estas características estarían indicando que NGC 7727 es el remanente de una fusión de galaxias, donde el evento de fusión principal podría haber ocurrido hace aproximadamente  $1.3 \times 10^9$  años (Georgakakis et al., 2000).

Por otro lado, el sistema de cúmulos globulares (CGs) asociado a esta galaxia ha sido estudiado fotométricamente por Trancho et al. (2004, 2014), aunque utilizando instrumentos con modestos FoV, por lo que en los mencionados trabajos solo se cubre la región más interna de la galaxia.

Teniendo en cuenta este contexto, presentamos los primeros resultados del estudio fotométrico de la galaxia NGC 7727 y su sistema de CGs utilizando imágenes Gemini+GMOS, las cuales abarcan un área considerablemente mayor que las utilizadas en los trabajos previos.

#### 2. Datos observacioneles y fotometría

Para realizar el presente análisis utilizamos datos fotométricos pertenecientes a turnos propios de observación (programa GS-2022A-Q-133, PI: Sesto, L.), en los filtros g',r' e i' adquiridos con la cámara GMOS montada en el telescopio Gemini Sur. El conjunto de datos está formado por un campo principal centrado en la galaxia, un campo de comparación y un campo de estrellas estándar, todos ellos con un FoV de  $5.5 \times 5.5$ minutos de arco.

Se llevaron a cabo los procedimientos de detección de fuentes y modelado del halo de NGC 7727 utilizando el algoritmo de búsqueda y clasificación del software SEXTRACTOR (Bertin & Arnouts, 1996). Se realizó fotometría de ajuste de PSF empleando rutinas del paquete DAOPHOT de IRAF (Stetson, 1987). Finalmente, se llevó a cabo la calibración al sistema estándar.



Figura 1: Imagen en falso color de la galaxia NGC 7727, compuesta por filtros g', r', i' y H $\alpha$  de Gemini sur. El Norte se encuentra hacia arriba y el Este a la izquierda. Créditos: Ivanhoe Girls Grammar School Astronomy Club (Melbourne, Australia), Samuel Carbone (Trinity College, Perth, Australia), Travis Rector (University of Alaska Anchorage, USA), and the Australian Astronomical Observatory (AAO).

#### 3. Selección de candidatos a CGs

A la distancia de NGC 7727, se espera que los CGs (con radios efectivos de  $\sim 2-3$  pc) se presenten como fuentes no resueltas en las imágenes de GMOS. Por tal motivo, como primer paso se seleccionaron únicamente aquellos objetos considerados puntuales según el índice de estelaridad de SEXTRAXTOR (> 0.5). Como paso siguiente se consideraron aquellos objetos más brillantes que magnitud 24.5 en el filtro g', lo que nos garantiza una muestra con bajos errores fotométricos  $(\epsilon_{(g'-i')} < 0.07 \text{ mag})$  y un nivel de completitud superior al 90 %. Observamos que en aquellos objetos con magnitudes más débiles se produce un rápido aumento en los errores de los colores, lo dificultaría detectar posibles estructuras en la distribución de color integrado de los CGs. Finalmente, se adoptaron los siguientes rangos de colores:  $0.3 < (g' - r') < 0.95; \ 0.4 < (g' - i') < 1.4$  y 0 < (r' - i') < 0.6, lo que nos proporciona un total de 97 candidatos a CGs. Estos valores nos aseguran una muestra lo más limpia posible, pero que a su vez incluye la mayor parte de los posibles CGs "clásicos" (por ejemplo, Sesto et al. 2016 y citas allí mencionadas).

La Figura 2 muestra el diagrama color-magnitud para todas las fuentes detectadas por SEXTRACTOR (puntos grises) y para los candidatos a CGs (puntos rojos).

#### 4. Resultados

En la Figura 3 se presenta la distribución de color integrado de los candidatos a CGs más brillantes que



Figura 2: En este diagrama color-magnitud se muestran los candidatos a CGs (puntos rojos), superpuestos sobre el resto de la muestra (puntos grises). Las barras verdes ubicadas a la izquierda indican los errores fotométricos en (g' - i').

 $g' = 24.5 \,\mathrm{mag}$ . Cabe destacar que se realizó la corrección por contaminación de galaxias de fondo y estrellas de campo, la cual se estimó a partir del campo de comparación mencionado en la Sección 2. La misma fue suavizada utilizando un kernel gaussiano con un ancho de banda similar a los errores fotométricos. A primera vista, los candidatos a CGs en NGC 7727 muestran evidencias de bimodalidad, donde se puede apreciar una distribución con dos picos principales en  $(g' - i') \sim 0.80 \,\mathrm{mag}$  y en  $(g' - i') \sim 1.07 \,\mathrm{mag}$ . Con el fin de analizar este comportamiento se utilizó el algoritmo Gaussian Mixture Model (GMM, Muratov & Gnedin 2010) sobre la distribución de color. Este código cuantifica si una distribución multimodal proporciona un mejor ajuste que una unimodal, modelando la muestra mediante *qaussianas* y realizando tres test estadísticos diferentes. En este caso se observó que los parámetros obtenidos por GMM serían indicativos de bimodalidad, arrojando los siguientes valores para cada subpoblación:  $\mu_{blue} = 0.74 \pm 0.02, \sigma_{blue} = 0.12 \pm 0.02$  y  $\mu_{red} = 1.08 \pm 0.04, \sigma_{red} = 0.12 \pm 0.02$ . Estos resultados están de acuerdo con los valores típicos del pico "azul" y "rojo" que presentan la mayoría de los sistemas de CGs asociados a galaxias de tipo temprano (ver por ejemplo Faifer et al. 2011).

En este primer análisis no se observa la presencia de una subpoblación de CGs con colores intermedios, como es en el caso de otras galaxias con procesos de fusiones recientes, como por ejemplo NGC 1316 (Sesto et al., 2016) y NGC 4382 (Escudero et al., 2022), aun-



Figura 3: Distribución de color  $(g' - i')_0$  para los candidatos a CGs más brillantes que g' = 24.5 mag, suavizada adoptando un *kernel gaussiano*. Las líneas verticales indican los dos picos principales mencionados en el texto.



Figura 4: Distribución espacial de los candiatos a CGs con colores entre 0.0 y 0.3 mag en (g' - i') más brillantes que g' = 24.5 mag (círculos celestes), superpuestos sobre la imagen del filtro g' con el halo de la galaxia restado. El Norte se encuentra hacia arriba y el Este a la izquierda.

que se requiere de un análisis más riguroso para poder confirmarlo.

Por otra parte, se debe prestar especial atención a aquellos objetos más brillantes que g' = 24.5 mag y co-lores entre 0.0 y 0.3 mag en (g' - i'). La distribución espacial proyectada de estos objetos azules y puntuales indica que los mismos estarían ubicados sobre las colas de marea de NGC 7727 (ver Figura 4), lo que podría estar indicando que se trata de objetos jóvenes formados en el último evento de fusión.

#### 5. Resumen y conclusiones

En este trabajo presentamos resultados parciales del estudio fotométrico del sistema de CGs asociado a la galaxia elíptica NGC 7727. Para tal fin se realizó una fotometría de ajuste de PSF sobre todas las fuentes detectadas en el campo, se llevó a cabo la calibración al sistema estándar y se realizaron experimentos de completitud. Se seleccionaron los candidatos a CGs y utilizando el campo de comparación se obtuvieron estimaciones de la contaminación.

Como resultados parciales podemos mencionar que la muestra de candidatos a CGs en NGC 7727 muestra evidencias de bimodalidad, con dos picos principales en (g'-i') = 0.74 y 1.08 mag, los cuales estarían de acuerdo con los típicos picos "azul" y "rojo" que presentan la mayoría de los sistemas de CGs asociados a galaxias de tipo temprano. Por otro lado podemos mencionar la presencia de objetos extremadamente azules con (g'-i')entre 0.0 y 0.3 mag, los cuales parecen ubicarse sobre las colas de marea de NGC 7727. Un estudio más riguroso de los mismos podría dar pistas sobre si se trata de objetos jóvenes, formados durante los últimos eventos de fusión sufridos por esta galaxia.

#### 6. Trabajo a futuro

Nuestros principales objetivos a futuro son caracterizar la presencia de diferentes poblaciones de cúmulos estelares con características distintivas en términos de colores y distribución espacial. De esta forma, buscamos obtener un escenario más completo de la historia evolutiva de esta galaxia y así contribuir a la comprensión del proceso de ensamblaje de galaxias masivas de tipo temprano en el Universo local.

Agradecimientos: Este trabajo fue realizado gracias al aporte del Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, y de la Universidad Nacional de La Plata (Argentina). Los datos utilizados en este trabajo han sido obtenidos a través del Observatorio Gemini, el cual es operado por la Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., bajo un acuerdo cooperativo con la NSF en representacion de los socios de Gemini: the National Science Foundation (Estados Unidos), the National Research Council(Canada), CONICYT (Chile), Ministerio de Ciencia, Tecnología e Innovación (Argentina), and Ministério da Ciência, Tecnologia e Inovação (Brasil).

#### Referencias

- Bertin E., Arnouts S., 1996, A&AS, 117, 393
- Escudero C.G., et al., 2022, MNRAS, 511, 393
- Faifer F.R., et al., 2011, MNRAS, 416, 155
- Garcia A.M., 1993, A&AS, 100, 47
- Georgakakis A., Forbes D.A., Norris R.P., 2000, MNRAS, 318, 124
- Muratov A.L., Gnedin O.Y., 2010, ApJ, 718, 1266
- Schweizer F., et al., 2018, ApJ, 853, 54
- Sesto L.A., Faifer F.R., Forte J.C., 2016, MNRAS, 461, 4260 Stetson P.B., 1987, PASP, 99, 191
- Trancho G., et al., 2004, H.J.G.L.M. Lamers, L.J. Smith, A. Nota (Eds.), The Formation and Evolution of Massive Young Star Clusters, Astronomical Society of the Pacific Conference Series, vol. 322, 219
- Trancho G., et al., 2014, ApJ, 790, 122

# Generating a unified catalogue of open clusters and their most probable members

M.S. Pera<sup>1,3</sup>, G.I. Perren<sup>2,3</sup>, H.D. Navone<sup>1,3</sup> & R.A. Vázquez<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Física de Rosario, CONICET-UNR, Argentina

<sup>2</sup> Instituto de Física de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

<sup>3</sup> Facultad de Ciencias Exactas, Ingeniería y Agrimensura, UNR, Argentina

Contact / msolpera@gmail.com

**Resumen** / En este trabajo presentamos la mayor base de datos de cúmulos abiertos catalogada hasta la fecha. Para obtenerla combinamos casi una docena de bases de datos existentes de cúmulos abiertos para generar una lista cruzada de más de 5000 objetos únicos, distribuidos por toda la Galaxia. Además, procesamos alrededor de 2000 de estos cúmulos con un nuevo código de algoritmo de pertenencia; diseñado para la asignación no supervisada de probabilidades de membresía. Utilizamos datos de Gaia DR3 hasta una magnitud de G=19, lo que resulta en un catálogo inicial de más de 400.000 miembros para los 2000 cúmulos procesados. Así, cuando se analicen todos los cúmulos, proyectamos un catálogo final de aproximadamente 1.000.000 de miembros.

**Abstract** / In this work we present the largest database of open clusters catalogued to date. To obtain it we combine almost a dozen existing databases of open clusters to generate a cross-matched list of more than 5000 unique objects, scattered throughout the Galaxy. In addition, we process around 2000 of these clusters with a new membership algorithm code; designed for the unsupervised assignment of membership probabilities. We use Gaia DR3 data up to a magnitude of G=19, resulting in an initial catalogue of more than 400.000 members for the 2000 processed clusters. We thus project a final catalogue of approximately 1.000.000 cluster members when all the clusters are analyzed.

Keywords / methods: statistical — galaxies: star clusters: general — open clusters and associations: general — techniques: photometric — proper motions

#### 1. Introduction

Galactic open clusters (OCs), located mostly in the disk of the Milky Way, are of great importance for the study of the chemical evolution, structure and dynamics of the Galaxy. In recent years recognized databases (WEBDA Mermilliod 1988, MWSC Kharchenko et al. 2012, OPENCLUST Dias et al. 2002) have served as rough estimates of the total number of clusters spread throughout our Galaxy. However, the unprecedented amount of high-precision data for parallaxes, proper motions, and photometry provided by the GAIA missions (Gaia Collaboration et al., 2016, 2018, 2021, 2022) offers us the opportunity to classify and discover thousands of new clusters, along with their most probable members and fundamental parameters. Several papers have been published recently, where more and more authors are discovering or presenting possible new OC candidates. These papers have overlapped information that results in an unclear estimate of the total number of OCs distributed throughout the Galaxy.

In this work we combine nearly a dozen existing OC databases to generate a cross-list of more than 5000 unique objects scattered throughout the Galaxy. In addition, we perform a preliminary processing of about 2000 of these clusters with a new membership algorithm code; designed for unsupervised assignment of membership probabilities.

We use Gaia DR3 data up to a magnitude of G=19, resulting in an initial catalogue of more than 400.000 members for the 2000 processed clusters. We thus project a final catalogue of approximately 1.000.000 cluster members when all the clusters are analyzed.

#### 2. Databases and algorithm

We combine the three well known databases WEBDA, MWSC and OPENCLUST (Dias et al., 2002) with eight recent articles where thousands of clusters were either discovered or analyzed: Bica et al. (2019), Liu & Pang (2019), Castro-Ginard et al. (2020), Cantat-Gaudin et al. (2020), Dias et al. (2021), Hao et al. (2022), Castro-Ginard et al. (2022), and He et al. (2022).

In Fig 1 we show the positions of the clusters in our full cross-matched database. The membership algorithm employed is an enhanced version of our previous algorithm pyPUMASK (Pera et al., 2021) called fastMP (currently in development), which is simpler and hundreds of times faster than pyUPMASK. This new algorithm makes use of the core methods of pyUPMASK but introduces modifications to allow a supervised classification (in contrast with the fully unsupervised classification performed by pyUPMASK). This characteristic allows fastMP to correctly isolate clusters that are very weak, sparse, contaminated by A unified catalogue of open clusters



Figure 1: Galactic coordinates of the more than 5000 cross-matched clusters in our database. Colors correspond to their vertical distance over the Galactic plane (if available), as shown in the legend boxes to the right.

field stars, and/or sharing a frame with one or more open clusters.

In Fig 2 we show the positions of these ~5000 crossmatched clusters in our database in a face-on view of the Galaxy using a galactocentric system of reference. The spiral arms shown are those presented in Momany et al. (2006). Clusters are colored according to the coordinate  $Z_{GC}$ ; with the colorbar shown on top of the plot. The distribution of the catalogued clusters so far can be seen to extend almost uniformly around the Sun in the top plot, and mostly confined within  $-1 < Z_{GC} < 1$  kpc in vertical height. This vertical distribution is expected for open clusters, which are mostly located close to the Galactic disk.

#### 3. Preliminary results

In this preliminary analysis we processed the 2017 clusters in the Cantat-Gaudin et al. (2020) article (CG2020), which allows us to compare our results against those from a trustworthy set of cluster members. CG2020 only used stars up to G = 18 mag, but we extended this selection to G = 19 mag. This extra magnitude increases the sample of stars by 25% giving us a much more complete cluster sequence. These low brightness stars are also the most difficult to detect since they have the largest associated uncertainties in photometry, proper motions, and parallax.

In Fig 3 we show the distribution of stars identified as members with probability larger than 70% in both the CG2020 article and this work. Our sample contains



Figure 2: Galactocentric plot for our set of ~5000 catalogued clusters. The spiral arms of Momany et al. (2006) are shown. The Sun is plotted as a yellow circle, while the center of the Galaxy is shown with a black x. The colorbar on the top follows the vertical distance  $Z_{GC}$ .



Figure 3: Number of high probability members found vs G magnitude in our analysis compared to CG2020.

almost twice the number of members in this large probability subset compared to CG2020, half of them located in the G = [18, 19] mag range. We are able to recover over 80% of the stars identified as members by CG2020 in this subset, which is a very acceptable overlap.

For a few of the clusters processed by CG2020 our algorithm detects no objects with large probabilities, pointing to a probable incorrect classification of a handful of field stars as open clusters in the literature. This is bound to happen for a percentage of the new open cluster candidates that are presented in the literature, as they are mostly detected using automated searches via a density-based clustering method like DBSCAN (Ester et al., 1996). Many of these overdensities will most likely end up being simple random associations of field stars once their CMDs and vector-point diagrams are studied in depth.

We are also able to identify members for clusters where CG2020 either failed or recovered very few stars. An example of such a result is shown in Fig.4. This figure shows the recently discovered COIN-Gaia 37, for which we find almost 130 members with P > 0.7 while CG2020 only found 3. These type of results provide a much more clear CMD sequence while at the same time increasing the probability that the detected overdensity is a true physical object and not just a collection of non-related stars.

#### 4. Conclusions

We have presented our preliminary results for a unified catalogue of open clusters in the Galaxy. The catalogue contains so far  $\sim$ 5000 open clusters of which we analyzed a subset of  $\sim$ 2000. Using a new membership probability assigning algorithm called fastMP (an enhancement of our previous method pyUPMASK) we were able to both recover the large majority of the catalogued members for



Figure 4: CMD for the COIN-Gaia 37 open cluster. The green circles are the most probable members detected using out fastMP algorithm. The blue circles are the most likely members according to CG20.

this clusters in CG20, and also detect many more in the magnitude range [18, 19]. In this year alone, numerous articles have introduced an abundance of open cluster candidates, which indicates that the upcoming versions of our database will feature a substantial increase in the number of catalogued clusters.

This work will be extended in a future article for the largest possible set of cross-matched clusters available at the time.

#### References

- Bica E., et al., 2019, AJ, 157, 12
- Cantat-Gaudin T., et al., 2020, A&A, 640, A1
- Castro-Ginard A., et al., 2020, A&A, 635, A45
- Castro-Ginard A., et al., 2022, A&A, 661, A118
- Dias W.S., et al., 2002, A&A, 389, 871
- Dias W.S., et al., 2021, MNRAS, 504, 356
- Ester M., et al., 1996, Proceedings of the Second International Conference on Knowledge Discovery and Data Mining, 226–231, KDD'96, AAAI Press
- Gaia Collaboration, et al., 2016, A&A, 595, A1
- Gaia Collaboration, et al., 2018, A&A, 616, A1
- Gaia Collaboration, et al., 2021, A&A, 649, A1
- Gaia Collaboration, et al., 2022, arXiv e-prints, arXiv:2206.05681
- Hao C.J., et al., 2022, A&A, 660, A4
- He Z., et al., 2022, ApJS, 260, 8
- Kharchenko N.V., et al., 2012, A&A, 543, A156
- Liu L., Pang X., 2019, ApJS, 245, 32
- Mermilliod J.C., 1988, Bulletin d'Information du Centre de Donnees Stellaires, 35, 77
- Momany Y., et al., 2006, A&A, 451, 515
- Pera M.S., et al., 2021, A&A, 650, A109

## Impacto de las estrellas de alta masa en el medio interestelar

S. Cichowolski<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina

<sup>2</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

Contacto / scicho@iafe.uba.ar

**Resumen** / El medio interestelar (MIE) está compuesto por distintas componentes gaseosas, caracterizadas por diferentes temperaturas, densidades y grados de ionización. A su vez el gas está bien mezclado con el polvo interestelar, el cual constituye una componente fundamental del MIE. A través de fotones estelares, rayos cósmicos y radiación de alta energía, el gas y el polvo que componen el MIE elevan su temperatura que al enfriarse, a través de una variedad de procesos físicos, emiten radiación en distintas bandas del espectro electromagnético. Por lo tanto, el estudio del MIE en distintas longitudes de onda es muy importante para analizar todas sus componentes. Las estrellas de alta masa, correspondientes a tipos espectrales más tempranos a B3, aún siendo pocas en número producen cambios irreversibles en todas las fases que componen el MIE galáctico. Estas estrellas se caracterizan por su radiación altamente energética, sus fuertes vientos y por terminar sus vidas con una explosión debido al colapso de sus núcleos, lo que las hace determinantes en la evolución química y dinámica de la galaxia. En este trabajo haré un recorrido sobre las diversas estructuras que se generan en el MIE como consecuencia de la acción de las estrellas de alta masa y sobre cómo esta interacción puede generar efectos tales como la formación de nuevas estrellas o el traspaso de gas del plano químicamente enriquecido al halo galáctico.

**Abstract** / The interstellar medium (ISM) is composed of different gaseous components, characterized by different temperatures, densities and degrees of ionization. In turn, the gas is well mixed with the interstellar dust, which is a fundamental component of the ISM. Through stellar photons, cosmic rays, and high-energy radiation, the gas and dust rise in temperature and as they cool, through a variety of physical processes, they emit radiation in different bands of the electromagnetic spectrum. Therefore, the study of the ISM at different wavelengths is very important to analyze all its components. Massive stars, corresponding to spectral types earlier than B3, although few in number, produce irreversible changes in all the phases of the ISM. These stars are characterized by their highly energetic radiation, their strong winds and by ending their lives with an explosion due to the collapse of their cores, being decisive in the chemical and dynamic evolution of the Galaxy.

In this work, I will review the various structures that are generated in the ISM as a consequence of the action of massive stars and how this interaction can generate consequences such as the formation of new stars or the transfer of gas chemically enriched from the plane to the Galactic halo.

Keywords / HII regions — ISM: bubbles — ISM: structure — stars: massive

#### 1. El medio interestelar

El medio interestelar (MIE), compuesto por gas  $(\approx 99\,\%)$ y polvo $(\approx 1\,\%),$ juega un rol central en la evolución de la galaxia. La componente gaseosa consiste principalmente en H ( $\approx 70\%$ ) y He ( $\approx 27\%$ ), los cuales pueden estar en estado neutro (atómico o molecular) o ionizado. El MIE es altamente inhomogéneo y está compuesto por distintas fases que tienen distintas densidades y temperaturas. Están por ejemplo las nubes moleculares, que son las zonas más densas  $(10^2 - 10^6)$  $cm^3$ ) y frías (10 – 20 K), donde se forman las estrellas y, en el otro extremo, está la fase del medio caliente ionizado (el HIM, hot ionized medium, también conocido como gas coronal), con temperaturas tan elevadas como  $10^6$  K y densidades muy bajas, del orden  $4-6 \times 10^{-3}$  cm<sup>-3</sup>. Al tener tan distintas características físicas, cada fase emite en distintas bandas del espectro electromagnético, desde las líneas moleculares que se detectan en longitudes de onda del milimétrico y submilimétrico, hasta los rayos X, pasando por toda la banda centimétrica de radio.

Por otro lado, el polvo consiste en pequeñas partículas sólidas compuestas por distintos elementos (e.g. C, Si, O, Mg, Fe) y su presencia en el MIE es fundamental ya que, por ejemplo, en su superficie tiene lugar la formación de muchas moléculas, en particular la de H<sub>2</sub>, la más abundante en el MIE. Además protege a las nubes moleculares de la radiación UV. Al absorber fotones energéticos, el polvo eleva su temperatura, mientras que al enfriarse emite radiación en longitudes de onda del infrarrojo (IR). Por este motivo, para estudiar la composición y distribución del polvo se utilizan las distintas bandas del IR.

# 2. Impacto de las estrellas de alta masa sobre el MIE

Las estrellas de gran masa, definidas como aquellas con masas superiores a 8  $M_{\odot}$  en la secuencia principal de edad cero (ZAMS), correspondientes a tipos espectra-

les más tempranos que B3, aún siendo pocas en número producen cambios irreversibles en el MIE galáctico. Las mismas contribuyen de manera significativa a modificar y dispersar el gas molecular de su entorno a través de su radiación ultravioleta extrema (EUV), fuertes vientos, flujos salientes y, eventualmente, explosiones de supernova (SN).

Los fotones altamente energéticos de la estrella ionizan el gas, generando una región de gas ionizado (RHII). Considerando que el MIE es homogéneo, se puede estimar el radio para el cual el gas llega a un equilibrio de ionización, conocido como radio de Ströngreen. Este radio depende de la densidad del MIE donde se localiza la estrella y del número de fotones capaces de ionizar, o sea que depende del tipo espectral y estado evolutivo de la estrella. Dado que la región de gas ionizado tiene una temperatura/presión mucho mayor que el gas neutro, la región se expande hasta llegar a un equilibrio de presiones. A su vez, la estrella emite fotones que pueden disociar el gas molecular, generando una zona fotodisociada (photo-dissociatad region, PDR) bordeando la zona de gas ionizado. Para cuantificar la diferencia entre el impacto que pueden tener las estrellas tempranas con respecto a las de baja masa, podemos decir que una sola estrella O7 puede ionizar un volumen igual al que ionizarían unas 2000 B3 o unos 5 millones de A0.

A su vez, estas estrellas poseen fuertes vientos, o sea, pierden masa a una tasa elevada. Los parámetros del viento (tasa de pérdida de masa y velocidad terminal) dependen del tipo espectral de la estrella y de su estadio evolutivo. Estos vientos generan ondas de choque en el MIE y como consecuencia se forman estructuras conocidas como burbujas interestelares (BI). Esto se debe a que el viento barre el gas que está a su alrededor, generando una zona de muy baja densidad y alta temperatura, bordeada por una cáscara densa de gas barrido que se expande.

Una consecuencia importante de la interacción entre las estrellas de alta masa y el MIE es la formación estelar inducida debida a la acción de los choques expansivos que modifican el gas circundante. Esto puede favorecer la formación de glóbulos cometarios en grumos moleculares preexistentes, mecanismo conocido como RDI por radiative driven implosion (Lefloch & Lazareff, 1994), o generar una cáscara de material barrido que al expandirse se inestabiliza y fragmenta, modelo conocido como CC por collect and colapse (Elmegreen & Lada, 1977). Ambos procesos pueden actuar simultáneamente e inducir la formación de una nueva generación de estrellas. Debe tenerse en cuenta, sin embargo, que el modelo CC considera la evolución del frente de ionización en un entorno de densidad uniforme, lo que no suele pasar en la mayoría de las regiones. Un escenario alternativo es el propuesto por Walch et al. (2015), que considera la acción de las estrellas sobre una nube molecular fractal y, mediante simulaciones numéricas, muestra que en este caso puede actuar sobre el MIE un mecanismo híbrido que combina elementos de CC y RDI, el cual podría generar estructuras como las que se observan en los alrededores de estas estrellas.

En síntesis, las estrellas de alta masa generan diversas estructuras en su entorno, cuya morfología y propie-



Figura 1: Emisión del continuo de radio a 1420 MHz en los alrededores de la estrella WR 130 (indicada con un asterisco). El contorno corresponde a un nivel de 9.5 K (imagen de Cichowolski et al., 2015).

dades físicas dependen fuertemente de las propiedades de las mismas (tipo espectral, estado evolutivo, multiplicidad, velocidad peculiar) y de la zona de la galaxia en que se encuentran. El estudio observacional de estas estructuras es muy importante ya que las mismas:

- Permiten estudiar las distintas componentes del MIE.
- Es en este MIE perturbado donde tienen lugar las explosiones de SN.
- Generan cáscaras de muy alta densidad donde puede tener lugar la formación de nuevas estrellas.
- Pueden contribuir al enriquecimiento químico de la galaxia cuando son formadas por la acción conjunta de numerosas estrellas.
- Aportan información sobre las estrellas asociadas y pueden contribuir a:
  - conocer el posible camino evolutivo de la/las estrella/s
  - la detección de estrellas aún no catalogadas.

#### 2.1. Algunas regiones estudiadas

Observacionalmente, numerosas RHII y BI han sido estudiadas en detalle, a través del análisis de todas sus componentes: el gas ionizado, el gas neutro atómico y molecular, y el polvo, utilizando datos de distintas bandas del espectro electromagnético.

Al momento de comparar los resultados obtenidos a partir de las observaciones con los modelos teóricos es importante tener en cuenta varios factores que intervienen en la morfología y dinámica de la estructura, como ser la no homogeneidad del MIE, que en la región puede haber más de una estrella de alta masa (ya que las mismas no suelen encontrarse aisladas) y que estas pueden tener un movimiento propio elevado.

Un ejemplo de una región analizada a través de un estudio multifrecuencia es la relacionada con la estrella WR 130 (Cichowolski et al., 2001, 2015). Como se



Figura 2: Escala de grises: Distribución de la emisión del HI promediado en el rango de velocidades entre -10.3 y 1.2 km/s. Los contornos corresponden a la emisión en el continuo de radio a 1420 MHz. La posición de la WR130 se indica con una estrella (imagen de Cichowolski et al., 2001).

puede ver en la Fig. 1, la región de gas ionizado por esta estrella presenta una estructura en forma de anillo, respecto de la cual la WR 130 no se encuentra en el centro sino proyectada sobre uno de sus bordes. Por otro lado, la acción de los vientos de la WR 130 sobre el gas que la circunda se evidencia en la distribución del HI que se muestra en la Fig. 2. En esta imagen puede verse un mínimo en la emisión del HI bordeado por una cáscara de mayor emisión. Como muestran los contornos superpuestos a esta emisión, la región de gas ionizado muestra un buen acuerdo morfológico con la estructura de HI. En este caso, la posición excéntrica de la estrella puede explicarse considerando efectos de proyección o una pequeña velocidad espacial para la WR 130, inferior a 40 km/s. Es importante mencionar que en la zona no hay catalogada ninguna otra estrella capaz de ionizar el gas de su entorno y que, a partir de un estudio energético, se pudo concluir que la WR 130 sola puede haber generado las estructuras que se observan Cichowolski et al. (2001). El análisis de esta región incluyó también el estudio sobre la distribución del polvo y del gas molecular, a través del análisis de la emisión en el infrarrojo y de la línea J:1-0 del CO Cichowolski et al. (2015). Como se muestra en la Fig. 3, la región de gas ionizado está bordeada por una zona fotodisociada, detectada a través de la emisión a 12  $\mu$ m. A su vez, en la figura se observa la presencia de varias nubes moleculares, que presentan buena correlación morfológica con la PDR. Un resultado interesante de este trabajo fue que, a partir del análisis de todas las componentes y en particular usando datos del lejano IR, se pudo inferir que la WR 130 no pasó por la fase de variable azul luminosa (LBV) antes de llegar a la fase de Wolf-Rayet, ya que no se detectan evidencias de episodios de eyección de masa (ver Figs. 4 y 5 de Cichowolski et al., 2015). Este es un ejemplo claro de que el estudio de estas regiones permite también inferir características de la estrella generatriz.

Recientemente, Cárdenas et al. (2022b) analizaron



Figura 3: Imagen de la región a 12  $\mu$ m. Los contornos corresponden a la emisión del CO presente en la zona, promediado entre –11 y 3 km/s y corresponden a 0.3, 0.6 y 0.9 K (imagen de Cichowolski et al., 2015).

la región HII G331.03-00.15, haciendo particular énfasis en el origen de la misma. Una particularidad de esta región es que está muy lejos, a una distancia de 7.4 kpc, lo cual implica que las estrellas responsables no son detectables en el rango óptico del espectro. La única estrella catalogada en la zona es la WR1051-67L, que fue descubierta por Shara et al. (2012) usando espectros en el infrarrojo, y posicionada a una distancia de 6.61 kpc con una incerteza del 25 %. En la Fig. 4 se puede ver que la región tiene una morfología circular, y que la emisión de la PDR (en verde) bordea muy bien la emisión del gas tibio (en rojo), pero llama la atención la posición de la estrella WR1051-67L, ya que se encuentra proyectada fuera de la burbuja.



Figura 4: Imagen compuesta de tres colores de la región HII G331.03-00.15, donde los colores rojo, verde y azul representan las emisiones observadas a 24, 8 y 4,5  $\mu$ m, respectivamente. La estrella celeste indica la ubicación de la estrella WR 1051-67L (imagen de Cárdenas et al., 2022b).

A partir de un análisis energético se pudo concluir que la estrella WR sola no provee los fotones suficientes para mantener la región ionizada y, por ende, debe haber más estrellas tempranas en la zona. Un análisis fotométrico de las fuentes presentes en el catálogo VVV (VISTA Variables in the Vía Láctea, Minniti et al., 2017) permitió identificar 14 fuentes candidatas a ser estrellas relacionadas con G331.03-00.15. A partir del análisis de espectros en el IR obtenidos con el telescopio GEMINI se pudo identificar la presencia de una estrella O7 V localizada en la región. Este es un caso en el que el estudio de estas regiones permitió identificar una nueva estrella O. Esto es sobre todo importante en las regiones lejanas, donde los catálogos están más incompletos.

Existen numerosos trabajos en los que se analizan las estructuras generadas por estrellas de alta masa (e.g. Cappa et al., 2016; Cichowolski et al., 2009, 2018; Cárdenas et al., 2022a; Kabanovic et al., 2022; Duronea et al., 2021; Luisi et al., 2021). La variedad es enorme, cada región presenta características diferentes. Hay también muchos estudios sobre estructuras tipo arco de choque (bow-shock), generadas por estrellas de alta masa con una elevada velocidad espacial (estrellas fugitivas, runaway stars) (e.g. Cichowolski et al., 2008; Peri et al., 2012, 2015; Cichowolski et al., 2020). En la mayoría de estos trabajos se analiza una o pocas regiones, pero también hay trabajos en los que se analiza un gran número de estructuras para poder realizar un análisis estadístico de las propiedades de las mismas. Un ejemplo es el trabajo de Deharveng et al. (2010), en el cual analizan 102 burbujas IR previamente catalogadas por Churchwell et al. (2006). Una burbuja IR se caracteriza por presentar emisión del polvo tibio a 22–24  $\mu$ m rodeada por emisión de la PDR, a 8–12  $\mu$ m. En la Fig. 5 se muestran tres de estas burbujas, la N4, N14 y N36. Puede observarse que la emisión indicada en rojo en el panel superior, que corresponde a la emisión del polvo tibio (24  $\mu$ m), tiene un buen acuerdo morfológico con la emisión del continuo de radio a 20 cm que se muestra en el panel inferior y que mapea la emisión del gas ionizado, indicando que el polvo tibio y el gas ionizado están bien mezclados. A su vez, se puede ver que la emisión de la PDR (en turquesa en ambos paneles) bordea bien ambas emisiones, indicando que las regiones están bordeadas por gas molecular cuya superficie interna ha sido ya disociada por los fotones energéticos de las estrellas. Deharveng et al. (2010) clasifican las regiones de acuerdo a su morfología en: casi completas, elongadas, abiertas y bipolares.

En la Fig.6 se muestra la nebulosa bipolar G319.88+00.79, compuesta por las burbujas infrarrojas S97 y S98, estudiada por Deharveng et al. (2015). Las regiones bipolares tienen la particularidad de que las estrellas excitatrices se encuentran en una zona donde la densidad del medio no sólo no es homogénea sino que presenta un gradiente de densidad muy grande. De este modo, el frente de ionización avanza mucho más rápido hacia donde la densidad es menor, generando una estructura bipolar. En el panel inferior de la Fig.6 este gradiente es evidente en la distribución del polvo frío, que emite a 250  $\mu$ m, y que mapea la zona donde está el gas molecular. Se puede observar que esta emisión divide a la región bipolar en sus dos lóbulos o burbujas.

A partir del análisis multifrecuencia de las 102 bur-

bujas, Deharveng et al. (2010) encontraron que:

- El 86 % de las burbujas contiene gas ionizado, detectado a través de la emisión en el continuo de radio a 21 cm. Esto indica que la mayoría de las burbujas observadas a 8  $\mu$ m encierran regiones HII ionizadas por estrellas O-B2.
- El 98% de las regiones presenta emisión a 24  $\mu$ m en su zona central. O sea que las regiones HII parecen estar desprovistas de PAH (*polycyclic aromatic hydrocarbons*) pero contienen polvo tibio.
- De las 65 regiones para las que la resolución angular de las observaciones es lo suficientemente alta como para resolver la distribución espacial del polvo frío a 870  $\mu$ m, encuentran que el 40% está rodeado de polvo frío (candidatas a CC) y el 28% contiene condensaciones (candidatas a RDI).
- Trece burbujas exhiben regiones HII ultracompactas asociadas a las condensaciones de polvo frío y otras cinco muestran máseres de metanol en condensaciones similares.

Por limitaciones de espacio en este trabajo solo se menciona el trabajo de Deharveng et al. (2010), pero es uno de varios trabajos en los que se estudian numerosas estructuras. Para más información sobre propiedades estadísticas de las estructuras están, por ejemplo, los trabajos de Urquhart et al. (2008) y de Thompson et al. (2012). Estos trabajos se enfocan también en el análisis del impacto que puede tener la evolución de las estructuras, ya sean regiones HII o burbujas infrarrojas, en la formación de nuevas estrellas.

#### 2.2. Formación estelar inducida

El impacto que pueden generar las estrellas de alta masa en la formación de nuevas estrellas es algo que está aún en debate.

Teniendo en cuenta los modelos que sugieren que en las cáscaras densas se pueden estar formando nuevas estrellas, hay muchísimos trabajos observacionales que buscan analizar esta posibilidad. Para ello es necesario analizar en detalle la RHII y su PDR, estudiar el gas molecular y/o el polvo frío asociado y, aplicando criterios de color a fuentes IR puntuales identificar las fuentes candidatas a ser objetos estelares jóvenes (Young Stellar Objects, YSOs) (ver por ejemplo los criterios de color descriptos en Gutermuth et al., 2009; Koenig et al., 2012). Luego, la distribución y características de estas fuentes se estudian en el contexto de alguno de los modelos antes descriptos (RDI y CC). Hay numerosos trabajos que analizan la presencia y características de las fuentes candidatas a YSOs (e.g. Cichowolski et al., 2009; Zavagno et al., 2010; Samal et al., 2018; Cárdenas et al., 2022a,b; Duronea et al., 2021). En la Fig. 7 se muestra el caso de la región formada por la estrella WR 130, que ya se mostró en las Figs. 1, 2 y 3. En esta imagen se puede ver la distribución del polvo que emite a 70  $\mu {\rm m}$ con símbolos superpuestos que indican la ubicación de distintas fuentes candidatas a YSOs. Puede verse que la emisión del polvo, relacionada con la PDR, no es una cáscara esférica y completa sino que en algunas partes se observan estructuras con forma de pilares que se extien-

#### Cichowolski



Figura 5: Ejemplo de tres burbujas infrarrojas, N4 (izquierda), N14 (centro) y N36 (derecha) (imagen de Deharveng et al., 2010).

den hacia el interior de la burbuja. La ubicación de los YSOs llama la atención, algunos se encuentran en las puntas de los pilares, sugiriendo que fueron formados por el mecanismo RDI, y otros se observan sobre la estructura tipo cáscara, posiblemente como consecuencia del mecanismo CC. O sea, que en esta región es posible que ambos mecanismos de formación estelar inducida esté teniendo lugar en distintas zonas de la región.

Una situación similar se observa en la región HII G82.6+0.4, como se ve en la Fig. 8, estudiada por Molina Lera et al. (2021). En esta imagen se observa la emisión del polvo tibio en rojo (24  $\mu$ m) bordeada por una PDR que muestra tener mucha estructura, en verde  $(8 \ \mu m)$ . Sobre la PDR se observan numerosas fuentes IR candidatas a ser YSOs. Dado que la presencia de la PDR es una prueba clara de la interacción entre la región ionizada y el gas molecular, la ubicación relativa de los YSOs con respecto a la PDR puede ser considerada como una indicación del rol que la RHII tiene en la formación de las nuevas estrellas. En particular, llama la atención la región circular compacta localizada en la punta de un pilar, hacia el interior de la cavidad, dentro de la cual se encuentra embebido el cúmulo DB2001-22 (Molina Lera et al., 2021).

Si bien existen numerosos trabajos observacionales que presentan evidencia del impacto que tienen las estrellas de alta masa en la formación de nuevas estrellas, hay también trabajos en los que, a través de simulaciones numéricas, muestran que esto no es tan evidente y sugieren que las conclusiones que se sacan deben ser cuidadosas (e.g Dale et al., 2007; Walch et al., 2015).

#### 2.3. Supercáscaras de HI y chimeneas galácticas

La acción conjunta de varias estrellas de alta masa puede formar grandes estructuras. En particular las conocidas supercáscaras de HI (SC-HI). Las mismas aparecen en la distribución espacial del HI en un rango de velocidades radiales dado, como mínimos de emisión rodeados por paredes de mayor emisión. Un ejemplo se puede ver en la Fig.9, en la que se muestra la distribución del HI promediada en el rango de velocidades en el que se detecta la supercáscara denominada GS100–02–41, entre –42.26 y –34.02 km s<sup>-1</sup> (Suad et al., 2012). En esta imagen se ve claramente la presencia de un mínimo en la emisión de HI, rodeado completamente por una cáscara de mayor emisión, formada por el gas barrido por la acción de los vientos de las estrellas de la asociación Cep OB1.

Con el objetivo de analizar la distribución espacial de estas grandes estructuras y llevar a cabo un estudio estadístico de sus propiedades principales, Suad et al. (2014) realizaron un catálogo de estructuras candidatas a SC-HI en la parte externa de la galaxia (segundo y tercer cuadrantes galácticos), utilizando datos del re-





Figura 6: Ejemplo de una región bipolar (imagen de Deharveng et al., 2015).

levamiento de Leiden-Argentine-Bonn (LAB) (Kalberla et al., 2005). Las candidatas a supercáscaras fueron identificadas mediante una combinación de dos técnicas: una inspección visual seguida de un algoritmo de búsqueda automático. El algoritmo automático desarrollado tiene la ventaja de ser capaz de detectar tanto las estructuras cerradas como las abiertas. De este modo, se identificaron un total de 566 estructuras candidatas a SC-HI. La mayoría de las mismas (347) están localizadas en el segundo cuadrante galáctico, mientras que 219 están en el tercero. La distribución espacial de todas las estructuras catalogadas se muestra en la Fig. 10. Alrededor del 98% de un subconjunto de 190 estructuras (utilizadas para derivar las propiedades estadísticas de las SC-HI) son elípticas con una excentricidad media de  $0.8 \pm 0.1$ , y  $\approx 70\%$  tienen el eje mayor paralelo al plano de la galaxia. El valor medio pesado del radio efectivo de las estructuras es  $\approx 160$  pc. Debido a la capacidad del algoritmo de detectar estructuras abiertas, fue posible también identificar estructuras candidatas a ser chimeneas galácticas, las cuales son de gran importancia ya que algunas teorías indican que podrían ser las responsables de inyectar gas caliente del disco al halo galáctico. Por otro lado, llama la atención una asimetría detectada entre el segundo y tercer cuadrante galácticos, ya que en el segundo se detectaron estructuras hasta una distancia de 32 kpc, mientras que en el tercero la estructura más lejana detectada está a 17 kpc.



Figura 7: Imagen de la emisión a 70  $\mu m$  (Herschel) con la ubicación de las fuentes IR candidatas a YSOs superpuestas. Diferentes símbolos corresponden a fuentes pertenecientes a distintos catálogos: los asteriscos verdes y azules corresponden a fuentes detectadas con el Infrared Astronomical Satellite (IRAS) y con el Midcourse Space Experiment (MSX), respectivamente. Los círculos negros y rojos indican fuentes del Wide-field Infrared Survey Explorer (WISE) candidatas a YSOs Clase I y Clase II, respectivamente. Las cruces rojas indican fuentes Herschel (imagen del trabajo de Cichowolski et al., 2015).

#### 3. Conclusiones

Este informe invitado plantea la importancia que tiene la acción de las estrellas de alta masa en la estructura, dinámica y composición química del MIE. Las principales conclusiones pueden resumirse en los puntos que siguen.

- Las estrellas de alta masa generan diversas estructuras en el MIE a lo largo de todo su camino evolutivo: regiones de gas ionizado, zonas de fotodisociación, cáscaras y supercáscaras densas, cavidades y chimeneas.
- A través de sus fotones energéticos y fuertes vientos, las estrellas de alta masa alteran la dinámica y la química de la galaxia.
- Para analizar las estructuras es necesario hacer un estudio multifrecuencia que permita estudiar todas las componentes.
- Una consecuencia importante del estudio de estas regiones es que permiten detectar la presencia de estrellas de alta masa aún no catalogadas.
- Como consecuencia de la interacción entre las estrellas de alta masa y el MIE, se generan las condiciones físicas propicias para la formación de nuevas estrellas. Las observaciones presentan clara evidencia de formación estelar activa. Las simulaciones numéricas sugieren que es difícil interpretar las observaciones.
- Se necesitan más estudios observacionales estadísticos sobre las estructuras del MIE que aporten información a los desarrollos teóricos.

Por último, en línea con este trabajo, en Zucker et al. (2022) se presentan observaciones que indican cómo la evolución de la Burbuja Local indujo la formación de

#### Cichowolski



Figura 8: Imagen compuesta de tres colores de la región G82.6+0.4, donde los colores rojo, verde y azul representan las emisiones a 24, 8 y 4.5  $\mu$ m obtenidas del Spitzer Space Telescope, respectivamente. Los círculos naranjas y rojos indican la posición de las fuentes WISE candidatas a YSOs Clase I y II, respectivamente, mientras que los blancos y amarillos indican las fuentes Spitzer Clase I y II, respectivamente (imagen del trabajo de Molina Lera et al., 2021).

varios grupos estelares.

#### Referencias

Cappa C.E., et al., 2016, A&A, 585, A30 Cárdenas S.B., et al., 2022a, MNRAS, 509, 3395 Cárdenas S.B., et al., 2022b, A&A, 666, A96 Churchwell E., et al., 2006, ApJ, 649, 759 Cichowolski S., et al., 2000, AJ, 122, 1938 Cichowolski S., et al., 2008, A&A, 478, 443 Cichowolski S., et al., 2009, MNRAS, 394, 900 Cichowolski S., et al., 2015, MNRAS, 450, 3458 Cichowolski S., et al., 2018, MNRAS, 474, 647 Cichowolski S., et al., 2020, MNRAS, 495, 417 Dale J.E., Ercolano B., Clarke C.J., 2007, MNRAS, 382, 1759 Deharveng L., et al., 2010, A&A, 523, A6 Deharveng L., et al., 2015, A&A, 582, A1 Duronea N.U., et al., 2021, A&A, 646, A103 Elmegreen B.G., Lada C.J., 1977, ApJ, 214, 725 Gutermuth R.A., et al., 2009, ApJS, 184, 18 Kabanovic S., et al., 2022, A&A, 659, A36 Kalberla P.M.W., et al., 2005, A&A, 440, 775 Koenig X.P., et al., 2012, ApJ, 744, 130 Lefloch B., Lazareff B., 1994, A&A, 289, 559 Luisi M., et al., 2021, Sci. Adv., 7, eabe9511 Minniti D., Lucas P., VVV Team, 2017, VizieR Online Data Catalog, II/348 Molina Lera J.A., et al., 2021, MNRAS, 507, 90 Peri C.S., Benaglia P., Isequilla N.L., 2015, A&A, 578, A45 Peri C.S., et al., 2012, A&A, 538, A108 Samal M.R., et al., 2018, A&A, 617, A67 Shara M.M., et al., 2012, AJ, 143, 149 Suad L.A., et al., 2012, A&A, 538, A60 Suad L.A., et al., 2014, A&A, 564, A116 Thompson M.A., et al., 2012, MNRAS, 421, 408 Urquhart J.S., et al., 2008, A&A, 487, 253 Walch S., et al., 2015, MNRAS, 452, 2794

BAAA, 64, 2023



Figura 9: Emisión del HI promediado entre -42.26 y -34.02 km s<sup>-1</sup>. Los contornos van desde 10 a 90 cada 10 K. La elipse indica la posición de la SC-HI y los símbolos indican la posición de estrellas pertenecientes a la asociación Cep OB1 (imagen de Suad et al., 2012).



Figura 10: Distribución espacial de las 566 estructuras candidatas a SC-HI catalogadas en Suad et al. (2014).

Zavagno A., et al., 2010, A&A, 518, L101 Zucker C., et al., 2022, Nature, 601, 334

# An analysis of the isomers HCN and HNC in the evolution of high-mass star-forming regions

N.C.  $Martinez^1 \& S. Paron^1$ 

<sup>1</sup> Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina

Contact / nmartinez@iafe.uba.ar

**Resumen** / El estudio de las moléculas y su química en regiones de formación estelar es crucial para entender los procesos físicos que allí ocurren. Las emisiones de la línea J=1–0 de los isómeros HCN y HNC fueron utilizadas para derivar sus intensidades integradas (I), probar una relación recientemente aparecida en la literatura entre temperatura cinética ( $T_K$ ) y el cociente isomérico de las (I), y obtener abundancias (X) de estos isómeros en 55 regiones de formación estelar de alta masa. Estas últimas son clasificadas, de acuerdo a una escala evolutiva, en nubes oscuras infrarrojas, objetos protoestelares masivos, núcleos moleculares calientes, y regiones HII ultracompactas. Se infiere que las  $T_K$  deducidas a partir del cociente de la intensidad integrada ( $I^{HCN/HNC}$ ) son subestimadas, y por lo tanto sugerimos que dicha relación no puede ser empleada como un termómetro universal en el medio interestelar. Las abundancias de los isómeros muestran un comportamiento que se explica a través de la química que ocurre con el aumento de la temperatura y cantidad de radiación UV de acuerdo a las fases evolutivas. Encontramos que el cociente de abundancias ( $X^{HCN/HNC}$ ) difícilmente puede ser utilizado como un reloj químico, y se sugiere que puede ser aproximado por el cociente  $I^{HCN/HNC}$ . Este trabajo es parte de un estudio en curso sobre múltiples moléculas que se encuentran en la muestra de regiones analizadas y pretende contribuir al conocimiento químico de la formación de estrellas de alta masa.

**Abstract** / The study of molecules and their chemistry in star-forming regions is fundamental to understand the physical process occurring in such regions. The HCN and HNC J=1-0 emissions were used to derive their integrated line intensities (I), to probe a relation recently appeared in the literature between the kinetic temperatures ( $T_K$ ) and the isomeric (I) ratio, and to obtain the isomers abundances (X) in 55 high-mass star-forming regions. These last ones are classified, according to the evolutive stage, as infrared dark clouds, high-mass protostellar objects, hot molecular cores, and ultracompact HII regions. It is inferred that the  $T_K$  obtained from the isomeric integrated intensity ratio ( $I^{HCN/HNC}$ ) are underestimated, and hence we suggest that this relation cannot be employed as an universal thermometer in the interstellar medium. The isomers abundances show a behavior that can be explained from the chemistry occurring as the temperature and the UV radiation increase according to the evolutive stage. We found that the abundance ratio ( $X^{HCN/HNC}$ ) hardly could be used as a chemical clock, and we suggest that it can be approximated by  $I^{HCN/HNC}$ . This work is part of an on-going study of multiple molecules that stand in the sample of analyzed regions which intends to contribute in the chemical knowledge of high-mass star formation.

Keywords / stars: formation — ISM: molecules

#### 1. Introduction

Molecular gas plays a major role in star formation and the emission of many molecules are commonly used to examine the environment around star-forming regions. Given that such molecules are ubiquitous in all the phases that a young massive stellar object (MYSO) goes through (subjected to different conditions of pressure, temperature, and density), the chemistry that arises is very rich and diverse, making its study of vital significance for understanding the birth and evolution of high-mass stars. In particular, the constitutional isomers hydrogen cyanide and isocyanide (HCN and HNC, respectively) are two of the simplest molecules found in the interstellar medium (ISM). Although they have very similar physical parameters (close emission frequencies, similar rotational constants, Einstein coefficients, etc.) and an interconnected chemistry, usually differences in their spatial distribution within a molecular cloud may

reflect the chemical conditions of the gas and the evolution of the star-forming regions (Schilke et al., 1992).

Recently, Hacar A. et al (2020) proposed the integrated intensity ratio of the isomers as an useful thermometer to estimate the kinetic temperature  $(T_K)$  of the molecular gas. The authors studied the emission of such molecules throughout the Integral Shape Filament (ISF) in Orion, and developed an empirical correlation between the HCN/HNC ratio and  $T_K$ . They suggested that this new tool can be used in other regions of the ISM. With the aim of investigating the validity of such thermometer in high-mass star-forming regions and studying other parameters that can be derived from the HCN and HNC emissions, we present a spectroscopic study, from a chemical perspective, of 55 sources in different stages of star formation.

#### 2. Data and analyzed sources

The analyzed HCN J=1-0 molecular line contains three hyperfine components: F=1-1 at 88.6304 GHz, F=2-1at 88.6318 GHz and F=0-1 at 88.6339 GHz; the HNC J=1–0 line has a rest frequency at 90.6635 GHz. The data were obtained from the catalogue J/A + A/563/A97in the ViZieR database<sup>\*</sup>, which were obtained and studied by Gerner et al. (2014). Following the sample of sources included in the above mentioned catalogue, we investigate the molecular gas conditions and chemistry of HCN and HNC related to infrared dark clouds (IRDC), high-mass protostellar objects (HMPO), hot molecular cores (HMC), and ultracompact HII regions (UCHII). The number of sources in each category is 19, 20, 7, and 9 respectively. The data, obtained with the 30 m IRAM telescope, are described in detail in Gerner et al. (2014).

#### 3. Results

#### 3.1. HCN/HNC ratio and $T_{\rm K}$

We calculated the  $T_K$  for each source using the correlation presented by Hacar A. et al (2020). As done by the authors, we integrated the HCN and HNC J=1-0line including all hyperfine components. For reasons of space, we only display the average kinetic temperature for each kind of source in Table 1 (Col. 2). With the aim of testing the robustness of this isomeric thermometer, we compared the derived values of  $T_{\rm K}({\rm HCN/HNC})$  with dust temperature  $(T_{dust})$  and ammonia kinetic temperature  $(T_K(NH_3))$  in sources that these data were available.  $T_{dust}$  values were obtained from the maps<sup>\*\*</sup> generated by the PPMAP procedure done to the Hi-GAL maps in the wavelength range 70–500  $\mu m$  (Marsh et al., 2017).  $T_{\rm K}(\rm NH_3)$  was extracted from Urquhart et al. (2011) (see equations 3, 4 and references therein), who calculate this parameter in several sources here included and which are part of the Red MSX Source survey (Urquhart et al., 2008). We show average  $T_{dust}$ and  $T_{K}(NH_{3})$  values for each kind of source in Table 1 (Cols. 3 and 4, respectively). Figure 1 exhibits the comparison between  $T_{\rm K}({\rm HCN}/{\rm HNC})$  and  $T_{\rm K}({\rm NH}_3)$ (central panel) and  $T_{dust}$  (right panel). In Fig. 1, left panel, the correlation between  $T_{dust}$  and  $T_K(NH_3)$  can be appreciated. Typical errors in HCN and HNC integrated intensities are about 0.2 and 0.1 K km  $\rm s^{-1}$  respectively, which yields errors between 1% and 5% in the  $T_{\rm K}({\rm HCN}/{\rm HNC})$ .

#### 3.2. HCN and HNC abundances

Additionally, to investigate the chemistry of HCN and HNC along the presented sources representing different stages of star-forming evolution, we calculated the abundances of both molecules in each source. In the absence of the isotopic species regarding these two species, we estimated the column densities of these isomers following Tielens, 2005 and Mangum & Shirley, 2015. It was

Table 1: Calculated average temperatures.

| Source | $\overline{T_{K}}(HCN/HNC)$ (K) | $\overline{\mathrm{T}_{\mathrm{dust}}}_{\mathrm{(K)}}$ | $\overline{\mathrm{T}_{\mathrm{K}}(\mathrm{NH}_{3})}_{\mathrm{(K)}}$ |
|--------|---------------------------------|--|--|
| IRDC   | $14.9 \pm 1.3$                  | $18.5 \pm 0.4$   | 15.3*  |
| HMPO   | $21.9 \pm 1.9$                  | $21.8 {\pm} 0.6$                                       | $22.2 \pm 0.8$   |
| HMC    | $15.6 \pm 1.6$                  | $26.0 {\pm} 0.6$                                       | $26.6 \pm 3.7$   |
| UCHII  | $19.8 {\pm} 1.0$                | $26.3 \pm 1.1$   | $28.0{\pm}2.3$   |

\*Value obtained from a single source.

assumed Tex = Tdust (gas and dust are thermally coupled; see Section 4.1). The use of these formulae assumes local thermodynamic equilibrium (LTE), that both isomers have the same  $T_{ex}$  and are optically thin. This last one can be in general a strong assumption. Opacities effects will be analyzed in a forthcoming work. Here it is used as a rough estimation.

To obtain the isomers abundances  $(X^{HCN}, X^{HNC})$  their column densities were divided by the H<sub>2</sub> column density extracted from Marsh et al. (2017) in each source. The average abundances are shown in Table 2. To interpret these parameters according to the evolutionary trend, we performed the abundance ratio between hydrogen cyanide and isocyanide  $(X^{HCN/HNC})$  which was evaluated along with the ratio of the integrated intensities (I<sup>HCN/HNC</sup>, previously calculated in the Sect. 3.1). These results are presented in Table 3.

#### 4. Discussion

# 4.1. Employing an isomeric relation to achieve kinetic temperatures

From the the comparison between  $T_K(NH_3)$  and  $T_{dust}$ (see Fig. 1, left panel), even though not all sources have information on dust temperature and ammonia  $T_K$  at the same time, it can be appreciated a very good correlation between these temperatures, indicating that molecular gas and dust are indeed thermally coupled. We suggest that this condition can be extrapolated to the whole sample of sources supporting the validity of the comparison between  $T_K(HCN/HNC)$  and the  $T_{dust}$ .

Figure 1 (central and right panels) show an underestimation in  $T_K$  derived from the isomers, which is even stronger when compared with  $T_{dust}$ . In particular, in the average values obtained from each kind of source (see Table 1), this is more notorious towards HMCs and UCHII regions. This issue could be due to opacity effects in the HCN line, which it is being studied and the results will be presented in a forthcoming work. Therefore, we suggest that the empirical thermometer based on the isomeric ratio could be quite reliable on IRDC and HMPO stages, and we cannot conclude that  $I^{HCN/HNC}$  can be used efficiently as a good proxy for the  $T_K$  in general in the ISM. Certainly, more analysis and studies to discern this topic are needed.

It is important to notice that the average  $T_{dust}$  and  $T_K(NH_3)$  values increase with the star-forming region evolutive scenario: they go from ~ 18 K in IRDC, to ~ 22 K in HMPO, reaching finally an approximate value of 26 K in HMC and UCHII stages. This is consistent with an increment of the temperature that occurs con-

<sup>\*</sup>http://cdsarc.u-strasbg.fr/viz-bin/qcat?J/A+A/563/A97

<sup>\*\*</sup>http://www.astro.cardiff.ac.uk/research/ViaLactea/



Figure 1: Left: Kinetic temperature of ammonia vs. dust temperature obtained from the PPMAP procedure done to the Hi-GAL maps (Marsh et al., 2017). Center: Kinetic temperature of ammonia vs. kinetic temperature derived from the HCN-HNC integrated intensity ratio. Right: Dust temperature vs. kinetic temperature derived from the HCN-HNC integrated intensity ratio. The blue line in all cases indicates the unity.

Table 2: Average abundances. a(x) values mean  $a \times 10^{x}$ .

| Source | $\overline{\mathbf{x}}^{\mathrm{HCN}}$ | $\overline{\mathbf{x}}^{\text{HNC}}$ |
|--------|--|--------------------------------------|
| IRDC   | 5.6(-10)±1.1(-10)                      | 4.2(-10)±6.1(-11)                    |
| HMPO   | $2.2(-09) \pm 4.2(-10)$                | $1.2(-09) \pm 2.9(-10)$              |
| HMC    | $5.9(-09) \pm 3.0(-10)$                | $3.6(-09)\pm 1.5(-09)$               |
| UCHII  | $3.0(-09)\pm 6.4(-10)$                 | $1.6(-09)\pm 2.9(-10)$               |

Table 3: Average abundance and integrated intensity ratios.

| Source | $\overline{X}^{\rm HCN/HNC}$ | $\overline{I}^{HCN/HNC}$ |
|--------|------------------------------|--------------------------|
| IRDC   | $1.4{\pm}0.5$                | $1.3 \pm 0.2$            |
| HMPO   | $1.8 {\pm} 0.8$              | $2.1 \pm 0.2$            |
| HMC    | $1.6 {\pm} 0.7$              | $1.4 {\pm} 0.2$          |
| UCHII  | $1.9{\pm}0.8$                | $1.8{\pm}0.2$            |
|        |                              |                          |

tinuously with the star forming processes and this is observed in the behavior of  $T_{\rm K}({\rm HCN/HNC})$  at the very first two stages.

#### 4.2. The behavior of HCN and HNC through the star-forming evolution

Regarding the abundances of these two species for each star-forming phase, it can be seen in Table 2 that there is an increment towards the HMC phase of both molecules, and then fall slightly towards the UCHII state. We infer that this behavior may be due to the progressive formation of the isomers from IRDC to the HMC stage where the temperature allows the chemistry to proceed and be rich. Then, the destruction of both species occurs due to much higher temperature and the surrounding radiation when the stars born. When evaluating the ratio of abundances presented in Table 3, it is noted that it rises marginally as temperature rises in agreement with what was presented by Goldsmith et al. (1981). In fact,  $X^{HCN/HNC}$  follows the same trend presented in the ratio of the integrated intensities. We suggest that this global behavior is a consequence of the favored destruction of HNC at high temperatures, where transfers to HCN, causing an increasing ratio value (Graninger et al., 2014). However, the results for the ratio of abundances overlap and are not significant, which do not allow us to use this parameter as a chemical clock.

Our results agree with those presented by Hoq et al. (2013) (measurement of I<sup>HCN/HNC</sup>) but are contrary to those presented by Jin et al. (2015) who do find  $X^{\rm HCN/HNC}$  as an indicator of the evolutionary status. A possible explanation for this might be that the authors used the isotopic lines H<sup>13</sup>CN and HN<sup>13</sup>C and perform a wide analysis regarding the optical depth. Indeed, more analysis on a new number of line-rich sources on different formation stages is necessary to study this behavior and resolve this issue. Finally, according to our calculations, we also propose that I<sup>HCN/HNC</sup> can roughly be used to estimate the abundance ratio (see Table 3), which is actually useful because such an estimate is based on a direct measurement instead on a dedicated calculus that uses some assumptions.

Studying the emission and the chemistry of HCN and HNC is very useful to derive physical parameters that are necessary to study high-mass star formation. Studies like presented here are important due to the statistical information that can be obtained. Increasing the samples of the analyzed sources is planed.

Acknowledgements: N.C.M. is a doctoral fellow of CONICET, Argentina. S.P. is member of the Carrera del Investigador Científico of CONICET, Argentina. This work was partially supported by the Argentina grant PIP 2021 11220200100012 from CONICET.

#### References

- Gerner T., et al., 2014, A&A, 563, A97
- Goldsmith P.F., et al., 1981, ApJ, 249, 524
- Graninger D.M., et al., 2014, ApJ, 787, 74
- Hacar A. et al, 2020, A&A, 635, A4
- Hoq S., et al., 2013, ApJ, 777, 157
- Jin M., Lee J.E., Kim K.T., 2015, ApJS, 219, 2
- Mangum J.G., Shirley Y.L., 2015, PASP, 127, 266
- Marsh K.A., et al., 2017, MNRAS, 471, 2730
- Schilke P., et al., 1992, A&A, 256, 595
- Tielens A.G.G.M., 2005, Cambridge University Press
- Urquhart J.S., et al., 2008, H. Beuther, H. Linz, T. Henning (Eds.), Massive Star Formation: Observations Confront Theory, Astronomical Society of the Pacific Conference Series, vol. 387, 381
- Urquhart J.S., et al., 2011, MNRAS, 418, 1689

# Búsqueda de asociaciones entre candidatos a remanente de supernova y púlsares

A. Petriella<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina

Contacto / apetriella@iafe.uba.ar

**Resumen** / El número de remanentes de supernova en la Galaxia es un tercio del total esperado. Se ha sugerido que esto podría deberse a que no se detectan los remanentes más evolucionados, es decir, los menos brillantes en radio. Recientemente, el relevamiento GLOSTAR ha reportado 157 candidatos a remanente en el primer cuadrante Galáctico. En este trabajo, se estudia la asociación de estos candidatos con púlsares, con el objetivo de establecer su distancia. En base a criterios de posición, edad y velocidad de los púlsares, se hallaron 7 asociaciones. Se discuten métodos alternativos para estimar la distancia a los remanentes candidatos.

**Abstract** / The number of supernova remnants in the Galaxy is about one third of the expected number, probably due to underdetection of the most evolved sources, which are expected to be dimmer in the radio band. Recently, the GLOSTAR surveys has reported 157 supernova remnant candidates in the first Galactic quadrant. We study the association between these candidates and pulsars, with the purpose of determining their distance. Based on pulsar's position, age and velocity, we found 7 possible associations. We discuss alternative methods to derive the distance of the remnant candidates.

Keywords / ISM: supernova remnants — pulsars: general — radio continuum: ISM — ISM: general

#### 1. Introducción

Existen en la Galaxia casi 300 remanentes de supernova (RSNs) confirmados, en su mayoría de tipo cáscara o compuesto (Green, 2019), aunque el número esperado es de aproximadamente 1000 (ver referencias en Dokara et al. 2021). Esta subdetección suele atribuirse a limitaciones en resolución angular y/o sensibilidad de los actuales radiotelescopios. Teniendo en cuenta que el brillo superficial en radio de los RSNs disminuye a medida que se expanden en el medio interestelar (MIE), se ha sugerido que los remanentes "faltantes" podrían ser o muy jóvenes (y, por lo tanto, muy compactos) o muy evolucionados (y, por lo tanto, poco brillantes) (Dubner & Giacani, 2015).

Parte de los RSNs "faltantes" podrían encontrarse dentro de la población de remanentes candidatos (cRSNs), la cual está formada por un gran número de cáscaras detectadas en la banda de radio con indicios de emisión no térmica, pero que aún no poseen estudios polarimétricos o espectrales que permitan confirmarlos como RSNs. Por ejemplo, utilizando observaciones preliminares en 5.8 GHz del relevamiento Global View on Star Formation in the Milky Way (GLOSTAR), Dokara et al. (2021) reportan 157 cRSNs en el rango de longitudes Galácticas  $0^{\circ} < l < 60^{\circ}$ , incluyendo candidatos identificados en relevamientos previos en radio y nuevos candidatos a partir de las nuevas observaciones de GLOSTAR. Como es de esperar, estos cRSNs son en general más pequeños y menos brillantes que la población de remanentes confirmados.

El estudio del estado evolutivo de la pobalción de cRSNs podría servir para determinar si son efectivamen-

te remanentes más evolucionados que aquellos confirmados, lo cual podría explicar el menor brillo superficial. Teniendo en cuenta que es esperable que un RSN permanezca detectable en radio durante la etapa adiabática (Pavlović et al., 2018), conocer el estado evolutivo de los cRSNs permitiría inferir si están llegando al final de la misma o si ya han avanzado a la etapa radiativa. La edad desde la explosión de un RSN puede inferirse a partir del tamaño del mismo y la densidad del medio, utilizando un modelo sencillo de evolución (ver la Sección 4 de Vink 2012). Por lo tanto, resulta fundamental conocer la distancia a la que se encuentra el remanente. Existen diversos métodos para conocer la distancia a un RSN, entre los que se puede mencionar la histórica "relación  $\Sigma_{\nu} - D$ ", el método cinemático, o la asociación con fuentes del MIE (nubes, cáscaras o cavidades de gas neutro y/o molecular) o con púlsares (PSRs) (ver Dubner & Giacani 2015 para una revisión crítica de estos métodos).

En este trabajo se presentan los resultados de la búsqueda de asociaciones entre cRSNs del relevamiento GLOSTAR y PSRs. En la Sección 2 se presenta una caracterización de las asociaciones entre RSNs confirmados y PSRs en nuestra Galaxia, con el objetivo de acotar los parámetros de búsqueda de asociaciones con los remanentes candidatos. Los resultados de la búsqueda de asociaciones cRSN-PSR se presentan en la Sección 3.

#### 2. Métodología y datos

El principal criterio para establecer la asociación entre un RSN y un PSR es la coincidencia posicional, aunque



Figura 1: Distribución de parámetros de las asociaciones RSN-PSR propuestas en la literatura. Panel izquierdo: distancia entre el PSR y el centro del RSN en función del radio del RSN para las 50 asociaciones. Panel central: edad característica de los 47 PSRs con medición de  $\tau_c$ . Para una mejor visualización, se excluyen los PSRs más viejos (PSR J0538+2817, PSR J1852+0040 y PSR J1210-5226). Panel derecho: velocidad transversal  $v_t$  para los 47 PSRs con medición de  $\tau_c$ .

esto no limita la búsqueda dentro de la cáscara del remanente debido a dos motivos. Por un lado, la mayoría de los RSN poseen en la banda de radio morfologías distorsionadas que se apartan de la forma de cáscara circular. Por otro lado, debido a la velocidad que adquiere el pulsar en su nacimiento (llamada usualmente "velocidad de patada"), es posible que al cabo de algunos miles de años sobrepase la cáscara del RSN (van der Swaluw et al., 2004). Además de la posición, existen restricciones en la edad y velocidad del PSR asociado. Teniendo en cuenta que un RSN permanece detectable en radio por  $\lesssim 10^5$  años, es esperable la asociación con PSRs jóvenes. Respecto de la velocidad, es esperable que la velocidad del PSR no supere las velocidades de patada típicas de PSRs en nuestra Galaxia, es decir, algunos  $100 \text{ km s}^{-1} \text{ y}$ hasta  $1000 \text{ km s}^{-1}$  en los casos extremos (Igoshev, 2020). Para RSNs que posean alguna estimación independiente de distancia y/o edad, podemos considerar la asociación con un PSR como confiable si existe coincidencia entre las distancias y/o edades de ambos objetos o si el movimiento propio del PSR indica que pudo haber nacido en el centro del remanente (Kaspi, 1998). El resto de las asociaciones deberán ser consideradas como posibles dado que sólo se dispone de una coincidencia posicional.

#### 2.1. Asociaciones entre RSNs y PSRs en la Galaxia

Se realizó una búsqueda bibliográfica de las asociaciones entre RSNs de tipo cáscara o compuesto y PSRs en nuestra Galaxia a partir de los catálogos SNRcat<sup>\*</sup> y el catálogo de Green (2019). La posición y radio de los RSNs se obtuvieron de este último y los parámetros de los PSRs (posición, edad característica  $\tau_c$  y distancia d) del ATNF Pulsar Catalog (Manchester et al., 2005). Para la distancia al PSR se considera la obtenida a partir de la medida de dispersión, o en ausencia de esta última. se usa la distancia alternativa reportada en el catálogo. Se estimó la separación RSN-PSR en función del radio angular del remanente  $R_{\rm RSN}$  a partir de la relación  $\alpha_{RSN-PSR} = \Theta_{RSN-PSR}/R_{RSN}$ , donde  $\Theta_{RSN-PSR}$  es la separación angular entre el PSR y el centro del RSN. Se estimó la velocidad transversal  $v_t = \Theta_{\text{RSN}-\text{PSR}} d\tau_c^{-1}$ . Esta velocidad es una cota inferior a la velocidad 3D del PSR.

Se hallaron 50 asociaciones sugeridas en la literatura<sup>\*\*</sup>. En la Fig. 1, se muestra la distribución de  $\alpha_{\text{RSN-PSR}}, \tau_c, y v_t$ . En la mayoría de las asociaciones propuestas, el PSR se encuentra "dentro" de la cáscara ( $\alpha_{\rm RSN-PSR}$  < 1), pero hay varias asociaciones con PSRs hasta 1.5 veces el radio del remanente. Como es esperable, la mayoría de los PSRs asociados son jóvenes (< 100 kyr), aunque hay varias asociaciones con PSRs de edad intermedia (de algunos cientos de kyr) o viejos. Se destacan los casos extremos de PSR J0538+2817  $(\sim 0.6 \text{ Myr})$ , PSR J1852+0040  $(\sim 1.9 \text{ Myr})$  y PSR J1210-5226 ( $\sim 3.0$  Myr), excluidos del panel central de la Fig. 1. En particular, los últimos dos tienen edades características que superan en órdenes de magnitud las edades de Kes 79 y G296.5+10.0, sus respectivos remanentes asociados, por lo que se ha puesto en duda que  $\tau_c$  represente la edad real de estos dos PSRs (Halpern et al., 2007; Halpern & Gotthelf, 2010). Respecto de las velocidades transversales, la gran mayoría de los PSRs asociados tienen  $v_t$  de algunos cientos de km s<sup>-1</sup>, aunque se destacan varios PSRs extremadamente rápidos  $(v_t > 3000 \text{ km s}^{-1})$ . Para una discusión crítica de estas asociaciones ver Gvaramadze (2001), Supan et al. (2016) y Göğüş et al. (2010).

<sup>\*</sup>Ferrand & Safi-Harb (2012), disponible en http://www.physics.umanitoba.ca/snr/SNRcat

<sup>\*\*</sup>Asociaciones RSN PSR indica los PSRs 0.9 + 0.1/1747 - 280911.1+0.1/1809-1917,  $\sin$  $\tau_c$ ): 11.2 - 0.3/1811 - 192512.8 - 0.0 / 1813 - 174921.5 - 0.91833 - 1034, 23.3 - 0.3/1834 - 0.845, 27.4 + 0.0/1841 - 0456 $29.6 + 0.1/1844 - 0256^{\dagger}$ . 29.7 - 0.3 / 1846 - 0258,  $33.6 \pm 0.1/$  $1852 + 0040, \quad 34.7 - 0.4/1856 + 0113, \quad 40.5 - 0.5/1907 + 0631,$ 42.8 + 0.6/1907 + 0918, 54.1 + 0.3/1930 + 1852, 54.4 - 0.31932+1916,  $57.2+0.8/1935+2154^{\dagger}$ , 65.1+0.6/1954+2836,  $65.3+5.7/1931+30^{\dagger}$ , 69.0 + 2.7/1952 + 3252, 76.9 + 1.0 /2022+3842, 78.2+2.1/2021+4026, 109.1-1.0/2301+5852.0007+7303, 160.9+2.6/0501+4516, 179.0+2.6/0554+3107180.0 - 1.7/0538 + 2817, 263.9 - 3.3/0835 - 4510, 266.2 - 1.20855-4644, 284.3-1.8/1016-5857, 290.1-0.8/1101-6101, 292.0+1.8/1124-5916, 292.2-0.5/1119-6127, 293.8+0.6/ 1135 - 6055, 296.5 + 10.0 / 1210 - 5226, 308.8 - 0.1 / 1341 - 6220. $310.6-01.6/1400-6325,\ 312.4-0.4/1412-6145,\ 315.9-0.0/1400-6325,\ 312.4-0.4/1412-6145,\ 315.9-0.0/1400-6325,\ 312.4-0.4/1412-6145,\ 315.9-0.0/1400-6325,\ 312.4-0.4/1412-6145,\ 315.9-0.0/1400-6325$ 1437 - 5959, 320.4 - 1.2/1513 - 5908, 321.9 - 0.3/1522 - 5735327.2-0.1/1550-5418, 338.3-0.0 / 1640-4631, 341.2+0.9/  $1646 - 4346, \ 343.0 - 6.0/1731 - 4744, \ 343.1 - 2.3/1709 - 4429$ 1747 - 2958.

#### 3. Resultados

Para la búsqueda de coincidencias posicionales, se construyó un mapa con la distribución de los cRSNs y PSRs. La posición y el radio de los candidatos se obtuvieron de Dokara et al. (2021) (Tabla 3 y 4), mientras que la posición de los PSRs del ATNF Pulsar Catalog. Teniendo en cuenta los resultados de la Sección 2.1, se definió un radio de búsqueda igual a 1.5 veces en radio del cRSN. En la Fig. 2 se muestra a modo de ejemplo uno de los mapas utilizados.



Figura 2: Ejemplo de mapa utilizado para búsqueda de coincidencia posicional entre cRSNs y PSRs, en coordenadas Galácticas. Las cruces representan las posiciones de los PSR con  $\tau_c < 100$  kyr (azul),  $\tau_c > 100$  kyr (magenta), y sin edad reportada (negro). Los círculos azules (línea llena) son los cRSN y la línea punteada indica 1.5 veces su radio. Los círculos rojos son los RSNs confirmados del catálogo de Green (2019) que poseen un PSR asociado (el cual se indica con una cruz roja). Los círculos verde son los RSNs confirmados sin PSR asociado.

Se hallaron 38 cRSNs superpuestos con al menos un PSR hasta 1.5 veces el radio del remanente. Entre ellos, 11 cRSNs superpuestos a al menos un PSR jóven ( $\tau_c < 100$  kyr), 26 cRSNs a algún PSR de edad intermedia o viejo, y 16 cRSNs a algún PSR sin edad reportada. En la Tabla 1 se muestran las 11 asociaciones entre cRSNs y PSRs jóvenes. En base a la velocidad transversal, dos asociaciones podrían descartarse por corresponder a PSRs extremadamente rápidos ( $v_t > 2000$  km s<sup>-1</sup>).

#### 4. Discusión

La asociación entre cRSNs y PSRs resulta un método limitado para establecer distancias debido al bajo número de asociaciones halladas. Como próximo paso, se usará otro método para estimar la distancia a un número mayor de candidatos y que permita confirmar las asociaciones halladas, incluso con los PSRs viejos o sin edad.

El método cinemático para acotar distancias se basa en la absorción que produce una fuente de continuo de radio de la radiación del fondo de HI, aunque no resultaría un método útil debido a que las fuentes de radiocontinuo poco intensas suelen producir espectros de absorción de HI por demás ruidosos (Ranasinghe & Leahy, 2018). Alternativamente, la "relación  $\Sigma_{\nu} - D$ " entre el brillo superficial en radio y el diámetro del re-

manente podría aplicarse ya que el catálogo de Dokara Tabla 1: Asociaciones entre cRSNs y PSRs jóvenes.  $v_t$  se calculó para los PSRs con distancia reportada en el ATNF Pulsar Catalog.

| cRSN   | PSR   | $\tau_c \; [\mathrm{kyr}]$  | $v_t  [\mathrm{kms^{-1}}]$ |
|--|---|---|----------------------------|
| G005.364-0.705   | J1801 - 2451  | 15  | 870                        |
| G041.510 - 0.534   | J1909 + 0749  | 25  | 2500                       |
| G043.023 + 0.726   | J1907 + 0919  | 0.9   | -                          |
|  | J1907 + 0918  | 38  | 15                         |
| G8.8583 - 0.2583   | J1806 - 2125  | 65  | 67                         |
| G18.45 - 0.42  | J1826 - 1256  | 14  | 203                        |
| G23.11 + 0.19  | J1833 - 0831  | 35  | -                          |
| G26.13 + 0.13  | J1837 - 0604  | 34  | 523                        |
| G26.53 + 0.07  | J1838 - 0537  | 5   | -                          |
| G41.95 - 0.18  | J1909 + 0749  | 25  | 943                        |
| G53.84 - 0.75  | J1931 + 1817  | 35  | 2150                       |
| G54.11 + 0.25  | J1930 + 1852  | 3   | 746                        |
| $\begin{array}{c} G26.13+0.13\\ G26.53+0.07\\ G41.95-0.18\\ G53.84-0.75\\ G54.11+0.25\\ \end{array}$ | $\begin{array}{c} J1837-0604\\ J1838-0537\\ J1909+0749\\ J1931+1817\\ J1930+1852 \end{array}$ | $     \begin{array}{r}       34 \\       5 \\       25 \\       35 \\       3     \end{array}   $ | 523<br>943<br>2150<br>746  |

et al. (2021) reporta los valores de  $\Sigma_{\nu}$ , a partir de los cuales puede obtenerse el diámetro D esperado. Con esto último, utilizando el diámetro angular del cRSN, puede obtenerse su distancia. Cabe mencionar que los flujos de los cRSNs fueron obtenidos solo a partir de los datos del VLA y cuentan con pérdida de flujo propia de la técnica interferométrica. En un futuro próximo, cuando se agreguen las observaciones de disco simple al relevamiento GLOSTAR, se contará con una mejor medición de  $\Sigma_{\nu}$ . Más allá de esto, este método posee incertezas en las distancias que pueden llegar hasta el 50 % (Pavlović et al., 2018).

En base a las limitaciones de los métodos mencionados, se comenzará con la búsqueda de posibles asociaciones con el gas molecular y/o neutro, aprovechando la amplia disponibilidad de datos públicos en el primer cuadrante de la Galaxia, tanto de CO (por ejemplo, el Galactic Ring Survey o el FOREST Unbiased Galactic plane Imaging survey) como de HI (VLA Galactic Plane Survey). Cabe mencionar que este método posee errores inherentes que pueden llegar al 30 % y existe ambigüedad de distancia para las fuentes dentro del círculo solar (Dubner & Giacani, 2015).

#### Referencias

- Dokara R., et al., 2021, A&A, 651, A86
- Dubner G., Giacani E., 2015, A&A Rv, 23, 3
- Ferrand G., Safi-Harb S., 2012, Adv. Space Res., 49, 1313
- Göğüş E., et al., 2010, ApJ, 722, 899
- Green D.A., 2019, JApA, 40, 36
- Gvaramadze V.V., 2001, A&A, 374, 259
- Halpern J.P., Gotthelf E.V., 2010, ApJ, 709, 436
- Halpern J.P., et al., 2007, ApJ, 665, 1304
- Igoshev A.P., 2020, MNRAS, 494, 3663
- Kaspi V.M., 1998, Adv. Space Res., 21, 167
- Manchester R.N., et al., 2005, AJ, 129, 1993
- Pavlović M.Z., et al., 2018, ApJ, 852, 84
- Ranasinghe S., Leahy D.A., 2018, AJ, 155, 204
- Supan L., Supanitsky A.D., Castelletti G., 2016, A&A, 589, A51
- van der Swaluw E., Downes T.P., Keegan R., 2004, A&A, 420, 937
- Vink J., 2012, A&A Rv, 20, 49

# Study of the internal structure of the molecular clump AGAL G20.746-00.092

A.D. Marinelli<sup>1</sup>, M.E. Ortega<sup>1</sup>, S. Paron<sup>1</sup> & N. Isequilla<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina

Contact / amarinelli@iafe.uba.ar

**Resumen** / Las estrellas de alta masa se forman como resultado de la fragmentación de grumos moleculares masivos. Sin embargo, no está claro si dicha fragmentación da lugar a núcleos lo suficientemente masivos como para formar estas estrellas o si en cambio, da lugar a núcleos de masa baja e intermedia que forman estrellas masivas a partir de la acreción competitiva del material del grumo molecular. En este trabajo se presenta un estudio preliminar de la estructura interna del grumo molecular de alta masa AGAL G020.746-00.092 y de su entorno, a partir de observaciones multifrecuencia en distintas escalas espaciales. Se emplearon datos de alta resolución angular y sensibilidad del radiointerferómetro ALMA en banda 6, complementados con datos de los relevamientos MAGPIS (VLA), GLIMPSE (Spitzer) y ATLASGAL (APEX).

**Abstract** / High-mass stars form as a result of the fragmentation of massive molecular clumps. However, it is not clear whether such fragmentation gives rise to massive cores enough to form these stars or instead gives rise to cores of low and intermediate mass that form massive stars from competitive accretion of molecular clump material. This study presents a preliminary characterization of the internal structure of the massive molecular clump AGAL G020.746-00.092, and its surroundings, based on multifrequency observations at different spatial scales. We use high angular resolution and sensitivity ALMA data at band 6 complemented with data from the surveys MAGPIS (VLA), GLIMPSE (Spitzer), and ATLASGAL (APEX).

Keywords / ISM: clouds — stars: formation — ISM: molecules — ISM: structure

#### 1. Introduction

It is well known that massive stars ( $\geq 8 \, \mathrm{M}_{\odot}$ ) born inside massive molecular clumps, which gravitationally collapse and fragment, giving rise to multiple molecular cores. However, it is not clear whether such fragmentation give rise massive cores enough to form these stars or instead creates to cores of low and intermediate mass that eventually will form massive stars from competitive accretion (Moscadelli et al., 2021; Palau et al., 2018). Regarding the mass distribution of such molecular fragments, recent studies (Neupane et al., 2020; Csengeri et al., 2017) reported limited fragmentation (very few cores and with Jeans masses well above the solar mass) in massive clumps. However, Ortega et al. (2022) using more accurate values of temperatures, found cores of low and intermediate mass towards a massive clump in which Csengeri et al. (2017) had previously reported limited fragmentation.

We present a preliminary study of the internal structure of the massive clump AGAL G020.746-00.092 using high resolution ALMA data at band 6. We also use data from MAGPIS, GLIMPSE, and ATLASGAL surveys to complement the analysis and to characterize the clump's surroundings.

#### 2. Data

Data cubes were obtained from the ALMA Science Archive. We used data from the project 2019.1.00195.L.

The telescope configuration Min/Max Baseline(m) was 15/460 in the 12 m array. The observed frequency range goes from 216.9 to 220.8 GHz (Band 6). The angular and spectral resolutions are 1.16'' and 0.24 MHz, respectively. The velocity resolution is about 0.3 kms<sup>-1</sup>. The rms noise level is about 15 mJy beam<sup>-1</sup> and the maximum recoverable scale is 11.24''. The central frequency of the continuum is 218.85 GHz. The angular resolution and the rms noise level of the continuum emission are about 0.27'' and 0.5 mJy beam<sup>-1</sup>, respectively. The maximum recoverable scale is 5.01''.

#### 3. Results

The source AGAL G020.746–00.092 (hereafter AGAL G20) appears located in projection towards an active star formation region placed in an interaction zone between two HII regions.

Figure 1.A shows a three color image in which the 8  $\mu$ m emission (polycyclic aromatic hydrocarbon's tracer) and the 24  $\mu$ m emission (warm dust tracer) obtained with the *Spitzer* Space Telescope are presented in green and red, respectively, and the radio continuum emission at 20 cm (ionized gas tracer) obtained with the VLA telescope is displayed in blue. It can be appreciated the infrared dust bubbles WISE G020.750-00.090 (W1) and WISE G20.728-00.105 (W2), which are compressing and sweeping up the gas and dust between them (purple region in Fig. 1.A) and probably triggering a



Figure 1: A (upper left panel): A three color image (Spitzer at 8  $\mu m$  in green and at 24  $\mu m$  in red, and VLA 20 cm in blue) of the region around the source AGAL G20. Two infrared dust bubbles, labeled W1 and W2, are observed (dotted white lines). B (upper right panel): A close-up view of the interaction region between the dust bubbles. The white contours represent the ATLASGAL continuum emission at 0.87 mm above 3  $\sigma$  rms level. The source AGAL G20 (dotted yellow circle) is highlighted. C (bottom left panel): A close-up view of the source AGAL G20. The black contours represent the ALMA continuum emission at 1.37 mm above 3  $\sigma$  rms level. Two compact HII regions connected by a dust filament, seen as bright structures at 8  $\mu$ m and 20 cm, are indicated (labeled E1 and E2). D (bottom right panel): Close-up view of the dust filament. The color-scale shows the CH<sub>3</sub>CN J=12-11 integrated emission of k=0 and k=1 projections. The white contours represent the 1.37 mm ALMA continuum emission. The three dust cores M1, M2, and M3 locations are indicated.

new generation of stars.

Figure 1.B shows, in white contours, the continuum emission at 0.87 mm obtained from the ATLAS-GAL Survey. The source AGAL G20 (yellow dotted line) is located in the middle region between the bubbles W1 and W2, where they are probably interacting. This cold dust clump has a systemic velocity of about  $V_{\rm lsr} \sim 59 \rm \ km s^{-1}$ , which corresponds to a kinematic distance of about 4.2 kpc (Wienen et al., 2015).

Figure 1.C shows a close-up view of AGAL G20. It can be noticed a filamentary-like structure traced by the ALMA continuum emission at 1.3 mm, whose size is about 0.4 pc. Two compact HII regions (labeled E1 and E2) appear located in projection towards its tips.

Figure 1.D shows a close-up view of the filamentary-

like structure. The color-scale shows the integrated intensity emission of the  $CH_3CN J=12(1)-11(1)$  and J=12(0)-11(0) lines, which exhibit the same spatial distribution. It can be appreciated three dust cores M1, M2, and, M3 at 1.37 mm ALMA continuum emission. However, it can be noticed a conspicuous presence of  $CH_3CN$  emission only towards the cores M1 and M2, which suggest that these sources are hot molecular cores candidates.

In Figure 2, the K-ladder of the CH<sub>3</sub>CN J=12-11 line are presented. Therefore, using the rotational diagram analysis (see Goldsmith & Langer, 1999, and references therein), and assuming LTE conditions, optically thin lines, and a beam filling factor equal to the unity, we estimate the rotational temperature,  $T_{rot}$ , and



Figure 2:  $CH_3CN$  J=12–11 spectrum towards the dust core M1. The dashed red lines indicate the rest frequency for each K-projection.

the CH<sub>3</sub>CN column density,  $N_{tot}$ , of the core M1. This analysis is based on a derivation of the Boltzmann equation:

$$\ln\left(\frac{N_u}{g_u}\right) = \ln\left(\frac{N_{tot}}{Q_{rot}}\right) - \frac{E_u}{kT_{rot}},\tag{1}$$

where  $N_u$  represents the molecular column density of the upper level of the transition,  $g_u$  the total degeneracy of the upper level,  $E_u$  the energy of the upper level,  $N_{tot}$  the total column density of the molecule,  $Q_{rot}$  the rotational partition function, and k the Boltzmann constant.

Following Miao et al. (1995), for interferometric observations, the left-hand side of Eq. 1 can also be estimated by,

$$\ln\left(\frac{N_u^{obs}}{g_u}\right) = \ln\left(\frac{2.04 \times 10^{20} W}{\theta_a \theta_b g_k g_l \nu_0^3 S_{ul} \mu_0^2}\right),\tag{2}$$



Figure 3: Rotational diagram for several K-projections of  $CH_3CN$  J=12-11 line towards the dust core M1. The rotational temperature and the total  $CH_3CN$  column density are indicated.

where  $N_u^{obs}$  (in cm<sup>-2</sup>) is the observed column density of the molecule under the conditions mentioned above,  $\theta_a$ and  $\theta_b$  (in arcsec) are the major and minor axes of the clean beam, respectively, W (in Jy beam<sup>-1</sup> kms<sup>-1</sup>) is the integrated intensity of each K-projection,  $g_k$  is the K-ladder degeneracy,  $g_l$  is the degeneracy due to the nuclear spin,  $\nu_0$  (in GHz) is the rest frequency of the transition,  $S_{ul}$  is the line strength of the transition, and  $\mu_0$  (in Debye) is the permanent dipole moment of the molecule. The free parameters,  $(N_{tot}/Q_{rot})$  and  $T_{rot}$  were determined by a linear fitting of Eq. 1 (see Figure 3). We derive a rotational temperature of about 153 K and a CH<sub>3</sub>CN column density of about  $1.1 \times 10^{14}$  cm<sup>-2</sup> for the core M1.

The mass of gas was estimated from the continuum emission at 239 GHz ( $\lambda \sim 1.37$  mm) following Kauffmann et al. (2008). Using the rotational temperature derived above for core M1, assuming LTE conditions  $(T_{rot} = T_{kin})$ , and thermal coupling between dust and gas  $(T_{kin} = T_{dust})$ , we derive a mass of about 1.5 M<sub> $\odot$ </sub> for this core.

#### 4. Conclusions

We carried out a preliminary characterization of the massive molecular clump AGAL G020.747-00.092 and its surroundings. Interestingly, this clump lies in a region of interaction between two infrared dust bubbles. Spitzer images show that the molecular clump exhibits internal structure with several embedded compact HII regions. The high angular resolution ALMA data shows a filamentary structure fragmented in at least three cores. Using the CH<sub>3</sub>CN J=12-11 line, we determine an excitation temperature and a mass of about 153 K and 1.5  $M_{\odot}$ , respectively, for the core M1.

The main goal of studies like this is to contribute to the knowledge of the fragmentation processes of massive molecular clumps in the context of the two main models of massive star formation. The final study will include a characterization of the three molecular cores based on several molecular lines emission. Finally, given the spatial location of the filament that harbours such cores, between two interacting HII regions, the results will be analyzed in the context of triggered star formation.

Acknowledgements: This work was partially supported by the Argentina grant PIP 2021 11220200100012 from CONICET. This work is based on the following ALMA data: ADS/JAO.ALMA 2019.1.00195.L. ALMA is a partnership of ESO (representing its member states), NSF (USA) and NINS (Japan), together with NRC (Canada), MOST and ASIAA(Taiwan), and KASI (Republic of Korea), in cooperation with the Republic of Chile. The Joint ALMA Observatory is operated by ESO, AUI/NRAO and NAOJ.

#### References

Csengeri T., et al., 2017, A&A, 600, L10 Goldsmith P.F., Langer W.D., 1999, ApJ, 517, 209 Kauffmann J., et al., 2008, A&A, 487, 993 Miao Y., et al., 1995, ApJL, 445, L59 Moscadelli L., et al., 2021, A&A, 647, A114 Neupane S., et al., 2020, ApJ, 890, 76 Ortega M.E., et al., 2022, A&A, 658, A102 Palau A., et al., 2018, ApJ, 855, 24 Wienen M., et al., 2015, A&A, 579, A91

# Análisis del gas molecular presente en la zona de colisión de cáscaras y supercáscaras de HI

L.A. Suad<sup>1</sup>, S.B. Cárdenas<sup>1,2</sup>, A.B. Blanco<sup>1,2</sup>, N.U. Duronea<sup>3</sup> & S. Cichowolski<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina

<sup>2</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>3</sup> Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

Contacto / lausuad@gmail.com

**Resumen** / Las cáscaras y supercáscaras de H<sub>I</sub> son estructuras que se detectan en la emisión de H<sub>I</sub> como mínimos rodeados por paredes de mayor emisión. Se cree que la expansión y colisión de las mismas puede inducir a la formación de gas molecular en las zonas de colisión que son comprimidas, pero existen pocos ejemplos observacionales de este fenómeno. En este trabajo buscamos evidencia de gas molecular que podría haber sido formado por la acción de choques de cáscaras y supercáscaras. A partir de datos de H<sub>I</sub> del relevamiento HI4PI en un área rectangular de ~ 5° de lado, centrada en  $(l, b) = (107^\circ, -3^\circ)$ , se detectaron varias cáscaras y supercáscaras en el rango de velocidad entre -45 y -67 km s<sup>-1</sup> que podrían estar en colisión. Usando datos de la emisión de CO obtenidos del relevamiento del FCRAO hemos detectado gas molecular en la zona de colisión de las cáscaras y supercáscaras. En este trabajo presentamos un estudio preliminar sobre las características de las estructuras de H<sub>I</sub> y de las las nubes moleculares presentes en esta región de la galaxia.

**Abstract** / The H<sub>I</sub> shells and supershells are structures detected in the H<sub>I</sub> emission distribution as minima surrounded by walls of enhanced emission. It is believed that their expansion and collision can induce the formation of molecular gas in the collision zones that are compressed, but there exist few observational examples of this phenomenon. In this work, we search for evidence of molecular gas that could have been created for the action of shell and supershell collisions. Based on H<sub>I</sub> data from the HI4PI survey in a rectangular area of ~ 5° per side, centered at  $(l, b) = (107^{\circ}, -3^{\circ})$ , several shells and supershells were detected in the velocity range between -45 and -67 km s<sup>-1</sup> that could be in collision. Using CO emission data obtained from the FCRAO survey, we have identified molecular gas in the collision zone of the shells and supershells. In this work, we present a preliminary study on the characteristics of the H<sub>I</sub> structures and of the molecular clouds present in this region of the Galaxy.

Keywords / ISM: bubbles — ISM: clouds — ISM: structure — ISM: kinematics and dynamics

#### 1. Introducción

En la Vía Láctea se observan grandes estructuras conocidas como supercáscaras (GS, por sus siglas en inglés) que se detectan principalmente en la línea de emisión del hidrógeno neutro (HI). Las mismas se caracterizan por presentar, en la distribución de la emisión del HI y en un dado rango de velocidad, un mínimo rodeado total o parcialmente por paredes de mayor emisión, con dimensiones que van desde los 200 pársecs hasta incluso kiloparsecs. Suad et al. (2014) elaboraron un catálogo de estructuras candidatas a ser GSs de HI donde se detectaron un total de 566 GSs.

La expansión supersónica de las GSs genera zonas de alta densidad que pueden inestabilizarse dando lugar a regiones donde podría tener lugar la formación estelar. Por otro lado, modelos y simulaciones numéricas sugieren que la expansión y colisión de las GSs puede inducir a la formación de gas molecular en las zonas de colisión que son comprimidas. Por ejemplo Inutsuka et al. (2015) desarrollaron un modelo donde proponen que la formación de nubes moleculares está dominada por la evolución de burbujas. Ellos proponen un modelo multigeneracional de formación de nubes moleculares en las

Presentación mural

interfases de GSs que se encuentran en colisión. A su vez, simulaciones magnetohidrodinámicas desarrolladas por Inoue & Inutsuka (2008, 2009) han demostrado que la formación de nubes moleculares requiere múltiples episodios de compresión supersónica. Sin embargo, existen aún pocos ejemplos observacionales de este fenómeno (por ej. Dawson et al., 2015; Fujii et al., 2021). En este trabajo presentamos un análisis de una región que presenta varias supercáscaras donde buscamos evidencia de gas molecular que podría haber sido formado por la acción de choques de las mismas.

#### 2. Datos

Los datos de H<sub>I</sub> se obtuvieron del relevamiento de HI4PI (HI4PI Collaboration et al., 2016) y del *Canadian Galactic Plane Survey* (CGPS, Taylor et al., 2003). HI4PI y CGPS tienen una resolución angular de 16.2'y ~ 1'y una resolución en velocidad de 1.49 km s<sup>-1</sup> y 0.83 km s<sup>-1</sup>, respectivamente.

Los datos de la emisión de CO (1–0) se obtuvieron del relevamiento del *Five College Radio Astronomical Observatory* (FCRAO, Heyer et al., 1998). La resolu-



Figura 1: Imagen de la emisión de H I del relevamiento HI4PI promediada en el rango de velocidad entre  $-50 \text{ y} -57 \text{ km s}^{-1}$ . Las elipses negras y verdes marcan la presencia de cáscaras y supercáscaras, respectivamente. El rectángulo marcado en líneas negras indica la zona donde se detecta la emisión de CO del relavamiento del FCRAO mostrada en la Fig. 2.

ción angular es de 45", la resolución en velocidad es de 0.98 km  $\rm s^{-1}.$ 

#### 3. Región bajo estudio

En la Fig. 1 se muestra la distribución de la emisión de HI de HI4PI promediada en el rango de velocidad entre  $-50~{\rm y}$   $-57~{\rm km}~{\rm s}^{-1}$  en una zona del segundo cuadrante galáctico centrada en  $(l, b) \sim (107^{\circ}, -3^{\circ}) \text{ de} \sim 13^{\circ} \times 8^{\circ}$ de extensión en longitud y latitud galácticas, respectivamente. En esa región se observan varias cáscaras y supercáscaras que, de acuerdo a las velocidades en que se las detecta, podrían estar colisionando. GS 105–03–061 y GS 110–04–067, marcadas con elipses en color verde en la figura, son dos GSs pertenecientes al catálogo de (Suad et al., 2014). A su vez, en la zona se observan cuatro estructuras de tamaños menores, que denominaremos como cáscaras, marcadas con elipses negras en la Fig. 1. Estas cumplen con todos los criterios establecidos por Suad et al. (2014) para ser consideradas GSs, con la excepción que su tamaño lineal es inferior a 200 pc.

En la Fig. 2 se muestra la distribución de la emisión del CO promediada en el mismo rango de velocidad que el HI, de la región marcada con un rectángulo en la Fig. 1. Como se observa en la imagen, en esta región hemos identificado ocho nubes moleculares que se encuentran proyectadas sobre las zonas de interfase de las cáscaras y GSs.

#### 4. Resultados preliminares y discusión

Para caracterizar las cáscaras y GSs hemos estimado sus parámetros físicos. Para ello, utilizamos los datos de CGPS y HI4PI para las cáscaras y GSs, respectivamente. Si suponemos una expansión simétrica con una velocidad de expansión,  $V_{\rm e}$ , en un diagrama posiciónposición una cáscara/supercáscara alcanza su máxima



Figura 2: Imagen de la emisión de CO promediada en el rango de velocidad entre -50 y -57 km s<sup>-1</sup>. Las elipses negras y parte de las elipses verdes son las mismas que se muestran en la Fig. 1.

dimensión a la velocidad sistémica,  $V_0$ , mientras que a velocidades extremas, ya sea acercándose ( $V_{\rm m} = V_0 - V_{\rm e}$ ) or alejándose ( $V_{\rm M} = V_0 + V_{\rm e}$ ), debería verse como un casquete de emisión. Teniendo esto en cuenta, determinamos el rango de velocidad,  $\Delta V = |V_{\rm M} - V_{\rm m}|$ , donde las estructuras de H I son detectadas. Las distancias de las estructuras fueron estimadas siguiendo el modelo de rotación galáctica de Fich et al. (1989). Luego, siguiendo el procedimiento descrito por Suad et al. (2016), estimamos la masa gaseosa total,  $M_t$ , de cada estructura de H I. También estimamos sus energías cinéticas,  $E_{\rm k} = 0.5 M_{\rm t} V_{\rm e}^2$ , sus radios efectivos  $R_{\rm ef} = \sqrt{ab}$  (siendo a y b los semiejes mayor y menor de cada estructura) y sus edades dinámicas  $t_{\rm din} = R_{\rm ef}/V_{\rm e}$ . Todos estos resultados se encuentran listados en la Tabla 1.

Para identificar las nubes moleculares presentes en las zonas de interfase de cáscaras y GSs, inspeccionamos el cubo de emisión de CO en un rango de velocidades próximo al de la emisión de H I. Se determinaron las velocidades centrales, V, y los anchos en velocidad,  $\Delta$  vel, aproximados donde detectamos emisión correspondiente a distintas nubes, con los cuales obtuvimos los mapas de emisión de CO promediados en el rango de velocidad de cada nube. Considerando la emisión por encima de  $3\sigma$  y siguiendo el procedimiento detallado en Cárdenas et al. (2022), obtuvimos los parámetros físicos correspondientes a las ocho nubes moleculares identificadas, resumidos en la Tabla 2.

El trabajo observacional realizado por Dawson et al. (2015) es uno de los pocos que hay actualmente donde se analiza el fenómeno de formación de una nube molecular gigante inducida por el choque de dos GSs. Estas últimas, denominadas Carina OB2 y GSH 287+04-17, ya habían sido estudiadas individalmente por Rizzo & Arnal (1998) y Dawson et al. (2008), respectivamente. Realizando una comparación entre los resultados obtenidos en este estudio y los obtenidos por los mencionados autores, vemos que las GSs tienen valores de masa y energía similares. Respecto a los valores estimados para las masas de las nubes moleculares, para las nubes de mayor masa, los valores son comparables al calculado por Dawson et al. (2015).

#### Suad et al.

Tabla 1: Parámetros físicos de las estructuras de H I. Los errores en  $V_0$  son iguales a la resolución en velocidad de los datos ultilizados ( $\delta V$ ), el error en  $\Delta V$  es  $2\delta V$ , el error en el  $R_{\rm ef}$  es ~ 16 %, el error en la distancia es ~ 20 %, el error en la  $t_{\rm din}$  es ~ 30 %, el error en  $M_{\rm t}$  es ~ 50 % y el error en  $E_{\rm k}$  es ~ 64 %.

| Cáscara/GS         | long.<br>[grados] | lat.<br>[grados] | $\frac{V_0}{[\text{km s}^{-1}]}$ | $\frac{\Delta V}{[\rm km \ s^{-1}]}$ | $R_{ m ef}$ [pc] | Dist.<br>[kpc] | $t_{\rm din}$ [Myr] | $M_{ m t}$ [M $_{\odot}$ ] | $E_{\rm k}$ [erg]    |
|--------------------|-------------------|------------------|----------------------------------|--------------------------------------|------------------|----------------|---------------------|----------------------------|----------------------|
| GS 105–03–061      | 105               | -3.0             | -56.7                            | 15.5                                 | 307              | 5.9            | 39.6                | $4.8 \times 10^5$          | $2.9 \times 10^{50}$ |
| $GS110{-}04{-}067$ | 110               | -4.0             | -56.7                            | 18.0                                 | 218              | 5.5            | 24.2                | $2.1 \times 10^{5}$        | $1.7 \times 10^{50}$ |
| G 108 - 0.4 - 057  | 108               | -0.37            | -57.0                            | 10.0                                 | 63               | 5.7            | 12.6                | $2.9 \times 10^4$          | $7.3 \times 10^{48}$ |
| G 109–02–056       | 109.2             | -1.8             | -55.5                            | 10.0                                 | 85               | 5.4            | 17.0                | $5.4 \times 10^{4}$        | $1.3 \times 10^{49}$ |
| G 110 - 0.3 - 051  | 109.6             | -0.3             | -51.0                            | 13.8                                 | 53               | 4.9            | 7.7                 | $3.3 \times 10^4$          | $1.6 \times 10^{49}$ |
| G111+0.0-060       | 111.3             | 0.0              | -59.6                            | 14.0                                 | 58               | 5.8            | 8.3                 | $1.0 \times 10^4$          | $4.9 \times 10^{48}$ |

Tabla 2: Parámetros físicos de las nubes detectadas de CO. El error en la estimación de V es igual a la resolución en velocidad de los datos ( $\delta$ vel), el error en  $\Delta$  vel es de  $2\delta$ vel, el error en la distancia es ~ 20 %, el error en la densidad columnar es de ~ 30 % y el error en la masa es de ~ 50 %.

| Nube molecular | long.    | lat.      | V                     | $\Delta  \mathrm{vel}$ | Dist  | $N(\mathrm{H}_2)$    | $M(H_2)$            |
|----------------|----------|-----------|-----------------------|------------------------|-------|----------------------|---------------------|
|                | [grados] | [grados]  | $[{\rm km \ s^{-1}}]$ | $[{\rm km \ s^{-1}}]$  | [kpc] | $[cm^{-2}]$          | ${ m M}_{\odot}$    |
| Nube 1         | 108.7    | -2.6      | -55.0                 | 8                      | 5.4   | $1.2 \times 10^{21}$ | $3.4 \times 10^4$   |
| Nube 2         | 107.6    | -2.7      | -54.1                 | 8                      | 5.4   | $6.5 \times 10^{21}$ | $4.4 \times 10^{4}$ |
| Nube 3         | 108.5    | $^{-1.0}$ | -51.5                 | 13                     | 5.0   | $2.5 \times 10^{21}$ | $4.4 \times 10^{5}$ |
| Nube 4         | 108.8    | 0.4       | -51.0                 | 16                     | 5.0   | $2.6 \times 10^{21}$ | $4.6 \times 10^{5}$ |
| Nube 5         | 110.2    | -0.2      | -51.0                 | 16                     | 5.0   | $3.4 \times 10^{21}$ | $7.7 \times 10^{5}$ |
| Nube 6         | 109.7    | -1.4      | -48.1                 | 7                      | 4.6   | $2.5 \times 10^{21}$ | $2.2 \times 10^{4}$ |
| Nube 7         | 111.2    | -2.5      | -50.9                 | 8                      | 4.8   | $2.5 \times 10^{21}$ | $3.8 \times 10^{4}$ |
| Nube 8         | 111.4    | 0.7       | -56.0                 | 15                     | 5.4   | $2.1 \times 10^{21}$ | $2.7 \times 10^{5}$ |

#### 5. Conclusiones y trabajo a futuro

Analizando la región del cielo centrada en  $(l, b) \sim (107^{\circ}, -3^{\circ})$  de  $\sim 13^{\circ} \times 8^{\circ}$  de extensión en longitud y latitud galácticas, respectivamente, hemos detectado la presencia de varias cáscaras y GSs que podrían estar colisionando, observándose varias nubes moleculares en las interfaces de las estructuras de H I. Algunas de estas nubes presentan características similares al caso estudiado por Dawson et al. (2015). Se planea a futuro seguir estudiando la dinámica del gas neutro y molecular para poder establecer si el origen del gas molecular puede estar relacionado con la expansión y colisión de las cáscaras y GSs.

Agradecimientos: Para la investigación presentada en este trabajo se han utilizado datos del *Canadian Galactic Plane Survey*, un proyecto canadiense con socios internacionales, respaldado por el *Natural Sciences and Engineering Research Council.* HI4PI se basa en observaciones con el telescopio de 100 m del MPIfR (*Max*- *Planck- Institut für Radioastronomie*) en Effelsberg y Parkes Radio Telescope, que es parte del Telescopio de Australia y está financiado por el *Commonwealth of Australia* para operar como una instalación nacional administrada por CSIRO.

#### Referencias

Cárdenas S.B., et al., 2022, MNRAS, 509, 3395 Dawson J.R., et al., 2008, MNRAS, 387, 31 Dawson J.R., et al., 2015, ApJ, 799, 64 Fich M., Blitz L., Stark A.A., 1989, ApJ, 342, 272 Fujii K., et al., 2021, MNRAS, 505, 459 Heyer M.H., et al., 1998, ApJS, 115, 241 HI4PI Collaboration, et al., 2016, A&A, 594, A116 Inoue T., Inutsuka S.i., 2008, ApJ, 687, 303 Inoue T., Inutsuka S.i., 2009, ApJ, 704, 161 Inutsuka S.i., et al., 2015, A&A, 580, A49 Rizzo J.R., Arnal E.M., 1998, A&A, 332, 1025 Suad L.A., et al., 2016, A&A, 585, A154 Taylor A.R., et., al,, 2003, AJ, 125, 3145

# Linking massive stars to their natal molecular clouds: a preliminary analysis

A.B. Blanco<sup>1,2</sup>, S. Cichowolski<sup>1</sup> & L.A. Suad<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina

 $^2\,$  Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

Contact / agustinabelen.blanco@gmail.com

**Resumen** / Teniendo en cuenta que las estrellas se forman en nubes moleculares, y que las estrellas de alta masa perturban fuertemente su entorno a través de potentes vientos e intensa radiación UV, nos proponemos investigar el impacto que tienen las estrellas masivas sobre sus nubes moleculares parentales. Para esto, utilizamos cubos de CO (J = 1-0) tomados del relevamiento del *Five College Radio Astronomical Observatory* para estudiar la distribución de la emisión del gas molecular en los alrededores de varias estrellas tipo O y Wolf-Rayet ubicadas en el segundo cuadrante Galáctico. Con este fin, analizamos la presencia de gas molecular en el entorno de cada estrella y consideramos la emisión integrada en tres intervalos de velocidad de ancho creciente. Estos intervalos se centraron en el valor de velocidad asociado con la distancia a la estrella según un modelo de rotación de la Galaxia. En base a los resultados obtenidos, comenzamos un estudio estadístico preliminar de la cantidad y distribución de gas molecular en la vecindad de estrellas masivas.

**Abstract** / Bearing in mind that stars are born in the densest regions of molecular clouds and that massive stars are known to disturb their environment through strong winds and intense UV radiation fields, we aim to research the impact that massive stars have on their parental molecular clouds. In this work, we make use of CO (J = 1-0) data cubes obtained from the Five College Radio Astronomical Observatory survey to study the distribution of the molecular gas emission in the surroundings of several O-type and Wolf-Rayet stars located in the second Galactic quadrant. For this purpose, we analyze the presence of molecular gas around each star, while considering the emission integrated into three velocity intervals of increasing width. These intervals were centered on the velocity value that corresponds to the distance of each star, according to a Galaxy rotation curve model. Based on the results yielded from the image analysis, we carry out a statistical study of the amount and distribution of molecular gas in the vicinity of massive stars.

Keywords / ISM: clouds — stars: massive — radio lines: ISM

#### 1. Introduction

Stars, and particularly massive stars (M  $\geq 8 M_{\odot}$ ), are born in the densest regions of molecular clouds. Throughout their evolution, high-mass stars disturb irreversibly their natal cloud through their strong winds and ionizing radiation (Weaver et al., 1977). However, the specific consequences that these stars cause on their environmental gas are still an open question. In an attempt to understand the impact that early-type stars have on their surrounding molecular gas, and how this depends on the characteristics of the stars (spectral type, luminosity, multiplicity, proper motion) and the cloud from which they were born (Galactic position, mass, density), we plan to measure the amount and distribution of remaining CO gas in the vicinity of several O-type and Wolf-Rayet stars. As a preliminary analysis, we present here the results obtained for ten of such stars.

#### 2. Methodology and Data

Our first goal was to set up the sample of early-type stars and relate them to the molecular gas in their surroundings. With this aim, we followed a series of steps:

- We selected 10 stars from the Galactic O Star Catalogue (GOSC; Maíz Apellániz et al. 2013) and from the online compilation of all known Galactic Wolf– Rayet stars (Rosslowe & Crowther, 2015).
- We searched for their distances according to the Gaia EDR3 data (Bailer-Jones et al., 2021).
- Based on the Galactic structure model of Reid et al. (2019), we estimated the radial velocity corresponding to the distance for each star. This model was determined from observational data (trigonometric parallaxes of molecular masers) and takes into account the non-circular motions known to be present in the Perseus spiral arm.

The sample of ten stars chosen for this work is introduced in Table 1. Their spatial distribution projected onto the Galactic plane is shown in Fig. 1.

For the purpose of measuring the amount and distribution of remaining molecular gas around the stars, we used the following procedure: first, we analyzed the CO emission data cubes in the J = 1 - 0 transition obtained from the Five College Radio Astronomical Observatory (FCRAO) survey (Heyer et al., 1998). These cubes have a spatial and spectral resolution of 45" and 0.98 km s<sup>-1</sup>, respectively, and cover a range of Galactic

| ID | 1      | b     | ST                 | $\mathbf{Dist}$ | Vel          |
|----|--------|-------|--------------------|-----------------|--------------|
|    | (°)    | (°)   |                    | (pc)            | $(\rm km/s)$ |
| 1  | 128.29 | 1.82  | O9.7 II            | 3697.6          | -46.1        |
| 2  | 127.88 | -1.35 | O7.5 III           | 2471.0          | -31.6        |
| 3  | 124.65 | -2.41 | WN2b               | 3566.2          | -44.7        |
| 4  | 122.57 | 0.12  | O7 V               | 4001.7          | -49.6        |
| 5  | 122.08 | 1.9   | WN4b               | 3021.1          | -37.8        |
| 6  | 115.9  | -1.16 | $06\mathrm{V}$     | 2810.5          | -33.2        |
| 7  | 115.03 | 0.11  | WN7h               | 4601.3          | -54.6        |
| 8  | 109.32 | -1.79 | $08.5\mathrm{III}$ | 1780.3          | -16.7        |
| 9  | 103.85 | -1.19 | WC6                | 4739.9          | -48.7        |
| 10 | 134.99 | -1.75 | O4.5 I             | 2429.6          | -30.6        |

Massive stars and their parental clouds

Table 1: Stars sample.

longitudes from  $102^{\circ}.49$  to  $141^{\circ}.54$ , and latitudes from  $-3^{\circ}.03$  to  $5^{\circ}.41$ . Second, we integrated the CO emission in three different velocity intervals of widths 5, 10, and 20 km s<sup>-1</sup>, centered on the radial velocity associated with each star (see Table 1). These intervals were chosen with the aim of analyzing the distribution of molecular gas possibly related to the star both at velocities close to that of the star and also at wider ranges, which would allow, for example, the detection of expanding structures. In turn, the intervals take into account the uncertainty in the estimated radial velocity for each star.

For each integrated image, we computed the  $H_2$  column density and the hydrogen mass,  $M_{H_2}$ , around every star, considering the CO emission at  $3\sigma$  level inside three different circles of 2, 10, and 30 pc of radius, centered at the spatial coordinates of the star. We defined these search radii bearing in mind the typical sizes of HII regions, with our goal being to study the molecular gas distribution in a roughly wide range of distances to the star. Then, the molecular mass present within each region was estimated as  $M_{H_2}$  =  $4.2 \times 10^{-20} \text{ N}_{\text{H}_2} \text{ D}^2 \Omega$ , where D is the distance in parsecs,  $N_{H_2}$  is the  $H_2$  column density,  $\Omega$  is the solid angle of the molecular emission expressed in steradians and the  $H_2$  mass is in units of  $M_{\odot}$ . This estimation assumes a CO-H<sub>2</sub> conversion factor for the column density of  $X = 1.8 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} \text{ K}^{-1} \text{ km/s}^{-1}$  (Nguyen et al., 2015). Finally, we have estimated the percentage of the surface occupied by CO emission in relation to the total area of each circle (i.e. the surface filling factor).

#### 3. Results and Discussion

After analyzing the images and values obtained, we found that only one star (ID 1) presents molecular gas inside the three circles, in all three velocity ranges. Only one star (ID 3) has no remaining gas, within any distance (at least up to 30 pc, which is the furthest distance we considered). The other eight stars, all present diverse amounts of molecular gas emission at some point, within some (or all) range/s of velocity, but always outside the 2 pc circle. Fig. 2 shows the CO emission distribution in the surroundings of stars ID 1 and 6, for reference.

Considering the values obtained we present here some general results:

From the images integrated along  $5 \text{ km s}^{-1}$ , we find



Figure 1: Distribution of the ten massive stars on the Galactic plane. Red asterisks indicate O-type stars, while blue crosses correspond to WR stars. Green lines mark the Galactic longitude values of  $l = 103^{\circ}$  and  $l = 143^{\circ}$ , limiting the region where CO data are available. The black circles have a radius of 1, 2, 3, 4, and 5 kpc and are centered at the Sun.

that:

- Star ID 1 has 91 % of the surface inside the 2 pc radius filled with molecular gas that corresponds to  $\sim$  385  ${\rm M}_{\odot}.$
- Three stars (including ID 1) show CO emission inside the 10 pc radius, but for two of them, it represents less than 1 % of the surface.
- Nine stars (all except ID 3) have molecular gas inside their 30 pc circle, but eight of them have less than 2 % of the surface covered.

From the images integrated along  $10 \text{ km s}^{-1}$ , we find that:

- Star ID 1 has 85 % of the surface inside the 2 pc radius filled with molecular gas, which corresponds to  $\sim$  481  $M_{\odot}.$
- Four stars (including ID 1) show CO emission inside the 10 pc radius, but for three of them, it represents less than 1 %. These low percentages correspond to only a few tens of M<sub>☉</sub>.
- Nine stars have molecular gas inside their 30 pc circle. Five of them have less than 1 % of the surface covered. The other four, less than 8 %.

Lastly, from the images integrated along 30  $\mathrm{km \, s^{-1}}$ , we find that:

- Star ID 1 has 79 % of the surface inside the 2 pc radius filled with molecular gas.
- Five stars present CO emission inside the 10 pc radius but for four of them, it represents less than 1 %.
- Eight stars have molecular gas inside their 30 pc circle. Four of them have less than 1 % of surface covered. The other four, less than 15 %. Star ID 6 shows the highest amount of H<sub>2</sub> mass:  $\sim 35\,600 \,M_{\odot}$ , which corresponds to 13 % of the surface covered.

If we consider the standard scenario for massive star formation, we would expect at least some rem-

#### Blanco et al.



Figure 2: CO (J = 1-0) emission distribution maps around stars 1 (upper row) and 6 (bottom row). The three columns show  $\Delta V = 5$ , 10, and 20 km s<sup>-1</sup>. The white contour lines show the CO emission at  $3\sigma$  level. The red circles have a radius of 2, 10, and 30 pc and are centered at the position of each star.

nant of the parental molecular cloud present around the young stars. How much gas remains, and how is it distributed, are questions that we first attempt to respond to here. Although in this work we present a preliminary analysis considering only ten stars, the small amount of gas detected in their surroundings is striking. In particular, we want to address the issue of star ID 3, which shows a complete lack of molecular gas. On the one hand, an inspection of the whole CO data cube reveals the presence of emission neighboring the star at a velocity of  $-24 \text{ km s}^{-1}$ , this is, shifted about 20  $\mathrm{km \, s^{-1}}$  from the velocity assumed for the star (see Table 1). On the other hand, this particular star has been cataloged as a candidate runaway star by Tetzlaff et al. (2011), based on the proper motion values of  $\mu_{\alpha} = -12.8 \text{ mas yr}^{-1} \text{ and } \mu_{\delta} = 7.18 \text{ mas yr}^{-1}, \text{ taken}$ from the Hipparcos catalogue (van Leeuwen, 2007). However, no IR bow-shaped emission has been detected related to this star (Peri et al., 2015). In fact, the new values for the stellar proper motion, taken from the Gaia EDR3 data, are considerably lower:  $\mu_{\alpha} = -3.36 \text{ mas yr}^{-1} \text{ and } \mu_{\delta} = -1.42 \text{ mas yr}^{-1}$ . Furthermore, these are in better agreement with the Tycho-2 catalogue values ( $\mu_{\alpha} = -3.8 \text{ mas yr}^{-1}$  and  $\mu_{\delta} = -3.3 \text{ mas yr}^{-1}$ , see Høg et al. (2000)). Based on the Gaia measurements, we calculate the star's peculiar motion, following the procedure from Comerón & Pasquali (2007). We obtain  $V_{pec_1} = -7.18 \text{ km s}^{-1}$  and  $V_{pec_b} = -16.32 \text{ km s}^{-1}$ , which yields a tangential velocity value of  $V_T = 17.83 \text{ km s}^{-1}$ . This casts doubt on this star being a runaway star. Nevertheless, considering that star ID 3 is a WR star, i.e. an evolved star, it is likely that it traveled long enough to move away from

its natal cloud, either due to gravitational interactions with its stellar group or because of the impulse given by the supernova explosion of some companion star (Meyer et al., 2020).

The specific characteristics of the results we find regarding WR stars in comparison to those of O-type stars, and the differences we expect when dealing with runaway stars, are something we plan on investigating further in detail along with a larger sample of massive stars as our next step.

Acknowledgements: The National Radio Astronomy Observatory is a facility of the National Science Foundation operated under cooperative agreement by Associated Universities, Inc. This work has made use of data from the European Space Agency (ESA) mission *Gaia*.

#### References

- Bailer-Jones C.A.L., et al., 2021, VizieR Online Data Catalog, I/352
- Comerón F., Pasquali A., 2007, A&A, 467, L23
- Heyer M.H., et al., 1998, ApJS, 115, 241
- Høg E., et al., 2000, A&A, 355, L27
- Maíz Apellániz J., et al., 2013, Massive Stars: From alpha to Omega, 198
- Meyer D.M.A., et al., 2020, MNRAS, 496, 3906
- Nguyen H., et al., 2015, ApJ, 812, 7
- Peri C.S., Benaglia P., Isequilla N.L., 2015, A&A, 578, A45
- Reid M.J., et al., 2019, ApJ, 885, 131
- Rosslowe C.K., Crowther P.A., 2015, MNRAS, 447, 2322
- Tetzlaff N., Neuhäuser R., Hohle M.M., 2011, MNRAS, 410, 190
- van Leeuwen F., 2007, A&A, 474, 653
- Weaver R., et al., 1977, ApJ, 218, 377

# Ionization state and geometry of the extragalactic HII region SMC-N88A for the interpretation of observations of galaxies in the epoch of reionization

C.G. Díaz<sup>1</sup>, D. Mast<sup>2</sup>, G. Oio<sup>3</sup> & R. Bassett<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Ciencias Astronómicas, de la Tierra y del Espacio, CONICET-UNSJ, Argentina

<sup>2</sup> Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

<sup>3</sup> Chinese Academy of Sciences South America Center for Astronomy (CASSACA), China

<sup>4</sup> Swinburne University of Technology, Australia

Contact / gonzalodiaz@conicet.gov.ar

**Resumen** / Los fotones ionizantes de las primeras galaxias contribuyeron a la progresiva re-ionización del hidrógeno intergaláctico, que terminó a  $z \sim 6$ . Una de las principales incógnitas de este proceso es la fracción de fotones ionizantes que escapan de las galaxias y alcanzan el medio intergaláctico durante esta época. Sin embargo, ningún telescopio puede detectar directamente esta radiación en objetos a  $z \ge 6$  porque es absorbida por el hidrógeno neutro del medio intergaláctico en el mismo proceso de reionización cósmica. Por este motivo se han propuesto varios indicadores alternativos del escape de fotones ionizantes, basados tanto en líneas de emisión como de absorción. En este trabajo, el objetivo a largo plazo es poner a prueba los modelos utilizados en la interpretación de las observaciones de líneas de emisión nebulares de galaxias a muy alto redshift. Hemos observado dos regiones H II compactas de la Nube Menor de Magallanes con la unidad de campo integrado (o IFU) de GMOS-S, para estudiar la física involucrada en el escape de fotones ionizantes producidos por estrellas masivas que habitan en regiones H II jóvenes. A una distancia de  $\sim 61$  kpc, la cercanía de estos objetos hace posible estudiar la geometría y cinemática del gas en emisión con una resolución espacial inalcanzable en galaxias de la época de reionización. En esta oportunidad, presentamos las bases del proyecto y el estado de los datos obtenidos para SMC-N88A.

**Abstract** / Ionizing photons from the first galaxies contributed to the progressive re-ionization of the intergalactic hydrogen, which ended by  $z \sim 6$ . One of the main unknowns of this process is the fraction of ionizing photons that escape from galaxies and reach the intergalactic medium during this epoch. However, no telescope can directly detect this radiation on objects at  $z \ge 6$  because it is absorbed by the neutral hydrogen of the intergalactic medium in the same cosmic reionization process. For this reason, several alternative indicators of the escape of ionizing photons have been proposed, based on both emission and absorption lines. In this work, the long-term goal is to test the models used in the interpretation of observations of nebular emission lines from galaxies at very high redshift. We have observed two compact H II regions of the Small Magellanic Cloud with the Integral Field Unit (or IFU) of GMOS-S, to study the physics involved in the escape of ionizing photons produced by massive stars inhabiting young H II regions. At a distance of  $\sim 61$  kpc, the proximity of these objects makes it possible to study the geometry and kinematics of the gas in emission with a spatial resolution unattainable in galaxies of the reionization epoch. In this opportunity, we present the bases of the project and the data obtained for SMC-N88A.

Keywords / galaxies: high-redshift — intergalactic medium — galaxies: ISM — HII regions

#### 1. Introduction

The contribution of galaxies to the reionization of intergalactic hydrogen at redshift z > 6 depends on the fraction of ionizing photons that reach the intergalactic medium (IGM) after being produced by young massive stars. This quantity is usually expressed in terms of the escape fraction  $(f_{\rm esc}^{\rm LyC})$  of photons in the hydrogen Lyman series continuum (LyC,  $\lambda < 912$  Å). However, LyC radiation is not observable in objects at z > 6 because it is absorbed by the neutral hydrogen of the IGM in the same cosmic reionization process. For this reason, an alternative  $f_{\rm esc}^{\rm LyC}$  indicator is essential to study this phenomenon directly at the Epoch of Reionization (EoR), thus  $f_{\rm esc}^{\rm LyC}$  indicators have been proposed throughout the spectral range, including: Ly $\alpha$  emission (Verhamme

et al., 2015), HI absorption lines (Lyman series) and low ionization metals like [Si II]( $\lambda$ 1190,  $\lambda$ 1260) (Chisholm et al., 2018), MgII( $\lambda\lambda$ 2796,2803) emission (Henry et al., 2018), nebular emission lines ratios of the visible spectrum such as O32 ([O III]( $\lambda$ 5007)/[O II]( $\lambda\lambda$ 3727,3729)) (Izotov et al., 2018), deficiency in [S II]( $\lambda\lambda$ 6717,6731) (Wang et al., 2021), infrared emission lines in the range 5  $\mu$ m to 120  $\mu$ m (Ramambason et al., 2022), and the list is growing.

The direction of LyC photon escape is conditioned by the distribution of gas and dust in the source (e.g. Kostyuk et al., 2022), with most ionizing photons escaping from low density channels (Yeh et al., 2023). Thus,  $f_{\rm esc}^{\rm LyC}$  depends on the line of sight and the conditions of individual H II regions hosting massive bright stars. However, spectroscopic observations of a distant galaxy correspond to scales of kiloparsecs (e.g.:  $\sim 7.8 \text{ kpc}/''$  at  $z = 3 \text{ and } \sim 5.8 \text{ kpc}/''$  at z = 6, assuming a  $\lambda$ CDM cosmology with H<sub>0</sub> = 70 km s<sup>-1</sup> Mpc<sup>-1</sup>), thus integrating the light of many, if not all, H II regions of the observed galaxy, in a single measurement.

In this contribution, we report the start of a project to study the internal structures of two individual H II regions with high spatial resolution, using Integral Field Spectroscopic observations over a wide spectral range. Since it is not possible to resolve individual H II regions in galaxies during the EoR, we turned to the closest local analogue: the Small Magellanic Cloud (SMC). The long-term goal is to improve our interpretation of the observed nebular emission line ratios in EoR galaxies and their relationship to LyC photon escape. In particular, the primary objectives are: 1- to determine the effect of geometry and gas structure on the escape of ionizing photons from individual HII regions, and 2- to test the relative stability of the indicator S32 ([SIII] $\lambda$ 9069+ $\lambda$ 9531)/[SII]( $\lambda\lambda$ 6717,6731)) with respect to O32, as predicted by models used in the interpretation of galaxy observations.

#### 2. Sample

The Magellanic Clouds are satellites of the Milky Way in the mass range of the EoR galaxies. In particular, the stellar mass of the SMC ( $M_{\star} \sim 5.3 \times 10^8 M_{\odot}$ , Rubele et al., 2018) is in the range predicted by current models for the main contributors of LyC during the EoR at  $z \sim 7$  (Yeh et al., 2023). Also, the radius of  $\sim 3\tilde{k}pc$  (Stanimirović et al., 2004) and a low metallicity of [Fe/H]  $\sim -1$  dex (e.g. Choudhury et al., 2020; De Bortoli et al., 2022)) are common features of EoR galaxies. Moreover, the proximity of the SMC grants a spatial resolution unattainable in galaxies during the EoR. As a result, the SMC is a good laboratory to test the escape of ionizing photons produced by massive stars during the EoR.

The sample includes two compact H II regions in the SMC, selected for their brightness and size, and a low number of known hosted stars. SMC N88A (R.A. = 01 h 24 m 8.3 s, Dec. =  $-73^{\circ} 09' 04''$ , V = 12.18 mag) is located in the SMC at a distance  $d \sim 62.4$  kpc (Graczyk et al., 2020), has an angular size  $\sim 5$  arcsec that corresponds to 1.5 pc in diameter, and its dominant star is type O6. The second target is SMC N81 (R.A. = 01 h 09 m 12.94 s, Dec. =  $-73^{\circ} 11' 39''$ , V = 11.7 mag), which is not included in this report.

#### 3. Observations

The relative stability of S32 with respect to O32 must be evaluated in a robust way, for which it is necessary to observe both line ratios in the same object and with the same instrument. Currently, the Gemini Multi-Object Spectrograph (GMOS, Hook et al., 2004), at the Gemini South and Gemini North telescopes are the only instruments in the world that meet the three conditions necessary for this work, which are: *i*) to cover the spectral range from  $[O II](\lambda\lambda 3727,3729)$  to  $[S III](\lambda 9531)$ , *ii*)



Figure 1: False-color image composition of SMC N88A using data from the Wide Field Camera (Hubble Space Telescope). Red is F656n (H $\alpha$ ), green is F502n ([OIII]), and blue is F487n (H $\beta$ ). Each yellow dashed rectangle represents a field of GMOS IFU-R (5.0 × 3.5 arcsec<sup>2</sup>). The mosaic is composed of 6 fields covering a 9.5 × 9.5 arcsec<sup>2</sup> area.

to observe both factors of an emission line ratio (e.g. [O II] and [O III]) with the same configuration, and *iii*) to provide spatially resolved spectroscopy.

The data for the project were obtained with the Integral Field Unit (IFU) of GMOS-S (Allington-Smith et al., 2002; Gimeno et al., 2016). SMC N88A was observed with six pointings of  $3.5 \times 5$  arcsec (i.e. the field of view of IFU-R), on a rectangular pattern of 3 by 2 with a 0.5 arcsec overlap between adjacent frames (Fig. 1). The coverage of GMOS observations of SMC-N88A demonstrates the capability of resolving structures within the H II region.

Two configurations were used with the IFU-R mask. The "blue" configuration, which included the unfiltered B600 grating with a central wavelength  $\lambda_{\rm c} = 500$  nm to cover [O II] and [O III] simultaneously; and the "red" configuration, which included the R400 grating with the OG515 filter and central wavelength  $\lambda_{\rm c} = 890$  nm to cover [SII] and [SIII] simultaneously. The spectral resolution obtained is 1.94 Å ( $\sim 115 \text{ km s}^{-1} \text{ at } 5007 \text{ Å}$ ) in the blue, and 2.87 Å ( $\sim 95$  km s<sup>-1</sup> at 9000 Å) in the red, sampled to 3.8 pixels, which is sufficient to test the S32 and O32 diagnostics, and to compare with models and observations of galaxies. Three exposures of 60s where acquired at each pointing for the blue and red configuration, making a total of 36 science data cubes. Additionally, a telluric comparison star was observed in the red configuration prior the science observations. This was used to remove the atmospheric absorption at 9500 Å–9600 Å that severely affects the [SIII] sulfur line ( $\lambda$ 9531). The data were acquired for program GS-2019B-Q-205<sup>\*</sup> on October 10th (red configuration)

<sup>\*</sup>PI: R. Bassett. The data are publicly available from the Gemini Observatory Archive at https://archive.gemini.edu/searchform


Figure 2: Small region from a sky-subtracted 2D spectrum of a single exposure with the blue configuration, centred on the emission from H $\beta$  and [OIII]. Wavelength increases to the right. Each row contains the spectrum from a different fiber. The horizontal areas where the emission lines are not visible correspond to sky fibers.

and November 28th (blue configuration), 2019. The flux standard star C32 was observed with both configurations on July 24th, 2019. Conditions during observations where photometric (clear of clouds) and the image quality (the FWHM of a point source) was < 0.85 arcsec in the g'-band, implying a spatial resolution < 0.25 pc for SMC N88A.

The data reduction process included the following calibration observations: 15 BIAS, seven FLATS, seven ARCS, three telluric star exposures, and two flux standard star exposures. All of these are currently being processed with the GEMINI IRAF package, provided by the Gemini Observatory. Following the basic instructions, the processing requires BIAS combination and subtraction, removal of the overscan region, creation of a bad pixel mask (BPM) for each individual exposure (including FLAT images), adding the BPM to the data quality (DQ) extension of each science exposure, creation of an image for tracing the position of individual spectra from the FLAT, FLAT field normalization, removal of CCD gaps, wavelength calibration, quantum efficiency correction, sky subtraction, datacube reconstruction, telluric correction, and mosaic building. Fig. 2 shows a small region of the 2D spectrum of a single exposure from the middle row second column pointing of Fig. 1, in the blue configuration. Data reduction is currently at the datacube reconstruction step.

# 4. Methodology

First, the stability of S32 and O32 as indicators of  $f_{\rm esc}^{\rm LyC}$  is tested as follows. The flux of [O II],[O III], [S III] and [S II] is measured in each spaxel of the cube to obtain the distribution of O32 and S32 values across the region. The total emission flux of each line is obtained by integration over all spaxels to calculate the integrated S32

and O32 ratios similar to high redshift galaxies. Then, we will determine the discrepancies between the integrated values and the distribution functions, based on statistical tests of the mean, the dispersion, and the range of values.

Second, we will exploit the spatial coverage of the data. Maps of S32 and O32 will be obtained and the spatial correlation will be determined using image overlapping and cross-matching tools. The values with the highest and least correlation will be identified, and their locations within the H II region will be compared to known structures like dust lines, shells, winds, etc. We will also determine the location of the maximum and minimum values of S32 and O32, and the radial profiles. The slope of the profiles will be compared with the level of spatial correlation between the two indicators, as well as known structures in the region.

Third, we will calculate the LyC radiation that escapes from the region as  $F_{out} = F_{in} - F_{em}$  and  $f_{esc}^{LyC} = F_{out}/F_{in}$ . The intrinsic LyC flux  $(F_{in})$  emitted by the ionizing sources is obtained from fitting BPASS stellar templates (Eldridge et al., 2017) to the spectra of the central stars. The ionizing flux re-emitted by the nebula  $(F_{em})$  is determined by the total flux in hydrogen emission lines, aided by photo-ionization models from MO-CASSIN3D (Ercolano et al., 2003). This measurements will be a strong test to prediction of  $f_{esc}^{LyC}$  from integrated O32 and S32 ratios, typically used in high redshift galaxies observations.

# 5. Summary

This work is based on IFU observations of the compact H II region SMC-N88A, to study the spatial correlation between the ratios O32 and S32, the areas of high  $f_{\rm esc}^{\rm LyC}$ , and other known structures. It proposes a test for the effect of geometry and orientation in the inference of  $f_{\rm esc}^{\rm LyC}$  in high redshift galaxies.

### References

- Allington-Smith J., et al., 2002, PASP, 114, 892
- Chisholm J., et al., 2018, A&A, 616, A30
- Choudhury S., et al., 2020, MNRAS, 497, 3746
- De Bortoli B.J., et al., 2022, A&A, 664, A168
- Eldridge J.J., et al., 2017, PASA, 34, e058
- Ercolano B., et al., 2003, MNRAS, 340, 1136
- Gimeno G., et al., 2016, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 9908, 99082S
- Graczyk D., et al., 2020, ApJ, 904, 13
- Henry A., et al., 2018, ApJ, 855, 96
- Hook I.M., et al., 2004, PASP, 116, 425
- Izotov Y.I., et al., 2018, MNRAS, 478, 4851
- Kostyuk I., et al., 2022, arXiv e-prints, arXiv:2207.11278
- Ramambason L., et al., 2022, A&A, 667, A35
- Rubele S., et al., 2018, MNRAS, 478, 5017
- Stanimirović S., Staveley-Smith L., Jones P.A., 2004, ApJ, 604, 176
- Verhamme A., et al., 2015, A&A, 578, A7
- Wang B., et al., 2021, ApJ, 916, 3
- Yeh J.Y.C., et al., 2023, MNRAS

# Mapping cosmic rays ionization on cores of molecular clouds and its effects on deuterium chemistry

G. Latrille<sup>1</sup>, S. Bovino<sup>1</sup>, A. Lupi<sup>2</sup>, T. Grassi<sup>3</sup> & M. Padovani<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Departamento de Astronomía, Universidad de Concepción, Chile

<sup>2</sup> Department of Physics Giuseppe Occhialini, University of Milano-Bicocca, Italia

<sup>3</sup> Centre for Astrochemical Studies, Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik, Alemania

<sup>4</sup> Istituto Nazionale di Astrofisica, Osservatorio Astrofisico di Arcetri, Italia

Contact / gonzajaque2016@udec.cl

**Resumen** / Presentamos los resultados de un nuevo código numérico que simula la propagación de los rayos cósmicos dentro de nubes moleculares. Empleamos el código para obtener mapas de la tasa de ionización por rayos cósmicos en simulaciones magnetohidrodinámicas 3d de núcleos preestelares. El mapa es luego usado para seguir la subsecuente evolución química de especies deuteradas incluida en nuestro marco de post-procesamiento. El análisis de especies deuteradas muestra un incremento de trazadores cruciales con respecto al mismo análisis realizado con una tasa de ionización por rayos cósmicos fija a un valor constante. Esto tiene consecuencias importantes en el tiempo que le toma a los procesos de deuteración y su utilidad como relojes químicos en las regiones de formación estelar.

**Abstract** / We present the results of a new numerical code which simulates cosmic rays propagation within molecular clouds. We employ the code to obtain cosmic ray ionization rate maps of 3d magneto-hydrodynamic simulations of prestellar cores. The maps are then used to follow the subsequent chemical evolution of deuterated-species within our post-processing framework. The analysis of deuterated-species shows an increasing of key tracers with relative to the same analysis performed on a run with the cosmic ray ionization rate set to a constant value. This has important consequences for the overall timescale of the deuteration process and its usefulness as a chemical clock in star-forming regions.

Keywords / ISM: clouds — cosmic rays — ISM: molecules

# 1. Introduction

Dense cores (sizes of 0.05 - 0.1 pc) inside molecular clouds are the birthplace of stars, and are characterized by low temperatures (T < 20 K) and high densities ( $n > 10^4$  cm<sup>-3</sup>). Due to the low temperature, several molecular species besides CO, such as methane (CH<sub>4</sub>), methanol (CH<sub>3</sub>OH) and water (H<sub>2</sub>O), are adsorbed on the surface of dust-grains in the form of ices (van Dishoeck, 2014).

In addition, due to the high density in the envelope surrounding these cores, radiation cannot penetrate, and the only source of ionization are cosmic rays (hereafeter CRs). CRs are highly energetic particles (energies from 100 eV up to  $10^{21}$  eV), where protons, He nucleus and carbon amount to 98%, and the rest is in positrons and electrons. As they are the only type of radiation that can penetrate the layers of dense cloud, they are responsible for triggering ion-molecule reactions (Watson, 1974; Padovani et al., 2009). The first step of this process is the ionization of molecular hydrogen and the subsequent reaction to produce  $H_3^+$ , the main molecular ion in these regions. The presence of CRs in such environments results in the proliferation of several species through isotopic fractionation of  $H_3^+$  (Watson, 1974; Caselli et al., 2019).

Deuterated molecules are the main tools to know

the state of dense cores (Caselli et al., 2019), since  $H_3^+$  can easily react with HD to produce  $H_2D^+$ , starting the deuterium fractionation (deuteration) process which also produces, for instance, DCO<sup>+</sup> and N<sub>2</sub>D<sup>+</sup> (Caselli et al., 2019; Indriolo & McCall, 2013). Among the different deuterated tracers, o-H<sub>2</sub>D<sup>+</sup> and DCO<sup>+</sup> are also employed as proxies of the cosmic ray ionization rate ( $\zeta_2$ , hereafter CRIR), i.e. the number of H<sub>2</sub> molecules ionized per unit time (Caselli et al., 1998; Bovino et al., 2020).

In this study, we focus on the impact of properly modelling the propagation of CRs through magnetised dense cores to then study the evolution of deuterated species like  $o-H_2D^+$  and DCO<sup>+</sup>. We compare the results obtained with the propagation scheme (which depends on the effective column density  $N_{\rm eff}$ , being the column density traversed by CRs, which path may differ from the usual line-of-sight according to how magnetic fields are twisted) to those obtained in the original simulation employing a standard constant value of the CRIR  $\zeta_c$ .

# 2. Methodology

For the following analysis, we use the collapsing core presented in Bovino et al. (2019). The simulations have been performed with the magneto-hydrodynamic code GIZMO (Hopkins, 2015; Hopkins & Raives, 2016) coupled with the thermochemistry package KROME (Grassi et al., 2014).

Our reference simulation assigns to each particle from the cloud the same constant value of  $\zeta_c = 2.5 \times$  $10^{-17}$  s<sup>-1</sup>. We compare this reference simulation with a propagation scheme of cosmic rays based on tracer particles (TPs), which is applied in post-processing. In this work, cosmic rays are sampled with a total of 10240 TPs, which are injected in the cloud at 0.5 pc from the cloud center. Their propagation is then followed by taking into account their coupling to the magnetic field lines. During their journey, TPs keep track of the effectively traversed gas column density  $N_{\rm eff}$ , which is used to consistently update  $\zeta_2$ . The propagation for each TP is computed by means of a Runge-Kutta integrator, with the step defined by the smoothing length  $h_i$  at the current location of the TP obtained using a spline kernel encompassing 32 gas neighbours from the original simulation. At each step, a new value of  $\zeta_2$  for each TP is determined, by appropriately weighting each gas particle contribution to the kernel volume. It is worth notice that, as TPs move deep into the core, the cosmic ray ionization rate continuously decreases as a function of the effective column density  $N_{\rm eff}$ .

At the end of the calculations, A CRIR map is generated for each snapshot of the original simulation, and it is then passed as an input to the post-processing code developed and presented by Ferrada-Chamorro et al. (2021), using the same initial conditions and networks employed by Bovino et al. (2019). The chemical evolution of the core is performed via KROME (Grassi et al., 2014) according to the density and temperature from the simulated snapshots and CRIR map provided from the propagator.

# 3. Results

In Fig. 1, we report the density-weighted map of the CRIR, obtained from the propagation code at 153.3 kyr. The map shows a highly ionized core, with the ionization rate decreasing towards the center. This high ionization rate is due to the initial injected CRIR ( $\sim 3 \times 10^{-16} \text{ s}^{-1}$ ). The high-ionization initial value comes from the theoretical model  ${\mathscr H}$  presented by Padovani et al. (2022), which aims to mimic the CRIR observational estimates obtained for diffuse cloud. The decrease is in line with theoretical prediction, in which CRs that penetrate deeper into the cloud have to traverse higher column densities, and are attenuated. In Fig. 2, we show column density maps for specific tracers ( $o-H_2D^+$  and  $DCO^+$ ) at 153.3 kyr obtained from our post-processing framework, using the computed CRIR maps. Left panels correspond to the reference run with constant CRIR, while the right ones show the case where CRs have been propagated. We notice an increase of column density for both tracers when a proper CRs propagation is considered.  $DCO^+$  is boosted up to a factor of seven compared to the constant CRIR case, while  $o-H_2D^+$  presents an overabundance of a factor of three. In Fig. 3, we also show the radial profiles for the two tracers. Spatially, the radial profile of  $o-H_2D^+$  follows the case with constant CRIR. The same happens for DCO<sup>+</sup>. On the other hand, the im-



Figure 1: Cosmic ray ionization rate map density-weighted produced by our propagator at 153.3 kyr within 0.2 pc as depth length. Contours show total column density N.

pact of the CRIR produces a considerable enhancement of  $\rm DCO^+$  formation.



Figure 2: Column density maps within 0.2 pc as depth length for DCO<sup>+</sup> and o-H<sub>2</sub>D<sup>+</sup> obtained from our simulations. Panel (a) and (c) show the column density maps of both species for the simulations with a constant CRIR. (b) and (d) show the same but for the model given by our propagator.

# 4. Conclusion

In this work, we presented the first self-consistent simulations of collapsing dense cores where chemistry and cosmic-ray propagation have been accurately treated. The results show a decrease of the CRIR towards the center of the core due to the increase of the column density. CRs are injected outside the core and propagate along the magnetic field lines. The impact of the CRIR on deuterated species such as DCO<sup>+</sup> is significant.



Figure 3: Column density radial profiles for  $DCO^+$  (*left*) and  $o-H_2D^+$  (right) for the two simulations performed in this work. The blue dashed lines correspond to our propagation scheme, and the black solid lines to the original simulation. The column densities are calculated by assuming a core depth of 0.05 pc.

These first runs provided a useful testbed for our CRs propagator and the impact on the chemistry of deuterated species. In future works, we will study the impact of CRIR on a wide range of tracers and the

overall effect on key processes like deuterium fractionation, which can have relevant consequences for the use of chemical clocks in star-forming regions.

Acknowledgements: SB is financially supported by Fondecyt Regular (project 1220033). AL acknowledges funding from MIUR under the grant PRIN 2017-MB8AEZ.

#### References

- Bovino S., et al., 2019, ApJ, 887, 224 Bovino S., et al., 2020, MNRAS, 495, L7
- Caselli P., Sipilä O., Harju J., 2019, Philos. Trans. R. Soc., 377, 20180401
- Caselli P., et al., 1998, ApJ, 499, 234
- Ferrada-Chamorro S., Lupi A., Bovino S., 2021, MNRAS, 505, 3442
- Grassi T., et al., 2014, MNRAS, 439, 2386
- Hopkins P., 2015, MNRAS, 450, 53
- Hopkins P.F., Raives M.J., 2016, MNRAS, 455, 51
- Indriolo N., McCall B.J., 2013, Chem. Soc. Rev., 42, 7763
- Padovani M., Galli D., Glassgold A.E., 2009, A&A, 501, 619
- Padovani M., et al., 2022, A&A, 658, A189
- van Dishoeck E.F., 2014, Faraday Discuss., 168, 9
- Watson D.W., 1974, ApJ, 188, 35

# Una nueva perspectiva de la nebulosa del Espirógrafo Observaciones MUSE de IC 418

R.A. Pignata<sup>1,2</sup>, D. Mast<sup>1,2</sup> & W. Weidmann<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

<sup>2</sup> Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

Contacto / rafael.pignata@unc.edu.ar

**Resumen** / Las nebulosas planetarias son reliquias esenciales de la evolución estelar y gracias a la espectroscopía de campo integral, técnica que combina las ventajas de la imagen con la espectroscopía, es posible estudiar estos objetos desde un nuevo punto de vista. Aprovechando estas capacidades del espectrógrafo de campo integral MUSE estudiamos la nebulosa planetaria IC 418 con el objetivo de mostrar, con un detalle nunca antes alcanzado, la distribución espacial de los principales parámetros físicos de la nebulosa. Nuestros mapas sugieren una posible evolución hacia una morfología bipolar. Hemos determinado los valores medios de extinción, temperatura y densidad, encontrando valores que concuerdan con estudios anteriores. Se observó una estructura de excitación radial con tres regiones separadas en la burbuja interior y los diagramas de diagnóstico permitieron identificar las diferentes regiones de ionización en la nebulosa

**Abstract** / Planetary nebulae are essential relics of stellar evolution and thanks to integral field spectroscopy, a technique that combines the advantages of imaging with spectroscopy, it is possible to study these objects from a new point of view. Taking advantage of these capabilities of the MUSE integral field spectrograph we studied the planetary nebula IC 418 with the aim of showing, with a detail never reached before, the spatial distribution of the main physical parameters of the nebula. Our maps suggest a possible evolution towards a bipolar morphology. We have determined the mean values of extinction, temperature and density, finding values in agreement with previous studies. We observed a radial excitation structure with three separate regions in the inner bubble and diagnostic diagrams allowed us to identify the different ionization regions in the nebula.

Keywords / planetary nebulae: individual (IC 418) — HII regions — techniques: spectroscopic

# 1. Introducción

Las estrellas con masa entre 1 y 8  $M_{\odot}$  terminan su vida con una fase de fuerte pérdida de masa, dejando su núcleo expuesto (Frew & Parker, 2010). Las capas expulsadas comprimidas e ionizadas por el núcleo estelar expuesto se convierten en una nebulosa planetaria (Kwitter et al., 2014). Se desconoce el número de nebulosas planetarias (NP) en la Vía Láctea, las predicciones oscilan entre 6600 (De Marco & Moe, 2005) y 28000 NP (Frew & Parker, 2006). Actualmente sólo están catalogados unos 3000 objetos (Sabin et al., 2014). Estos laboratorios astrofísicos, presentes tanto en nuestra galaxia como en otras hacen posible estudiar desde el resultado de la evolución de un sistema binario hasta la dinámica galáctica (e.g. Akras & Gonçalves, 2016; Dopita et al., 2017).

Con la aplicación de la espectroscopía de campo integral (IFS por sus siglas en ingles), el estudio de los objetos extendidos, como las NP, recibió gran impulso. Esta técnica permite obtener, de forma homogénea, la distribución espacial de parámetros físicos como la temperatura, la densidad, la clase de excitación, etc.

Este trabajo es la tercera y última parte de nuestro análisis de IC 418 (Pignata et al., 2020, 2021) en el cual se muestran los valores finales medidos del coeficiente de extinción, temperatura y densidad, encontrando valores consistentes con estudios anteriores. Además se observó una estructura de excitación radial con tres regiones separadas en la burbuja interior. Por otra parte, los diagramas de diagnóstico permitieron identificar las diferentes regiones de ionización en la nebulosa.

# 2. Líneas de emisión

La información espectroscópica de las líneas de emisión en cada uno de los 96398 espectros se extrajo mediante un ajuste gaussiano realizado con el código IFSCUBE. Se ajustaron automáticamente las líneas más conspicuas en el rango espectral observado. Para comprobar la calidad de la calibración del flujo, el desenrojecimiento y el proceso de medición, evaluamos las relaciones de líneas de emisión I(5007)/I(4959) e I(6584)/I(6548) (Fig. 1 y 2), ya que estos cocientes de líneas son invariables con las propiedades físicas de la nebulosa (Acker et al., 1989). La Fig. 1 y 2 muestra la distribución de estas relaciones para todos los spaxels de la nebulosa. Esta figura muestra que la mayoría de los spaxels están dentro de los valores teóricos esperados, lo que sugiere un correcto proceso de reducción.



Figura 1: Distribución de los valores de los cocientes de las líneas de emisión I(5007)/I(4959). En las líneas verticales se indica el valor teórico (negro), junto con su incerteza (rojo).



Figura 2: Distribución de los valores de los cocientes de las líneas de emisión I(6584)/I(6548). En las líneas verticales se indica el valor teórico (negro), junto con su incerteza (rojo).



Figura 3: Distribución de la temperatura electrónica, obtenida a partir del cociente [N II] 5755/6548.

# 3. Propiedades derivadas

# 3.1. Coeficiente de extinción

La extinción fue derivada usando el paquete de python PyNeb, asumiendo una relación intrínseca de líneas de emisión Balmer de H $\alpha$ /H $\beta$  = 2.85 (Osterbrock, 1974) y



Figura 4: Mapa de clases de excitación derivado utilizando la ecuación de Reid & Parker (2010) en el régimen de baja excitación.

la función de extinción de Cardelli et al. (1989) con RV = 3,1. El valor medio es  $c(H\beta) = 0.23 \pm 0.09$ , valores similares a los de (e.g. Dopita et al., 2017; Sterling et al., 2015; Hyung et al., 1994). Cabe destacar que no se utilizaron todos los spaxels para determinar el valor medio de  $c(H\beta)$  debido a que existen regiones donde el valor de  $c(H\beta)$  es negativo. Esto representa casi el 20 % de los spaxels dentro de la región nebular visible. Debido a que estas zonas coinciden con las regiones de saturación de  $H\alpha$ , no fueron consideradas para determinar  $c(H\beta)$ .

#### 3.2. Temperatura y densidad

Los mapas de temperatura y densidad electrónica (Te y Ne respectivamente) se calcularon también utilizando el paquete de PyNeb a través de las relaciones de las líneas [N II] 5755/6548 y [S II] 6731/6716. Los valores medios de temperatura y densidad obtenidos son: Te =  $(8700 \pm 650)$ K y Ne =  $(21000 \pm 6000)$ cm<sup>-3</sup>, valores que concuerdan con los estimados en otros trabajos (e.g. Dopita et al., 2017; Delgado-Inglada et al., 2015; Sharpee et al., 2004). En el mapa de la temperatura electrónica (Fig. 3) se pueden observar regiones de menor temperatura. Aunque es importante notar que algunos pocos de estos spaxels caen en la misma región que las saturaciones H $\alpha$ .

# 3.3. Clase de excitación

La clase de excitación (CE) de una nebulosa planetaria es una medida del nivel de excitación de su gas, y está íntimamente relacionada con la temperatura de la estrella central. Considerando que la temperatura de la estrella central es de 6700 K (Morisset & Georgiev, 2009), tenemos que IC 418 es de clase de excitación baja (Gurzadian & Egikian, 1991; Zhang, 2008). Utilizando la ecuación para la clase de excitación baja de Reid & Parker (2010), EC =  $0.45[F(5007)/F(H\beta)]$ , podemos



Figura 5: Panel superior: Histograma bidimensional del diagrama SMB modificado por Frew & Parker (2010) de IC 418 en el cual se ve como los spaxels se distribuyen principalmente en dos picos (marcados con una elipse roja y otra blanca) según el grado de fotoionización. Panel inferior: Mapa de flujo de H $\beta$  con los contornos que envuelven a los spaxel que se encuentran en cada uno de los picos del diagrama.

construir el mapa de EC que se muestra en la Fig. 4. Lo primero que se observa de este mapa es el gradiente negativo en dirección radial. Esto lo interpretamos como una consecuencia de la ionización estratificada. Aun así resulta llamativo la fragmentación de la burbuja interior en tres partes.

#### 3.4. Diagramas de diagnóstico

Los diagramas de diagnóstico (DD) proporcionan una herramienta útil para diferenciar las condiciones físicas e identificar los distintos tipos de ionización en las regiones HII y, en particular, en las NP (Weidmann, 2009). Estos diagramas, junto con el IFS, se convierten en una herramienta aún más versátil, ya que nos dan la posibilidad de estudiar cada punto muestreado del objeto, y así determinar sus propiedades espacialmente resueltas. En el DD presentado (Fig. 5) y en Pignata et al. (2021) se observa claramente la ionización estratificada, además de no observarse shock, coincidente con lo mencionado por otros autores. Es importante destacar que las distintas líneas de demarcación de los DD convencionales fueron realizadas utilizando espectroscopía de ranura larga, por lo que el análisis de los valores de los cocientes spaxel a spaxel debe realizarse con extremo cuidado (Akras et al., 2022). Como parte de trabajo a futuro se busca, a partir de datos MUSE de nebulosas planetarias, analizar la correlación entre las diferentes regiones de los DD y las estructuras observadas en los mapas bidimensionales.

### 4. Conclusiones

Los datos presentados en los trabajos muestran, con un detalle nunca visto hasta ahora, a la conocida NP IC 418. La espectroscopía de campo integral nos proporciona una gran colección de datos que nos permite hacer un estudio detallado de una nebulosa. Por un lado, nos lleva a replantearnos cómo caracterizar, por ejemplo, la temperatura electrónica de la nebulosa. Por otro, cómo interpretar los resultados obtenidos de la aplicación de ciertas herramientas que se utilizaban habitualmente para objetos "entero", es decir, no resueltos (por ejemplo, el DD).

# Referencias

- Acker A., et al., 1989, A&AS, 80, 201
- Akras S., Gonçalves D.R., 2016, MNRAS, 455, 930
- Akras S., et al., 2022, MNRAS, 512, 2202
- Cardelli J.A., Clayton G.C., Mathis J.S., 1989, ApJ, 345, 245
- De Marco O., Moe M., 2005, R. Szczerba, G. Stasinska, S.K. Gorny (Eds.), Planetary Nebulae as Astronomical Tools, American Institute of Physics Conference Series, vol. 804, 169–172
- Delgado-Inglada G., et al., 2015, MNRAS, 449, 1797
- Dopita M.A., et al., 2017, MNRAS, 470, 839
- Frew D.J., Parker Q.A., 2006, M.J. Barlow, R.H. Méndez (Eds.), Planetary Nebulae in our Galaxy and Beyond, IAU Symposium, vol. 234, 49–54
- Frew D.J., Parker Q.A., 2010, PASA, 27, 129
- Gurzadian G.A., Egikian A.G., 1991, Ap&SS, 181, 73
- Hyung S., Aller L.H., Feibelman W.A., 1994, PASP, 106, 745
- Kwitter K.B., et al., 2014, RMxAA, 50, 203
- Morisset C., Georgiev L., 2009, A&A, 507, 1517
- Osterbrock D.E., 1974, Astrophysics of gaseous nebulae
- Pignata R.A., Mast D., Weidmann W., 2020, BAAA, 61B, 133
- Pignata R.A., Weidmann W., Mast D., 2021, BAAA, 62, 128
- Reid W.A., Parker Q.A., 2010, PASA, 27, 187
- Sabin L., et al., 2014, MNRAS, 443, 3388
- Sharpee B., Baldwin J.A., Williams R., 2004, ApJ, 615, 323
- Sterling N.C., Porter R.L., Dinerstein H.L., 2015, ApJS, 218, 25
- Weidmann W.A., 2009, Características Físicas Comparativas de Nebulosas Planetarias con Estrellas Centrales Ricas y Pobres en Hidrógeno, Ph.D. thesis, Universidad Nacional de Cordoba
- Zhang Y., 2008, A&A, 486, 221

# Estructura interna de la Vía Láctea examinada mediante sus poblaciones estelares "ocultas"

T.  $Palma^{1,2}$ 

<sup>1</sup> Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba, Argentina

<sup>2</sup> Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

Contacto / tpalma@unc.edu.ar

**Resumen** / Las regiones internas de nuestra Galaxia, particularmente el bulbo y el disco de la misma, se caracterizan por exhibir una elevada densidad estelar y un marcado enrojecimiento diferencial. Debido precisamente a estos dos factores, algunas de las poblaciones estelares, en particular aquellas ubicadas a bajas latitudes Galácticas, han permanecido mayoritariamente ocultas detrás de un telón de gas y polvo interestelar. Es en estas regiones internas de la Vía Láctea donde se sospecha que se esconden las estructuras probablemente más antiguas de nuestra Galaxia. Los grandes relevamientos estelares, desarrollados particularmente en la última década, han mejorado nuestro actual conocimiento sobre éstas regiones dado que han permitido descubrir un número significativo de estrellas variables de distintos tipos y cúmulos estelares abiertos y globulares, verdaderos trazadores de la estructura Galáctica en su región central. Se intentará resumir acá no sólo algunos de los resultados más importantes y avances obtenidos hasta el momento sino además explicar cómo los distintos trazadores han permitido revelar algunas estructuras "ocultas" en la región central de la Vía Láctea.

**Abstract** / The inner regions of our Galaxy, particularly its bulge and disk, are characterized by high stellar density and marked differential reddening. Precisely due to these two factors, some of the stellar populations, particularly those located at low galactic latitudes, have remained largely hidden behind a curtain of interstellar gas and dust. It is in these inner regions of the Milky Way that the probably oldest structures in our Galaxy are suspected to be hidden. The large stellar surveys, developed particularly in the last decade, have improved our current knowledge of these regions since they have allowed the discovery of a significant number of variable stars of different types and open and globular star clusters, true tracers of the galactic structure in their central region. We try to summarize here not only some of the most important results and advances obtained so far but also to explain how the different tracers have allowed to reveal some "hidden" structures in the central region of the Milky Way.

Keywords / Sun: abundances — stars: early-type — Galaxy: structure — galaxies: individual (M31)

# 1. Introducción

Hasta el momento, la Vía Láctea (VL) es la única galaxia en la cual podemos resolver estrellas individuales y estudiar en detalle sus diferentes fases evolutivas, tanto las que se encuentran en las regiones centrales de la galaxia como las que se distribuyen en las porciones más externas. Esto se debe principalmente al desarrollo en las últimas décadas de grandes telescopios y detectores en el infrarrojo cercano, con los cuales han podido resolverse buena parte de los enigmas que encierra la región central de nuestra Galaxia.

Las 3 componentes principales de la VL son, en orden decreciente de su masa, el disco, el bulbo y el halo. El disco, con una masa de  $\approx 6 \times 10^{10} M_{\odot}$ , triplica la masa del bulbo, y es unas 100 veces más masivo que el halo. El bulbo y el halo son las componentes más viejas de nuestra Galaxia. Algunas décadas atrás, los escenarios de formación de la VL se enfocaron sólo en las poblaciones estelares del halo y del disco, ya que estas son las componentes de las cuales se conocía algo al respecto. En los clásicos y pioneros trabajos de Eggen et al. (1962) y Searle & Zinn (1978), por

Informe invitado

ejemplo, todavía no se menciona al bulbo galáctico. El halo registra la existencia de cúmulos globulares (CGs) con edades bien por encima de los 10 mil millones de años, con lo cual es probablemente aún más viejo que el bulbo. Esta última es una componente masiva y vieja y su rol en la formación de la VL tiene una gran importancia, de allí que resulta primordial conocer las propiedades astrofísicas de sus poblaciones estelares.

Gracias a los extensos relevamientos ópticos e infrarrojos realizados en la última década, disponemos actualmente de información relevante acerca de las masas, edades, composición química y órbitas de una gran cantidad de estrellas distribuidas espacialmente en la Galaxia. La estructura de la VL se asemeja básicamente a lo observado en forma esquemática en la Fig. 1, es decir, es una típica galaxia espiral de unos 30 kpc de extensión en la cual se aprecian claramente las componentes disco, bulbo y halo. El Sol se ubica aproximadamente a 8 kpc del centro galáctico. En el disco se encuentran los cúmulos abiertos (CAs) que son agrupaciones de estrellas ligadas gravitacionalmente formadas aproximadamente al mismo tiempo a partir



Figura 1: Concepción artística de una vista casi de canto de la Vía Láctea, donde se especifican sus componentes y algunas de sus poblaciones estelares. Figura adaptada de Pearson Education Inc.

de la misma nube molecular que terminan esparcidas, con el tiempo, a lo largo de esta componente. En el disco se encuentran también algunos CGs y un número importante de estrellas jóvenes OB, excelentes trazadoras de los brazos espirales. Alrededor del disco se encuentra el halo galáctico, conformado principalmente por estrellas viejas o muy viejas con muy bajo contenido metálico, por CGs y otras subestructuras.

Las poblaciones estelares que yacen en las diferentes componentes galácticas tienen distintas abundancias químicas y propiedades dinámicas.

- El halo galáctico contiene apenas el 1 % de la masa estelar, aunque conserva un claro registro de la formación temprana de la Galaxia.
- El bulbo incluye una importante fracción de la masa total de la VL (24%) y un fuerte registro de los eventos de formación estelar.
- El disco contiene la mayor parte de la masa estelar de la Galaxia (75%) y registro de los procesos de ensamblaje.

Este artículo se enfocará en el estudio de trazadores de estructuras en las regiones más internas de nuestra Galaxia, principalmente el bulbo, de manera que sólo se mencionan brevemente las restantes componentes.

# 2. Halo estelar

Si bien esta componente comprende la menor fracción de la masa estelar galáctica (Deason et al., 2019; Mackereth & Bovy, 2020), despierta un enorme interés ya que preserva la historia del ensamblaje de la galaxia. Las estrellas de una misma estructura, aunque estén dispersas a lo largo del cielo, retienen sus parámetros iniciales de energía y momento angular y comparten patrones de abundancia química similares (Freeman & Bland-Hawthorn, 2002; Venn et al., 2004). Estudiar agrupaciones de estrellas que comparten tanto sus integrales de movimiento (energía y momento angular) como las propiedades químicas, permite reconstruir la historia de nuestra Galaxia.

El trabajo de Eggen et al. (1962) fue el pionero en demostrar la existencia de una relación entre las propiedades orbitales de las estrellas y sus metalicidades. La Fig. 4 de su trabajo muestra cómo varían los excesos ultravioleta  $\delta(U-B)$  en función de la excentricidad para unas 220 estrellas. A mayor exceso ultravioleta, más pobre en metales es una estrella y se aprecia claramente que cuanto más pobres en metales son las estrellas de la muestra examinada, más excéntricas son sus respectivas órbitas. Este efecto ha sido estudiado con mayor detalle y profundidad en los últimos 50 años.

Con la reciente base de datos de GAIA (Global Astrometric Interferometer for Astrophysics; Gaia Collaboration et al., 2018) y los relevamientos espectroscópicos disponibles, actualmente se entiende que el halo estelar galáctico está compuesto, en gran parte, por subestructuras. Más recientemente, el halo ha sido redefinido como el denominado halo "in situ", debido al material originalmente formado en el disco primordial calentado y el denominado halo acretado, conformado por el material que va cayendo hacia el halo a lo largo del tiempo (Bonaca et al., 2017, 2020). Estimaciones recientes encuentran que entre un 40 – 80% de la masa del halo galáctico tuvo su origen en galaxias acretadas (Mackereth & Bovy, 2020; Naidu et al., 2020).

En los últimos años se ha visto una gran cantidad de trabajos enfocados en tratar de identificar y entender las diferenes estructuras del halo. Como ejemplos pueden mencionarse los siguientes: Koppelman et al. (2019a), Koppelman et al. (2019b), Deason et al. (2019), Naidu et al. (2020), Helmi (2020), Bird et al. (2021), Buder et al. (2022), Lane et al. (2022), entre otros. En el trabajo de Naidu et al. (2020), se estudiaron las estrellas del halo para identificar las subestructuras, usando el relevamiento espectroscópico H3 y Gaia con el fin de obtener un inventario detallado de la VL a latitudes galácticas  $|b| > 40^{\circ}$  y distanicas heliocéntricas  $d_{helio} > 3$ kpc. En la Fig. 2, adaptada del trabajo mencionado, puede verse la distribución de todas las estrellas del halo en el espacio de fases (energía total versus momento angular). Al examinar la coherencia existente tanto en la dinámica como en la abundancia química de las estrellas, fue posible distinguir distintas subestructuras del halo, identificadas con diferentes colores.

# 3. Disco estelar

El disco de la VL representa la componente estelar más extendida, en la cual reside la mayor parte de la masa estelar de la Galaxia. Esto implica que, en principio, el disco contiene una enorme cantidad de información acerca de cómo evoluciona el universo en escala galáctica y cosmológica (Gandhi & Ness, 2019). Estudios observacionales han demostrado desde hace décadas que las poblaciones estelares viejas -algunos cúmulos estelares, por ejemplo- tienden a encontrarse a mayores distancias del plano galáctico que las poblaciones estelares más jóvenes (e.g., van den Bergh, 1958; van den Bergh & McClure, 1980; Janes et al., 1988; Phelps et al., 1994; Friel, 1995). Palma T.



Figura 2: Distribución de las estrellas del halo de la muestra en el espacio de fases, energía total en función del momento angular. En colores se distinguen las diferentes subestructuras a las cuales están asociadas las estrellas. Figura adaptada de Naidu et al. (2020).

En la década del 80, en un clásico trabajo, Gilmore & Reid (1983) presentaron los resultados obtenidos a partir de un análisis de la densidad de estrellas en función de su altura respecto del plano galáctico. La distribución de densidad obtenida traza dos perfiles con dos escalas de altura, de 300 pc y 1350 pc, que describen las componentes del disco denominados "fino" y "grueso", respectivamente. Años más tarde pudo mostrarse que estas componentes "fina" y "gruesa" del disco corresponden a dos secuencias de estrellas químicamente diferentes, una conformada por estrellas pobres en elementos  $\alpha$  ("low- $\alpha$ "), típicamente jóvenes, y otra por estrellas enriquecidas en elementos  $\alpha$  ("high- $\alpha$ "), mayoritariamente viejas (Bensby et al., 2004). Resulta interesante destacar que la bimodalidad que puede apreciarse en la Fig. 3, usando una muestra de algunos cientos o miles de estrellas, resulta actualmente mucho más clara y detallada sobre la base de cientos de miles de espectros estelares obtenidos con el espectrógrafo APOGEE (Apache Point Observatory Galactic Evolution Experiment) del Observatorio de Las Campanas (Majewski et al., 2017).

#### 4. Bulbo estelar

La región del bulbo de la VL, identificada por primera vez como una componente galáctica distinta tanto por Baade (1946) como por Stebbins & Whitford (1947), fue siempre muy difícil de observar por ser prácticamente "invisible" en la región óptica del espectro. La elevada extinción interestelar y densidad estelar en el plano galáctico, dificultan apreciablemente el estudio de las poblaciones proyectadas sobre el bulbo. Fue precisamente debido a esta limitación que el bulbo comenzó a observarse en otras regiones del espectro, particularmente en las longitudes de onda del infrarrojo cercano. En efecto, las nubes interestelares en dirección al bulbo resultan mucho más transparentes en infrarrojo que en la región óptica debido a que la extinción interestelar es una décima parte de la extinción en el óptico  $(A_{Ks} \approx 0.1 A_V)$ . Esto explica por qué los grandes relevamientos en el infrarrojo cercano, como el 2MASS (Two Micron All Sky Survey; Skrutskie



Figura 3: Abundancia de elementos  $\alpha$  en función de la metalicidad y la edad de las estrellas del disco. En las primeras dos figuras, adaptadas del trabajo de Bensby et al. (2014), el tamaño de los círculos depende de la edad, como indica la escala de la misma. La figura inferior, adaptada del trabajo de Horta et al. (2023), muestra los resultados al usar datos recientes del relevamiento de APOGEE DR (data release) 17. La línea roja indica los cortes en la selección de las muestras con respecto a las abundancias de elementos  $\alpha$ .

et al., 2006) y el VVV (VISTA Variables in the Vía Láctea; Minniti et al., 2010; Saito et al., 2012b) por ejemplo, han mejorado notablemente la observación de estas regiones antes "ocultas". En particular, el relevamiento VVV llevado a cabo entre 2010 y 2015 usando el telescopio VISTA (Visible and Infrared Survey Telescope for Astronomy) de 4.1 m, cubrió la región del bulbo y una porción sur del disco galáctico, incluyendo un área total de 562 grados cuadrados. Este relevamiento representó una verdadera revolución en lo que se refiere a la cantidad de objetos descubiertos, al seguimiento de estrellas variables y a la profundidad fotométrica alcanzada.

Estudios fotométricos realizados en ventanas de baja extinción en dirección al bulbo sugieren que la región es esencialmente vieja (Zoccali et al., 2003; Renzini et al., 2018; Surot et al., 2019), mientras que estudios espectroscópicos encuentran que al menos el 15% de las estrellas enanas ricas en metales tienen

edades menores que  $5 \times 10^9$  años (Bensby et al., 2017). Además, la región exhibe un amplio rango de metalicidad:  $-1.5 \leq [Fe/H] \leq +0.5$  (Barbuy et al., 2018). Todos estos descubrimientos implican que en el bulbo coexisten poblaciones muy diferentes. En Alonso-García et al. (2018), analizamos a toda la región del bulbo mediante fotometría PSF profunda obtenida del relevamiento VVV. Esta región incluye casi mil millones de estrellas. En la Fig. 4 pueden apreciarse los diagramas color-magnitud (CM) de dos regiones extremas del bulbo galáctico. Puede observarse claramente cómo cambian dramáticamente los diagramas con la latitud galáctica debido a la enorme variación en la extinción interestelar. A pesar de ser el VVV un relevamiento en el infrarrojo cercano, los efectos del elevado y variable enrojecimiento resultan todavía claramente visibles. En la Fig. 4 se observan la rama gigante roja y el clump del bulbo (Bulbo RGB) y alcanzan a distinguirse la rama correspondiente a la secuencia principal de las estrellas del disco (Disco MS) ubicadas por delante de bulbo, como también algunas galaxias de fondo.



Figura 4: Diagramas CM de regiones proyectadas sobre bulbo galáctico. El diagrama superior corresponde a un campo de la región interna del bulbo y el inferior a la región más externa. Los colores más oscuros representan mayores densidades estelares. Las distintas características observadas se detallan en las figuras (ver descripación en el texto). Figura adaptada de Alonso-García et al. (2018).

### 5. Trazadores de poblaciones y estructuras

Desde el punto de vista observacional, para estudiar las poblaciones estelares suelen usarse trazadores de distintas etapas de la evolución estelar. Existe una variedad de trazadores desde distintos tipos de estrellas variables, como las Cefeidas y RR Lyrae, por ejemplo, hasta algunas estrellas evolucionadas, como las gigantes rojas del denominado "clump" (RC), las estrellas azules de la rama horizontal (BHB) y las estrellas gigantes de la rama asintótica (AGB), entre otras.

#### 5.1. Estrellas gigantes rojas

Las estrellas gigantes rojas han mostrado ser muy buenas trazadoras de poblaciones y estructuras en la VL. Son objetos luminosos, particularmente brillantes en el infrarrojo cercano, fácilmente reconocibles con la técnica espectroscopica. La distribución de estas estrellas proyectadas hacia al bulbo, ha tenido un rol importante en revelar la presencia de la estructura en forma de X ("X-shape") obtenida a partir del recuento de estas estrellas a lo largo de la línea de la visual medido en los relevamientos fotométricos (McWilliam & Zoccali, 2010; Nataf et al., 2010; Saito et al., 2012a). Esta estructura parece no ser sólo una característica del bulbo de la VL sino tambiénn de bulbos observados en galaxias espirales barreadas en general. Además, esta característica ha reportado ser una propiedad de las estrellas del bulbo con metalicidades [Fe/H] > -0.5(Ness & Lang, 2016). Examinando la distribución de gigantes rojas en el bulbo galáctico (Fig. 5), al realizar búsquedas de sobredensidades estelares, han podido detectarse nuevos candidatos a CGs "escondidos" en el denso fondo de estrellas de campo (Minniti et al., 2017d, 2019).



Figura 5: Distribución de estrellas gigantes rojas en la región del bulbo, donde las regiones más densas se observan en colores más oscuros. Las sobredensidades en la distribución marcan la ubicación de los posibles nuevos candidatos a CGs.

#### 5.2. Estrellas variables

Las estrellas variables, en sus diferentes tipos, han mostrado constituir herramientas de precisión muy valiosas para decodificar la formación y evolución del bulbo de la VL, ya que presentan la ventaja de proveer individualmente estimaciones de distancia, edad, metalicidad y enrojecimiento. Algunas estrellas variables, tales como las Cefeidas clásicas, son trazadoras de poblaciones jóvenes, con edades típicamente

entre 10 y 300 millones de años, mientras que las variables de tipo Mira son indicadoras de poblaciones de edades intermedias entre 5 y 10 mil millones de años. Finalmente, las RR Lyrae y las Cefeidas de tipo II, son excelentes trazadoras de las poblaciones viejas, con edades por encima de los 10 mil millones de años. En particular, las Cefeidas de tipo II y las RR Lyrae son consideradas trazadoras fundamentales, ya que a lo largo de décadas han aportado en la reconstrucción del tamaño y estructura de nuestra Galaxia. Esto se debe principalmente a dos factores importantes. En primer lugar, a que poseen colores intrínsecos dentro de un pequeño rango de magnitudes, por lo que son excelentes indicadores de enrojecimiento interestelar. En segundo lugar, porque existe una clara relación entre el período y la luminosidad de estas estrellas, por lo que son excelentes indicadoras de distancia. A continuación se mencionan algunos nuevos descubrimientos basados en las detecciones de estrellas variables RR Lyrae.

Uno de los pilares del relevamiento VVV ha sido la búsqueda y estudio de estrellas RR Lyrae en regiones extremadamente enrojecidas de la VL, incluyendo el disco, el bulbo y el centro galáctico. En el trabajo de Dékány et al. (2013) se estudiaron las estrellas RR Lyrae del bulbo combinando la fotometría en el óptico del catálogo de OGLE-III (Soszyński et al., 2011) con la del infrarrojo cercano del VVV. Estos autores encontraron que las variables RR Lyrae ubicadas en la región interna del bulbo no trazan la misma estructura barreada que la que delínean las estrellas gigantes rojas del clump, sino más bien una componente esferoidal. Este mismo resultado obtuvieron Gran et al. (2016), mediante la caracterización de 1019 nuevas RR Lyrae del tipo RRab en la región de transición bulbo-halo.

En una extensa búsqueda de estrellas RRab a bajas latitudes, en Minniti et al. (2017a) realizamos un mapeo de la región externa de la barra y el disco interior. Como resultado, encontramos más de 400 estrellas RRab localizadas en una región estrecha a lo largo del plano galáctico, cubriendo 57 grados cuadrados en total. La Fig. 6 muestra la distribución de estrellas RRab encontrada y las diferentes sobredensidades en colores. Nuevamente, las estrellas RR Lyrae detectadas no trazan la estructura barreada vista en la distribucón de gigantes rojas del clump. Algunas sobredensidades observadas resultaron ser simples agrupaciones en la línea de la visual, mientras que otras resultaron ser reales. Es decir, estas trazadoras detectadas en una pequeña región del espacio podrían ser físicamente miembros de un cúmulo "oculto" y subyacente. Ejemplos de CGs confirmados como tal de esta manera son FSR 1735 y FSR 1716. En el primer caso encontramos cinco estrellas RR Lyrae a una misma distancia en el campo d031 del VVV, todas las cuales resultaron ser miembros de este objeto candidato a CG (Carballo-Bello et al., 2016). En el segundo caso, FSR 1716 fue catalogado por Froebrich et al. (2007) como cúmulo abierto viejo. En la región de este objeto detectamos una agrupación de 12 estrellas RR Lyrae en el campo d025 del VVV, todas ubicadas también a una misma distancia y resultaron pertenecer a FSR 1716 (Minniti et al., 2017b). Luego de un análisis detallado del nuevo y profundo diagrama CM de este objeto, el mismo resultó ser claramente un nuevo CG del disco galáctico.



Figura 6: Distribución de estrellas RR Lyrae en la región del disco. Los diferentes colores marcan la densidad de los puntos superpuestos.

#### 5.3. Cúmulos globulares: trazadores de estructuras

Los CGs han sido tradicionalmente usados como verdaderos laboratorios para investigar y entender una variedad de aspectos relacionados con la estructura, la evolución y la dinámica estelar, como así también para poner a prueba la validez de los modelos de evolución estelar. Dado que son probablemente los objetos más viejos conocidos en el Universo, constituyen una parte muy valiosa de la historia de nuestra Galaxia y del mismo Universo. En particular, sus edades imponen restricciones a los modelos cosmológicos vigentes. Por otra parte, conocer la composición química de las estrellas que forman parte de un CG sería equivalente a conocer la composición química que tuvo nuestra Galaxia en las primeras instancias de su formación. Los CGs son interesantes además porque forman parte de un sistema jerárquicamente superior, como es nuestra propia Galaxia o las galaxias que los albergan, por lo que su estudio brinda información sobre la estructura y evolución química de las galaxias en general.

Dada la relativamente baja cantidad de CGs conocidos en nuestra Galaxia en comparación con las galaxias vecinas, surgió inmediatamente la necesidad de buscar los posibles cúmulos "ocultos". Puesto que la mayoría de los CGs galácticos descubiertos hasta hace pocos años forman parte del halo, parecería razonable pensar que el lugar más probable donde se esconden los CGs aún no identificados es el bulbo. Esta componente, ciertamente la más compleja y menos estudiada de la VL debido a la elevada extinción, alberga una población estelar tanto pobre como rica en metales. Analizando la región más interna de nuestra Galaxia, la última compilación de Harris et al. (2013) apenas si reconoce muy pocos CGs en esa región. Si observamos las órbitas de todos los CGs, incluyendo las que están distribuidas en el halo, en algún momento varias de estas órbitas pasan cerca del centro galáctico (Fig. 6). Esto nos conduce entonces a formular algunas preguntas interesantes, como por ejemplo: ¿Cuáles de los CGs del bulbo se formaron estrictamente dentro de esta componente y pertenecen a la misma y cuáles de ellos sólo están "de paso" actualmente en el bulbo? ¿Cuáles CGs fueron acretados por la VL? ¿Es acaso posible que algunos de ellos sean el resultado de

una fusión de dos o más CGs?



Figura 7: Orbitas de los CGs galácticos catalogados. Los colores azul y rojo indican los CGs ricos y pobres en metales, respectivamente.

En la actualidad, muchos trabajos se enfocan precisamente en tratar de responder estas preguntas y en examinar el posible origen de los distintos CGs proyectados en la dirección del bulbo. Algunos ejemplos a mencionar son: Forbes & Bridges (2010), Borissova et al. (2014), Bica et al. (2016), Barbuy et al. (2018), Helmi et al. (2018), Horta et al. (2020), Fernández-Trincado et al. (2022), entre otros.

En general, los cúmulos estelares proyectados en dirección hacia el bulbo no necesariamente exhiben una marcada sobredensidad de objetos respecto del fondo estelar o del campo circundante. La necesidad de identificar los posibles CGs de baja masa "faltantes" en nuestra Galaxia resulta fundamental para poder entender por completo su historia. Aplicando en el bulbo la metodología de detección indirecta, hemos podido encontrar a lo largo de los últimos años una gran cantidad de nuevos CGs genuinos y numerosos candidatos a tales sistemas. Partiendo de una muestra de 150 CGs conocidos en la última compilación del catálogo de Harris (2010), de los cuales 36 se encuentran proyectados sobre regiones del relevamiento VVV, hemos detectado más de 300 nuevos candidatos en la última década, en su mayoría posibles CGs de baja masa y luminosidad, objetos disgregados o en proceso de disolución o mezcla con su entorno (Minniti et al., 2017d,a,c, 2019, 2020; Garro et al., 2022). Algunos de estos cúmulos han sido descubiertos mediante trazadores como las estrellas gigantes rojas del clump y las variables tipo Mira, las cuales trazan poblaciones ricas en metales, en tanto que otros fueron reconocidos usando estrellas RR Lyrae y Cefeidas tipo II, las cuales representan poblaciones pobres en metales. Los candidatos a CGs son luego sometidos a análisis detallados fotométrico, astrométrico, espectroscópico y dinámico, para confirmar su verdadera naturaleza. Los procesos dinámicos (efectos de marea, evaporación, disolución, etc.) afectan la supervivencia de los CGs galácticos. El bulbo podría ser el lugar donde la mayor parte de los cúmulos disgregados terminan sus vidas.

Un ejemplo reciente de analisis completo realizado sobre uno de los candidatos a CG es el caso de FSR 1776, también denominado Minni 23 (Dias et al., 2022). Este objeto, descubierto mediante una sobredensidad tanto de estrellas RR Lyrae como de gigantes rojas, fue uno de los mejores candidatos a CGs que hemos sugerido en Palma et al. (2019), usando las bases de datos de los relevamientos VVV y Gaia. Para verificar su naturaleza, hemos usado nuevos datos espectroscópicos del MUSE (Multi-Unit Spectroscopic Explorer) para analizar las velocidades radiales (VR) de una muestra de estrellas miembros del cúmulo y obtener metalicidades precisas. fotometría multibanda (2MASS, VVV, DECaPS (Dark Energy Camera Plane Survey), Gaia), y hemos modelado la órbita del cúmulo usando el código GravPot16 (Fernández-Trincado et al., 2020). El análisis completo confirma que FSR 1776 es un CG rico en metales  $([Fe/H] = 0.02 \pm 0.01)$  con una edad de 10 mil millones de años, ubicado a una distancia de  $7.24\pm0.5$ kpc, proyectado sobre un campo de extinción interestelar de  $A_v \approx 1.1$  magnitudes. El estudio de su órbita revela que está confinado a la región interna del bulbo y la edad y metalicidad obtenidas son consistentes con la relación edad-metalicidad del bulbo. Su elevada metalicidad sugiere que, junto con otros candidatos recientemente descubiertos, podrían ser el nexo faltante entre los CGs típicos y las estrellas de campo ricas en metales. La Fig. 8 muestra algunos de los diagramas CM obtenidos. A pesar del análisis completo realizado, podemos observar que aún persiste un grado de contaminación por estrellas de fondo y son necesarios futuros datos fotométricos profundos y espectroscopia de alta dispersión para una separación aún más precisa entre las estrellas de cúmulo y las del campo circundante. Esto demuestra las dificultades que existen para estudiar con precisión los CGs que yacen en las regiones más internas del bulbo galáctico.

# 6. Conclusión

En la actualidad disponemos de una gran cantidad de extensos relevamientos fotométricos, astrométricos y espectroscópicos, que han logrado mapear grandes regiones de nuestra Galaxia en distintas longitudes de onda. Por lo tanto, entender la estructura y formación de la VL está a nuestro alcance ahora más que nunca. Cada componente de la VL (bulbo, disco y halo) contiene estrellas de diferentes propiedades químicas y dinámicas, como también posiblemente diferentes propiedades asociadas a su formación. Estudiar la química, la dinámica y las edades de las estrellas en las diferentes regiones para luego deducir las historias de formación de las diferentes componentes de la VL, permitirá entender las épocas y distintas etapas en la vida de nuestra Galaxia.

Agradecimientos: Agradezco enormemente al Comité Organizador Científico de la 64 Reunión Nacional de la AAA por haberme invitado a realizar esta charla. Agradezco al Dr. D. Minniti, PI del relevamiento VVV, por permitirme ser parte de este proyecto y hacer uso de los datos con los cuales se obtuvieron gran parte de los resultados presentados acá. Agradezco también al Dr. J.J.



Figura 8: Diagrama CM de FSR 1776 condiserando las estrellas miembros ricas en metales. El mejor ajuste de isócronas se observa en línea roja continua mientras que las líneas punteadas marcan las incertezas estimadas. Figura adaptada de Dias et al. (2022).

Clariá por su aporte de edición. Este trabajo ha sido financiado parcialmente por la Secretaría de Ciencia y Tecnología de la Universidad Nacional de Córdoba, Argentina.

### Referencias

- Alonso-García J., et al., 2018, A&A, 619, A4
- Baade W., 1946, PASP, 58, 249
- Barbuy B., Chiappini C., Gerhard O., 2018, ARA&A, 56, 223
- Bensby T., Feltzing S., Lundström I., 2004, A&A, 415, 155
- Bensby T., Feltzing S., Oey M.S., 2014, A&A, 562, A71 Bensby T., et al., 2017, A&A, 605, A89
- Bica E., Ortolani S., Barbuy B., 2016, PASA, 33, e028
- Bird S.A., et al., 2021, ApJ, 919, 66
- Bonaca A., et al., 2017, ApJ, 845, 101
- Bonaca A., et al., 2020, ApJL, 897, L18
- Borissova J., et al., 2014, A&A, 569, A24
- Buder S., et al., 2022, MNRAS, 510, 2407
- Carballo-Bello J.A., et al., 2016, MNRAS, 462, 501
- Deason A.J., Belokurov V., Sanders J.L., 2019, MNRAS, 490, 3426
- Dékány I., et al., 2013, ApJL, 776, L19

- Dias B., et al., 2022, A&A, 657, A67
- Eggen O.J., Lynden-Bell D., Sandage A.R., 1962, ApJ, 136, 748
- Fernández-Trincado J.G., et al., 2020, MNRAS, 495, 4113
- Fernández-Trincado J.G., et al., 2022, A&A, 663, A126
- Forbes D.A., Bridges T., 2010, MNRAS, 404, 1203
- Freeman K., Bland-Hawthorn J., 2002, ARA&A, 40, 487 Friel E.D., 1995, ARA&A, 33, 381
- Froebrich D., Scholz A., Raftery C.L., 2007, MNRAS, 374, 399
- Gaia Collaboration, et al., 2018, A&A, 616, A1
- Gandhi S.S., Ness M.K., 2019, ApJ, 880, 134
- Garro E.R., et al., 2022, A&A, 658, A120
- Gilmore G., Reid N., 1983, MNRAS, 202, 1025
- Gran F., et al., 2016, A&A, 591, A145
- Harris W.E., 2010, arXiv e-prints, arXiv:1012.3224
- Harris W.E., Harris G.L.H., Alessi M., 2013, ApJ, 772, 82
- Helmi A., 2020, ARA&A, 58, 205
- Helmi A., et al., 2018, Nature, 563, 85
- Horta D., et al., 2020, MNRAS, 493, 3363
- Horta D., et al., 2023, MNRAS, 520, 5671
- Janes K.A., Tilley C., Lynga G., 1988, AJ, 95, 771
- Koppelman H.H., et al., 2019a, A&A, 625, A5
- Koppelman H.H., et al., 2019b, A&A, 631, L9
- Lane J.M.M., Bovy J., Mackereth J.T., 2022, MNRAS, 510, 5119
- Mackereth J.T., Bovy J., 2020, MNRAS, 492, 3631
- Majewski S.R., et al., 2017, AJ, 154, 94
- McWilliam A., Zoccali M., 2010, ApJ, 724, 1491
- Minniti D., et al., 2010, NewA, 15, 433 Minniti D., et al., 2017a, AJ, 153, 179
- Minniti D., et al., 2017b, ApJL, 838, L14
- Minniti D., et al., 2017c, RNAAS, 1, 16
- Minniti D., et al., 2017d, ApJL, 849, L24 Minniti D., et al., 2019, RNAAS, 3, 101
- Minniti D., et al., 2020, RNAAS, 4, 218
- Naidu R.P., et al., 2020, ApJ, 901, 48
- Nataf D.M., et al., 2010, ApJL, 721, L28
- Ness M., Lang D., 2016, AJ, 152, 14
- Palma T., et al., 2019, MNRAS, 487, 3140 Phelps R.L., Janes K.A., Montgomery K.A., 1994, AJ, 107,
- 1079
- Renzini A., et al., 2018, ApJ, 863, 16 Saito R.K., et al., 2012a, A&A, 544, A147
- Saito R.K., et al., 2012b, A&A, 537, A107
- Searle L., Zinn R., 1978, ApJ, 225, 357
- Skrutskie M.F., et al., 2006, AJ, 131, 1163
- Soszyński I., et al., 2011, AcA, 61, 1
- Stebbins J., Whitford A.E., 1947, AJ, 52, 130
- Surot F., et al., 2019, A&A, 623, A168
- van den Bergh S., 1958, ZA, 46, 176
- van den Bergh S., McClure R.D., 1980, A&A, 88, 360 Venn K.A., et al., 2004, AJ, 128, 1177
- Zoccali M., et al., 2003, A&A, 399, 931

# The temporal evolution of gas accretion onto the discs of simulated Milky Way-mass galaxies

F.G. Iza<sup>1,2,3</sup>, S.E. Nuza<sup>1,3</sup> & C. Scannapieco<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina

<sup>2</sup> Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina

<sup>3</sup> Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

Contact / fiza@iafe.uba.ar

**Resumen** / En el modelo estándar de formación de estructura, las galaxias se forman en los centros de los halos de materia oscura que surgen como resultado de inhomogeneidades en la distribución primodial de masa del Universo. Posteriormente, las galaxias crecen mediante la acreción continua de material gaseoso proveniente del medio intergaláctico, tanto en forma difusa como de la colisión con otros sistemas. Luego de un período inicial de crecimiento violento, el gas se establece en una estructura dominada por rotación donde posteriormente se forman las estrellas a partir del material denso y frío, dando lugar al nacimiento del disco estelar. La acreción de material gaseoso al disco, además, juega un papel fundamental en su evolución ya que puede afectar sus propiedades dinámicas y morfológicas, generando flujos de gas dentro del mismo. En este trabajo utilizamos 30 galaxias del proyecto Auriga, un conjunto de simulaciones cosmológicas magnetohidrodinámicas de galaxias discoidales, para estudiar la dependencia temporal de las tasas de acreción gaseosa a los discos estelares, haciendo foco en los flujos entrantes y salientes.

**Abstract** / In the standard model of structure formation, galaxies form in the centre of dark matter haloes that develop as a result of inhomogeneities in the primordial mass distribution of the Universe. Afterwards, galaxies grow by means of continuous accretion of gaseous material stemming from the intergalactic medium, both in diffuse form and through collisions with other systems. After an initial period of violent growth, the gas settles into a rotationally-supported structure where stars are born, giving birth to the stellar disc. The accretion of gaseous material onto the disc plays a fundamental role in its evolution as it can change its dynamical and morphological properties, generating gas flows within the disc. In this work, we use 30 galaxies from the Auriga Project, a set of cosmological magnetohydrodynamical simulations of disc galaxies, to study the temporal dependence of the gas accretion rates, focusing on the inflowing and outflowing fluxes.

Keywords / galaxies: evolution — galaxies: structure — methods: numerical

# 1. Introduction

In the standard picture of galaxy formation and evolution, galaxies form in the centre of dark matter haloes which result from the amplification of small density fluctuations in the early universe. The dark matter haloes grow hierarchically, via the accretion of mass and collisions with small substructures. In this scheme, the accretion of gas plays the fundamental role of providing the fuel needed to build up the luminous component of galaxies from cold and dense material, also affecting the morphological evolution of galaxies (Scannapieco et al., 2009).

Given the complexity of the physical processes involved in the formation of galaxies, high-resolution simulations have become the preferred method to model the highly non-linear halo assembly and its relation to galaxy evolution. In particular, recent efforts have been focused on producing yet more accurate models for sub-grid astrophysical processes affecting the baryonic counterpart. This type of simulations suggest that, for galaxies forming a stellar disc that resembles that of the Milky Way (MW), sustained accretion of gas during the last several Gyr of evolution is needed (e.g. Nuza et al., 2014, 2019). In the context of the standard cosmological model, where galaxies of similar mass show important variations in their properties due to their particular evolution and merger histories, it is important to understand how the accretion patterns relate to the morphological evolution.

In this work, we study the temporal evolution of gas flows onto the stellar discs of the simulated galaxies from the Auriga Project (Grand et al., 2017), a set of 30 zoom-in simulations performed using the magnetohydrodynamic (MHD) cosmological code AREPO (Springel, 2010). For each simulation, we analyse the temporal evolution of the inflow, outflow and net accretion rates onto the stellar discs. We also study the average behaviour of those galaxies that we consider similar, although not equal, to the MW in terms of their evolution, structural configuration and total mass.

# 2. Simulations and analysis

In this work, we study the gas accretion rates of 30 simulated MW-mass haloes extracted from the Auriga Project (Grand et al., 2017). These galaxies were

#### Gas accretion onto simulated galactic discs



Figure 1: Left panel: Evolution of the inflow-dominated phase of the net accretion rates for the full sample. In this case, we show three galaxies (different from the previous ones) that are representative of the three main behaviours observed in the sample (see text). Middle and right panels: Evolution of the inflow/outflow gas rates for the simulations with tracer particles. For better visualisation, we highlight three galaxies in colour while the rest of the sample is shown in grey for reference.

simulated at high resolution using AREPO, a movingmesh MHD cosmological code (Springel, 2010) that follows the evolution of non-collisional dark matter and stars together with the magnetohydrodynamics of the gaseous component. The galaxy formation model used in the Auriga Project includes primordial and metalline cooling, star formation, magnetic field evolution, energetic/chemical feedback from supernovae and active galactic nuclei and black hole growth. For a subsample of 9 galaxies, we also have runs including the so-called *tracer* particles, which allow us to trace the evolution of gas flows.

Galaxies in the sample have z = 0 virial masses in the range  $\sim 9-17 \times 10^{11} \,\mathrm{M_{\odot}}$  and can, therefore, be considered MW-like in terms of their mass. They are, however, relatively isolated at the present. Further details about the selection and properties of these haloes can be found in Grand et al. (2017).

Most of the simulated galaxies show well-developed discs<sup>\*</sup> in the present and also throughout their evolution despite the expected variations due to differences in their accretion and merger histories. In order to identify galaxy discs, we use a simple definition calculating, for all galaxies and at all times, a disc radius  $R_d$  and a disc height  $h_d$ , corresponding to the projected radius and height that encloses 90% of the stellar mass of the halo (see Iza et al. 2022 for details). At z = 0, the disc radii range from 7.9 kpc to 33.7 kpc and their heights from 1.6 kpc to 3.7 kpc.

The net accretion rates of all simulated galaxies at snapshot i are calculated using the information of the gas cells, as

$$\dot{M}_{\rm net}(i) = \frac{M_{\rm gas}(i) - M_{\rm gas}(i-1) + M_{\star}}{t(i) - t(i-1)},$$

where  $M_{\text{gas}}$  is the mass of gas in the disc, t is the cosmic time and  $M_{\star}$  is the mass of stars born in the disc at the time interval considered. This definition can yield both positive and negative rates, which we refer to as inflowdominated and outflow-dominated, respectively. For the simulation runs with tracer particles, we additionally calculate the gas inflow and outflow rates separately, tracking particles through time and directly following those entering or leaving the disc region between two consecutive snapshots.

#### 3. Results

#### 3.1. Temporal evolution of gas flows

The first two panels of Fig. 1 show the evolution of the inflow and outflow rates as a function of cosmic time. Each galaxy is represented by a grey line and, for visualisation purposes, we highlight galaxies of interest in colour.

For all galaxies, the inflow/outflow rates show a similar evolution. They are characterised by a rapid increase during the first 2 Gyr, a period that is typically associated with the collapse and formation of the haloes. At intermediate times, between 2 Gyr and approximately 6 Gyr, the gas flows are in general still increasing. After 6–8 Gyr, the inflow and outflow rates show a smooth decrease that roughly follows an exponential decay. At z = 0, the inflow rates are in the range 10–40 M<sub> $\odot$ </sub> yr<sup>-1</sup> while the outflow rates are in the range 10–30 M<sub> $\odot$ </sub> yr<sup>-1</sup>, being systematically smaller. This indicates that, during the whole evolution, our MW-mass galaxies have a constant addition of gaseous material to the disc.

The last panel of Fig. 1 shows the inflow-dominated cosmic times of the net accretion rate for the full sample. In this case, the evolution is similar to that of the inflows or outflows with most systems having late-time decreasing rates. However, we also find galaxies with increasing (e.g. Au4) or approximately constant (e.g. Au10) net accretion rates at late times.

#### 3.2. Average behaviour of MW-analogues

In order to obtain an estimate of the accretion rates of galaxies that are similar to the MW in terms of their evolution, we define a group of galaxies, referred to as

<sup>\*</sup>We consider discs to be "well-developed" if the disc-tototal mass ratio is greater than  $\sim 0.3$ , which is a reasonable threshold when kinematic estimations are considered (Scannapieco et al., 2010).



Figure 2: *Left panel:* Average evolution of the net accretion rates for the Milky Way analogues in G1. We include a fit using a Schechter function (blue) and an exponential starting from the time of maximum accretion (red). *Middle and right panels:* Average evolution of the inflow/outflow rates for galaxies in G1. In this case, we include a fit using a double Schechter function with a common amplitude (blue) as well as the two individual Schechter functions of the fit (red and green).

G1, that we consider MW analogues. These galaxies are characterised by a smooth growth of the disc during, at least, the last  $\sim 8$  Gyr of evolution, have no strong perturbations due to mergers/interactions, and are found to have decreasing net accretion rates at late times.

Fig.2 shows the evolution of the average accretion rates of galaxies in G1 along with the one standard deviation uncertainties. In the case of the net accretion, we also show fits using a Schechter function of the form

$$\dot{M}_{\rm net}(t) = A \left(\frac{t}{\tau}\right)^{\alpha} e^{-t/t}$$

in blue, and an exponential starting from 6 Gyr (which is about the time of maximum accretion obtained from the results of the Schechter fit) in red. The time-scale of the exponential decay is  $7.2 \pm 0.7$  Gyr, similar to other values found in literature (Nuza et al., 2019).

For the inflow and outflow rates we use a double Schechter function with a common amplitude:

$$\dot{M}(t) = A\left[\left(\frac{t}{\tau_1}\right)^{\alpha_1} e^{-t/\tau_1} + \left(\frac{t}{\tau_2}\right)^{\alpha_2} e^{-t/\tau_2}\right].$$

Each of the functions used in these fits are shown in different colours in the inflow and outflow panels of Fig. 2. These two behaviours are indicative of two phases in the evolution of the accretion rates: a first phase, concentrated at early times and associated with the formation of the bulge, in which accretion rises abruptly, and a second phase at late times associated with the formation of the disc, in which the rates remain stable and then decrease.

By inspection of Fig. 2 it can also be inferred that there is a correlation between the inflowing and outflowing material. Since the inflowing material is composed of gas that falls into the densest regions of the galaxies and outflows are produced as a result of the feedback processes in stellar populations, both are connected through the star formation rate: higher inflow rates induce higher star formation levels, which, accordingly, results in higher outflow rates.

#### 4. Summary

In this work, we presented an analysis of the temporal evolution of the gas flows in simulated MW-mass galaxies. In particular, we study the rates of inflowing and outflowing gas as well as the rates of net accretion.

We find that all galaxies in our sample follow a similar trend in their evolution that consists in two different regimes that are characteristic of early and late-time evolution. During the first  $\sim 2$  Gyr, gas accretion rates increase abruptly, reaching maximum values at  $\sim 6$  Gyr. In contrast, the accretion rates at late times decrease until the present time for most galaxies. There are, however, galaxy-to-galaxy variations, and some galaxies present instead nearly constant or increasing rates. The behaviour of the accretion rates depends on the particular formation history of each system and the occurrence of interactions and mergers with other galaxies.

Taking into account the evolution of the net accretion rates, we defined a group of MW analogues. For these galaxies, we find that the average net accretion rate reaches a maximum value of the order of 10  $M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  at about 6 Gyr and then follows an exponential-like decay with a time-scale of  $7.2\pm0.7$  Gyr. This value is similar to those found previously in literature (e.g. Nuza et al., 2019). Furthermore, the inflow (outflow) rates increase rapidly and stay roughly constant between ~ 4 and 8 Gyr before starting to decay near the present time.

Acknowledgements: The authors acknowledge the support provided by UBACyT 20020170100129BA.

#### References

Grand R.J.J., et al., 2017, MNRAS, 467, 179 Iza F.G., et al., 2022, MNRAS, 517, 832 Nuza S.E., et al., 2014, MNRAS, 441, 2593 Nuza S.E., et al., 2019, MNRAS, 482, 3089 Scannapieco C., et al., 2009, MNRAS, 396, 696 Scannapieco C., et al., 2010, MNRAS, 407, L41 Springel V., 2010, MNRAS, 401, 791

# Linking gaseous and stellar gradients on simulated galaxies of the Local Group

O.F. Marioni<sup>1,2,3</sup> & M.G. Abadi<sup>1,2</sup>

Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina

<sup>2</sup> Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

<sup>3</sup> Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación, UNC, Argentina

Contact / ornela.marioni@unc.edu.ar

**Resumen** / Estudios observacionales han confirmado la presencia de gradientes verticales y radiales de edad y metalicidad en nuestra galaxia. Estos gradientes son explicados generalmente como producto de la evolución interna de la galaxia causada por las migraciones de las estrellas producidas por los brazos espirales o resonancias con la barra. En nuestro trabajo, medimos los perfiles de edad y metalicidad en galaxias simuladas del Grupo Local usando las simulaciones HESTIA. Encontramos que los gradientes presentes en los perfiles radiales y verticales a corrimiento al rojo z = 0, están también presentes en el gas en el mismo tiempo en que se forman las estrellas. También observamos que las propiedades de las estrellas no varían significativamente desde su tiempo de formación. Esto está de acuerdo con la teoría de que las estrellas mantienen las propiedades del gas progenitor, y a medida que el gas evoluciona, se sitúa en un disco cada vez más fino soportado por rotación.

**Abstract** / Observational studies have confirmed the presence of radial and vertical gradients of age and metallicity in our galaxy. These gradients are generally explained as a product of the internal evolution of the galaxy caused by the migration of stars produced by spiral patterns or resonances with the bar. In our work, we measure age and metallicity profiles in simulated Local Group's galaxies using the HESTIA simulations. We find that the gradients present in the radial and vertical stellar profiles at redshift z = 0 are also present in the gas at the same time of star formation. We also observe that the properties of the stars do not vary significantly from their formation time. This is in agreement with the idea that the stars maintain the properties of the progenitor gas, and as the gas evolves, it is settled into a thinner centrifugally supported disc.

Keywords / galaxies: structure — galaxies: star formation — galaxies: formation — galaxies: abundances

# 1. Introduction

Several studies have confirmed the presence of age and metallicity gradients in the Milky Way. In particular, it is well-known that in our solar neighborhood, star ages correlate with their metallicity (Freeman & Bland-Hawthorn, 2002; Hayden et al., 2014). Near the midplane of the galaxy, the age and metallicity decrease with the radius (Boeche et al., 2013; Hayden et al., 2014). Also, these gradients are linked with the vertical scale of the disc; for a fixed radius, the vertical scale of the disc is higher for older and metal-poorer stars (Mikolaitis et al., 2014; Casagrande et al., 2016). At fixed metallicities, the vertical scale of the disc increases at larger radii, being steeper for lower metallicities (Bovy et al., 2016). These gradients were explained as a product of the secular evolution of the galaxy: radial migration, resonances with a bar, or external perturbations with satellites (see Rix & Bovy, 2013). Understanding the processes involved in the formation of these gradients can help us to comprehend what mechanisms are present in galaxy formation.

There are several galaxy formation scenarios that attempt to explain the origin of these gradients. The most popular scenario settles the initial star-forming gas on a thin disc on the midplane of the galaxy which is centrifugally supported and is enriched by stellar evolution and warmed by the galaxy's secular evolution and mergers with satellites (Rix & Bovy, 2013). In such a way that the early generations of stars occupy a thick disc with higher velocity dispersion, while the later ones continue forming on the gaseous thin disc on the midplane of the galaxy.

The opposite scenario was first proposed by Eggen et al. (1962) who suggest that the gas was initially thick and concentrated at the center of the galaxy. As the stars are formed, the gas is enriched, became thinner, and is extended on a centrifugally supported disc in the midplane of the galaxy. This scenario was discussed in several works like Bird et al. (2013); Navarro et al. (2018); Yu et al. (2022) where they study the evolution of chemical and dynamical properties of stars throughout the formation history of the galaxy. In particular, Navarro et al. (2018) found that the secular processes play a minor role in galaxy evolution and that the stars that are born from the gaseous disc maintain the properties of the progenitor gas. Following this work, we study the gradients present on a Milky Way-like galaxy from the HESTIA (Libeskind et al., 2020) simulations and analyze the correlation between gas and stars at their formation time. The first part of this work was presented on Marioni & Abadi (2021), in this paper we



Figure 1: Half-mass high scale profile vs the cylindrical radius for three fixed metallicities. In red is the profile for stars at z = 0 and in blue is the profile for the gas at the star formation time. The time for each bin in the gas profile was selected using the characteristic age of the stars at that radius with that metallicity. The black arrow on each panel indicates the softening length. The shadowed regions correspond to the 25 and 75 quartiles.

continue the study of the most massive galaxy of the simulation.

### 2. Simulations

As mentioned in the previous section, we analyze a Milky Way-like galaxy from the HESTIA (Libeskind et al., 2020) simulations. These simulations are a set of hydrodynamical zoom-in constrained simulations. They used observational data as restrictions on their initial conditions to reproduce in the best way possible the Local Group of galaxies. They are runned with the AREPO code (Springel, 2010; Pakmor et al., 2016), using the galaxy formation model from Grand et al. (2017) and the cosmological parameters of Planck Collaboration et al. (2014):  $\sigma_8 = 0.83$ ,  $H_0 = 100h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ,  $h = 0.667, \ \Omega_{\lambda} = 0.682, \ \Omega_{M} = 0.270 \text{ and } \Omega_{b} = 0.048.$ In the high-resolution volume, the final mass and spatial resolution achieved are  $m_{dm} = 1.5 \times 10^5 \,\mathrm{M_{\odot}}$ ,  $m_{gas} = 2.2 \times 10^4 \,\mathrm{M_{\odot}}$  and  $\epsilon = 220 \,\mathrm{pc}$  (see Libeskind et al., 2020, for more details). We analyze the most massive halo of the high-resolution region of the 17-11 simulation of HESTIA set (see Table 1 on Libeskind et al., 2020). The virial mass, stellar mass, and virial radius of the selected galaxy are  $M_{vir} = 2.60 \times 10^{12} \text{ M}_{\odot}$ and  $M_{star} = 1.1 \times 10^{11} \text{ M}_{\odot}$  and  $R_{vir} = 290.0 \text{ kpc}$  respectively. The virial radius is defined as the radius where the density drops to  $200\rho_{crit}$ . The total mass enclosed by this radius is named as the virial mass and the stellar mass is computed inside  $0.15r_{vir}$ .

# 3. Analysis and results

This work is a continuation from Marioni & Abadi (2021), where we analyzed the gradients present in age and metallicity of stars at z = 0. Now, we continue the analysis for stars at all times and add the study of gaseous gradients and their correlation with the stellar ones.

In Fig. 1, we can see the half-mass high-scale profile of stars (red line) and gas (blue line) for three fixed metallicities. The stellar profiles are measured at z = 0, while the gas is measured at the formation time of these stars. To measure the gas profile, we calculate the characteristic age of the stars at a fixed metallicity in each radial bin. Then, we measure the gas profile at the formation time of these stars in the corresponding radial bin. From the figure, we can see, in each panel, that the gas profile correlates well with the stellar profiles. Both curves are inside the errors of each other  $\star$ . The reader can notice that in the three panels, always the gas is noisier than the stars, this is because of the hydrodynamical nature of the gas itself. For each panel, we can see that the vertical profiles increase with the radius independently of the metallicity. Moreover, we see that the vertical scale of the disc is higher for stars (or gas) of lower metallicities.

On the other hand, if we look at the stars at z = 0and compare themselves at their formation time we obtain the results of Fig. 2. In this figure, we show the vertical and metallicity profiles of stars at z = 0 (dashed lines) and the same stars at their formation time (solid lines). From the *top row*, we see that the vertical scale of the disc increase with the radius being higher for older stars; i.e. the newer formed stars are born nearest the midplane. From the *bottom row*, we can see that the metallicity profiles decrease with the radius and the slope is steeper for older stars. Also, we can notice that older stars have lower metallicities. From all panels, we see that the profiles of stars do not change significantly from their formation to z = 0. These results suggest that the stars do not evolve meaningfully from their formation and they maintained the properties of the progenitor gas.

### 4. Conclusions

We analyzed a set of the new HESTIA simulations (Libeskind et al., 2020). These simulations reproduce a Local Group-like pair of galaxies to help us to understand the physical processes involved in the formation of our Galaxy and their neighbors. We studied the presence of vertical and radial gradients on the metallicity and age distribution of a simulated Milky Way-like

 $<sup>^{\</sup>star}\mathrm{We}$  take the 25 and 75 quartiles to indicate the error region.



Figure 2: Half mass high scale profile (top row) and metallicity profile (bottom row) for stars at z = 0 (dashed line) and stars at their formation time (solid line). Each column corresponds to an age bin (±0.5Gyr). Black arrows in the top panels indicate the softening length. The shadowed region corresponds to the 25 and 75 quartiles.

galaxy. In a previous work (Marioni & Abadi, 2021) we have analyzed the presence of gradients in star ages and metallicities at redshift z = 0. Now, we compared these gradients at redshift z = 0 with the gas metallicity and age distribution at the time of star formation. We could find that the gradients present in stars at z = 0 are also present in the gas at the time of star formation. This may suggest that stars inherit the properties of the progenitor gas at their formation time and evolve very shortly thereafter, which would seem to indicate that secular evolution plays a minor role in the formation processes of these galaxies. These results are in agreement with the work of Navarro et al. (2018).

A recent study of Yu et al. (2022) where they study the dynamics and evolution of the galaxy components have arrived to the same conclusion. All this reinforces the theory of a galaxy formation scenario where the gas begins to form stars at an early age near the center of the galaxy and as it evolves it settles into an increasingly thin disk in the midplane.

#### References

- Bird J.C., et al., 2013, ApJ, 773, 43
- Boeche C., et al., 2013, A&A, 559, A59
- Bovy J., et al., 2016, ApJ, 823, 30
- Casagrande L., et al., 2016, MNRAS, 455, 987
- Eggen O.J., Lynden-Bell D., Sandage A.R., 1962, ApJ, 136, 748

Freeman K., Bland-Hawthorn J., 2002, ARA&A, 40, 487

- Grand R.J.J., et al., 2017, MNRAS, 467, 179
- Hayden M.R., et al., 2014, AJ, 147, 116
- Libeskind N.I., et al., 2020, MNRAS, 498, 2968
- Marioni O.F., Abadi M.G., 2021, BAAA, 62, 140
- Mikolaitis S., et al., 2014, A&A, 572, A33
- Navarro J.F., et al., 2018, MNRAS, 476, 3648
- Pakmor R., et al., 2016, MNRAS, 455, 1134
- Planck Collaboration, et al., 2014, A&A, 571, A16
- Rix H.W., Bovy J., 2013, A&A Rv, 21, 61
- Springel V., 2010, MNRAS, 401, 791
- Yu S., et al., 2022, arXiv e-prints, arXiv:2210.03845

# A model for molecular hydrogen-dependent star formation in simulations of galaxy evolution

E. Lozano<sup>1,2</sup>, C. Scannapieco<sup>1,2</sup> & S.E. Nuza<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina

<sup>2</sup> Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

<sup>3</sup> Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina

Contact / elozano@df.uba.ar

**Resumen** / La formación estelar, junto con el *feedback* químico y energético asociado, es uno de los procesos más importantes en la evolución de las galaxias. La actividad de formación de estrellas en galaxias define y afecta muchas de sus propiedades fundamentales, como la masa estelar, la morfología y el nivel de enriquecimiento químico. Los modelos simples para la formación de estrellas en simulaciones hidrodinámicas cosmológicas han demostrado ser exitosos al reproducir los niveles de tasa de formación estelar (SFR) así como las formas típicas para distintos tipos de galaxias. Sin embargo, con el advenimiento de simulaciones de alta resolución y observaciones más detalladas, es necesario contar con modelos de formación estelar más sofisticados; en particular, para comprender mejor la relación entre la SFR y la cantidad de gas en las fases atómica y molecular. En este trabajo, aplicamos un nuevo modelo de formación estelar, recientemente desarrollado para trabajar en el contexto de simulaciones hidrodinámicas, al estudio de la SFR en galaxias de masa similar a la Vía Láctea. El nuevo modelo describe la formación de hidrógeno molecular a partir de material atómico, considerando también posibles dependencias con la abundancia química del gas. Esto permite implementar varios modelos de formación estelar, donde la SFR de una nube de gas depende de las fracciones atómica y/o molecular, y comparar sus predicciones con resultados observacionales.

**Abstract** / Star formation, together with the associated chemical and energy feedback, is one of the most important processes in galaxy evolution. The star formation activity in galaxies defines and affects many of their fundamental properties, such as stellar mass, morphology and chemical enrichment levels. Simple models for star formation in cosmological hydrodynamical simulations have shown to be successful in reproducing the star formation rate (SFR) levels and shapes of different types of galaxies. However, with the advent of high-resolution simulations and more detailed observations, more sophisticated star formation models are needed; in particular, to better understand the relation between star formation and the amount of gas in the atomic and molecular phases. In this work, we apply a novel star formation model, recently developed to work in the context of hydrodynamical simulations, to the study of the SFR in Milky Way-mass galaxies. The new implementation describes the formation of molecular hydrogen from atomic material, considering also possible dependencies with the chemical abundance of the gas. This allows to implement various star formation models, where the SFR of a gas cloud is determined by the atomic and/or molecular gas phases, and to compare their predictions to recent observational results.

Keywords / galaxies: star formation — galaxies: evolution — galaxies: structure

# 1. Introduction

The star formation rate (SFR) is a key characteristic of galaxies. In the context of the standard cosmological model, the SFR is determined by a combination of various processes that take place over the course of a galaxy's lifetime, such as gas cooling, star formation, chemical enrichment, and feedback from supernovae and galactic nuclei. These processes are influenced by factors like mergers, interactions, and mass accretion, which affect the amount and properties of the gas from which stars form. The density of a gas cloud is believed to be the most important factor in determining its star formation rate, although the details of this process are not yet fully understood. Observationally, the total gas density is found to be correlated to the star formation rate (Kennicutt, 1998), and this correlation is even stronger when considering the molecular gas (Wong & Leo Blitz, 2002; Bigiel et al., 2008).

As the formation of dark matter halos and galaxies is highly non-linear, numerical simulations have become the preferred tool to investigate how galaxies form and evolve from early times up to the present. This type of simulations naturally include mergers/interactions and continuous gas accretion, processes that may induce changes in the SFR. However, there are still significant uncertainties in the modelling of the evolution of the baryonic component, since the physical processes that affect baryons – such as star formation, feedback, and chemical enrichment – take place at scales that are too small to be resolved directly. As a result, these processes are introduced using sub-grid physics, which involves a number of adjustable parameters that are not always independent of one another or constrained observationally. This can lead to inconsistencies in the predictions of different models (Scannapieco et al., 2012).

Because of its importance in galaxy formation, it is critical for simulations to accurately describe the star formation process at the scales that can be resolved, as well as the associated feedback effects. In this work, we present a new model of star formation that takes into account the chemical composition and the relative abundance of atomic and molecular gas phases. The model is grafted onto the cosmological, magnetohydrodynamical code AREPO (Volker, 2010).

The remainder of this work is organized as follows: in Sec. 2, we describe our new model; in Sec. 3, we discuss the results for simulations of an isolated galaxy; and in Sec. 4, we present our conclusions.

### 2. The star formation model

Our star formation model is designed to track the time evolution of the molecular and atomic phases of hydrogen in a gas cloud (Ascasibar et al., 2015; Mollá et al., 2017; Millán-Irigoyen et al., 2020), and be applied to numerical simulations of the formation of galaxies. By following the evolution of these two phases separately, we can construct different prescriptions for a star formation law linked to the amount of molecular and atomic gas in different proportions. In this way, we improve the traditional star formation law where the star formation rate is only a function of the total gas density and does not depend explicitly on the molecular or atomic fractions (Katz, 1992).

The evolution of the neutral gas and stellar components in a gas cell is obtained by solving a system of coupled equations for the atomic  $(a_f)$ , molecular  $(m_f)$ , and (newly formed) star  $(s_f)$  fractions, namely:

$$\dot{a}_f(t) = -a_f(t)\,\tau_C^{-1} + (\eta + R)\,\psi(t)\,,\tag{1}$$

$$\dot{m}_f(t) = a_f(t) \,\tau_C^{-1} - (\eta + 1) \,\psi(t) \,, \tag{2}$$

$$\dot{s}_f(t) = (1 - R)\psi(t).$$
 (3)

The exchange of mass between phases is driven by dissociation of molecular hydrogen – with an efficiency per unit of star formation rate  $\eta$  – and condensation of atomic hydrogen – catalyzed by dust grains (Millán-Irigoyen et al., 2020) and regulated by the time parameter  $\tau_C$ . For the star formation rate we use the following parametrization:

$$\psi(t) = \frac{m_w \, m_f(t) + a_w \, a_f(t)}{\tau_S} \,, \tag{4}$$

where  $m_w$  and  $a_w$  are the relative weights of the atomic and molecular fractions (which can vary for different models) and  $\tau_S$  is a typical time-scale.

The mass return from stars to interstellar gas due to supernovae is characterized by the parameter R, and assumed to be in the atomic phase. This assumption is based on the instantaneous recombination hypothesis, which states that the ionized hydrogen transforms into atomic hydrogen in a timescale much shorter than the integration time. This allows us to accurately model the mass return and its effects on the interstellar gas.



Figure 1: Dependence of the dissociation of molecular hydrogen parameter  $\eta$  with metallicity for the IMF of Chabrier (2003) and an integration time of 1 Myr.

Most of the input parameters of the model are constants that are well constrained empirically or theoretically, that we take from the literature. In contrast,  $\tau_C$ depends on the properties of the gas, particularly the gas metallicity ( $\propto 1/Z$ ) and density ( $\propto 1/\rho$ ), and these dependencies are considered in our model following Osterbrock & Ferland (2006) and Millán-Irigoyen et al. (2020). Furthermore,  $\eta$  depends on the metallicity of the newly formed stars – assumed to be inherited from the gas – and the integration time step; Fig. 1 shows the relation between  $\eta$  and Z for a time-step of 1 Myr.

# 3. Results

We run several simulations using an idealized initial condition for a Milky Way-mass halo with a virial mass of  $10^{12} M_{\odot}$ , producing a galaxy with spiral morphology. We assumed different values for the input parameters which link the star formation to the atomic/molecular component ( $a_w$  and  $m_w$ ) and run the simulations for 2 Gyr. In this work, we focus on the simulation assuming that star formation is only linked to the molecular fraction ( $m_w = 1, a_w = 0$ ).

Fig. 2 shows the projected total and molecular gas densities, in a face-on view, for our simulation at the final snapshot. The gas is well-settled into a rotationallysupported structure reminiscent of a spiral galaxy, with the usual complexity of the hydrodynamical gas evolution. As expected, the molecular gas does not follow exactly the distribution of the total gas, as its formation depends not only on the gas density but also on the gas metallicity. It is important to note that it is the molecular hydrogen that, in our model, is actively participating in the process of forming new stars, implying that the stellar spatial distribution will be determined by the location of molecular clouds.

Fig. 3 compares the results of our simulation (solid line in blue) and a reference model (dashed line in red) in which the star formation rate is solely determined by the total gas density as in standard implementations. The upper two panels of this figure show the evolution of the integrated stellar mass and SFR. The most important



Figure 2: Projected gas (*left panel*) and molecular (*right panel*) densities for our simulation after 2 Gyr of evolution, in a face-on view.



Figure 3: Integrated stellar mass (top panel) and star formation rate (middle panel) of our simulation (solid blue), as a function of time, compared to results of a simulation where star formation is linked to the total gas density (dashed red). The bottom panel shows the corresponding gas oxygen abundance profile at the end of the simulations.

effect of linking the SFR to the molecular fraction is a delay in the onset of star formation of around 200 Myr

with respect to the reference model. This delay is a consequence of the evolution of the gas in the molecular phase, which needs some time to be created and is regulated by the level of enrichment of the gas, determined, in turn, by star formation. After this first period, when enough stars have formed and the interstellar gas is enriched, the SFR reaches higher values compared to the reference model, producing a significant rise in the total stellar mass formed. At the end of the simulation, our model produced a higher total stellar mass even though the stars started to form later compared to the reference model.

The bottom panel of Fig. 3 displays the oxygen abundance profile at the end of the simulations. Although the two profiles are similar in the outer regions, our model has a more pronounced peak at the center of the disc, similar to observed profiles (similar results are obtained for other elements). The differences follow the variations in the distribution of molecular and total gas that determine the shape and levels of the metallicity profiles.

# 4. Conclusions

We presented a new model to describe the atomic and molecular fractions within a gas cloud, which is used to implement a star formation rate coupled to these fractions in arbitrary proportions. Our model has been specifically designed to be used in conjunction with simulations of galaxy formation in a cosmological context.

In order to test the effectiveness of our model, we applied it to simulations of isolated halos with a mass comparable to that of the Milky Way, and compared our findings to a reference model where the star formation rate is determined solely by the total gas density. Our results indicate that the dependence of the star formation rate on the amount of molecular gas delays the onset of star formation, and could affect the metallicity profiles in disc galaxies.

Acknowledgements: The authors acknowledge support provided by UBACyT 20020170100129BA

#### References

- Ascasibar Y., et al., 2015, MNRAS, 448, 2126
- Bigiel F., et al., 2008, AJ, 136, 2846
- Chabrier G., 2003, ApJ, 586, L133
- Katz N., 1992, ApJ, 391, 502
- Kennicutt R. C. J., 1998, ApJ, 498, 541
- Millán-Irigoyen I., Mollá M., Ascasibar Y., 2020, MNRAS, 494, 146
- Mollá M., et al., 2017, MNRAS, 468, 305
- Osterbrock D.E., Ferland G.J., 2006, Astrophysics Of Gas Nebulae and Active Galactic Nuclei, University Science Books
- Scannapieco C., et al., 2012, MNRAS, 423, 1726
- Volker S., 2010, MNRAS, 401, 791
- Wong T., Leo Blitz L., 2002, ApJ, 569, 157

# Cosmological simulations of the formation and evolution of Milky Way-mass galaxies

C. Scannapieco<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina

<sup>2</sup> Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

Contact ~/~ cscannapieco@df.uba.ar

**Resumen** / Durante las últimas décadas, las simulaciones numéricas en un marco cosmológico han sido fundamentales para el entendimiento de la formación y evolución de galaxias en términos de sus componentes oscura y bariónica. En particular, la formación de la componente bariónica de sistemas galácticos se ve fuertemente afectada por procesos físicos variados, tanto internos – tales como la formación estelar, el enfriamiento y los efectos de retroalimentación, inestabilidades, etc. – como externos – como fusiones e interacciones con galaxias vecinas. En este trabajo se discuten los procesos físicos más relevantes que determinan las propiedades de galaxias de masa similar a nuestra Vía Láctea y los desafíos relacionados a su implementación en el marco de simulaciones cosmológicas. En particular, me enfocaré en la formación de discos galácticos, discutiendo cómo la formación de estructuras discoidales es variada, aún para sistemas de masa similar, debido a la historia particular de las colisiones y la acreción de gas. Finalmente, discutiré efectos ambientales en galaxias alojadas en sistemas similares al Grupo Local.

**Abstract** / During the last decades, numerical simulations in a cosmological context have become a fundamental tool for studying the formation and evolution of galaxies in their dark and baryonic components. While the evolution of dark matter is mainly determined by gravitational forces, baryons have a much more complex evolution, which is strongly affected by different physical processes, both internal – such as star formation, cooling, feedback, etc. – and external – via interactions and mergers with other galaxies. In this work I discuss which are the most relevant processes affecting the formation of galaxies with masses similar to that of our Milky Way and the challenges in their numerical implementation in the context of cosmological simulations. I will focus on the formation of galaxy discs, and show that the evolution of these structures varies significantly from galaxy to galaxy, due to the occurrence of mergers and misaligned gas accretion. Finally, I will discuss possible environmental effects which might be present in galaxies in Local Group-like systems.

Keywords / galaxies: evolution — galaxies: structure — methods: numerical — cosmology: theory

# 1. Introduction

In the context of the prevailing cosmological paradigm, the  $\Lambda$ -Cold Dark Matter ( $\Lambda$ CDM) model, galaxies form as small density perturbations are amplified via gravitational instabilities and baryons condense in the centers of dark matter haloes, whilst retaining a considerable fraction of their angular momentum set at large scales. A combination of viscous and dissipative processes in the gaseous component allows the formation of a thin disc out of which a fraction is converted into stars (White & Rees, 1978; Fall & Efstathiou, 1980). Various processes can dynamically heat the stellar component, such as disc instabilities and the disruption caused by the hierarchical nature of the  $\Lambda$ CDM model, during galaxy mergers and close encounters which disturb the disc. As a result, part of the disc mass can be transferred to a centrally concentrated, approximately spherical bulge component. Bulges and discs appear in present-day galaxies at a wide variety of relative fractions, from disc-dominated spirals to bulge-dominated and elliptical galaxies.

Galaxy formation in the  $\Lambda {\rm CDM}$  model is an extremely complex, multiscale and highly non-linear pro-

this context, numerical simulations have become a fundamental tool for investigating the formation of galaxies, as they can follow the joint evolution of dark matter and baryons, naturally capturing processes such as mergers and mass accretion. However, large uncertainties still exist in the treatment of the baryonic evolution, as the physical processes affecting this component cooling and heating processes, star formation, various forms of feedback, cosmic rays, magnetic fields, etc. - act at unresolved scales and are only introduced via sub-grid physics. These models then need to tune a number of free input parameters that are usually not independent from each other and in many cases poorly constrained by observational data. Even though the predictions of different models are sometimes inconsistent with each other (Scannapieco et al., 2012), the most relevant physical processes for forming disc- and bulgedominated galaxies have been consistently identified by various simulation groups (see Naab & Ostriker 2017 for a review).

cess that is free from any simplifying symmetries. In

In particular, feedback from black holes and stellar evolution plays a crucial role in galaxy evolution, induc-

ing the circulation of gas within galaxies and directly affecting the star formation efficiency. For Milky Waymass and lower mass galaxies, black hole feedback is in general subdominant, while stars provide the most important feedback source through stellar winds and supernova (SN) explosions. SN feedback is an essential part of any galaxy formation model, but its implementation has shown to be extremely complex, due to a combination of numerical problems and our lack of a detailed understanding on how the energy associated to the explosions couples to the interstellar medium. The first simulations designed to study the formation of galaxies in a cosmological context were in fact unable to form disc-like components, a problem that is known as the "angular momentum catastrophe" (Navarro & Benz, 1991). In the last decades, the formation of realistic discs became possible thanks to the implementation of efficient feedback models (Okamoto et al., 2005; Governato et al., 2007; Scannapieco et al., 2008) and significant progress has been made since then in forming disc galaxies similar to observed spirals (e.g. Grand et al. 2017 and references therein).

An important aspect revealed by observations of galaxies is that, even at a fixed stellar mass, galaxies exhibit order-of-magnitude differences in their star formation rates, very different gas fractions and varying relative fractions of disc and bulge components. Numerical simulations have thus the challenge to account not only for the formation of disc-dominated Milky Way-like systems but to explain such diversity. Our current understanding is that galaxy diversity is a natural outcome of galaxy formation in the context of the  $\Lambda$ CDM model, where each galaxy experiences a particular merger, interaction and accretion history that shapes its properties transforming discs into spheroids or inducing the formation of galactic bars.

In this work, we summarize the most important results that contributed to a better understanding on the formation of disc galaxies, focusing on systems that have, at the present day, a similar mass to the Milky Way (MW). While most simulations designed to study MW-like galaxies have used initial conditions for systems that are mildly isolated at z = 0 – a condition that maximizes the chances to form a dominant disc -, it is well known that our Galaxy has a massive companion  $\approx 700 \,\mathrm{kpc}$  away, Andromeda (or M31), and is part of the so-called Local Group (LG). As the environment might have an effect on galaxy properties (e.g. Dressler 1980), it is important that simulations investigate possible environmental effects on galaxies inhabiting LG-like systems. In recent years, appropriate initial conditions have been developed to this end (e.g. Carlesi et al. 2016) and applied to various simulation studies of the LG, their constituent galaxies and their satellites (Libeskind et al., 2010; Nuza et al., 2014; Scannapieco et al., 2015). The results of LG simulations in relation to possible environmental effects on the MW are also discussed here.

The organisation of this work is as follows. In Sec. 2 we describe the principal characteristics of the simulations and physical models for simulating galaxy formation in a cosmological context, in Sec. 3 we discuss

the most important advances which improved our understanding of the formation of disc galaxies including results for LG simulations, and in Sec. 4 we provide a brief summary of the results.

# 2. Cosmological simulations

Cosmological simulations have played a major role in our understanding of the most relevant processes involved in the formation and evolution of galaxies. In short, simulations require the selection of an initial condition that provides the phase-space distribution of gas and dark matter at a given (early) time, and numerical methods to solve the gravitational evolution of matter together with the description of the (magneto)hydrodynamical evolution of the gas component. Additionally, sub-grid physics for including processes at scales that are unresolved is a fundamental part of the simulations, and involve currently most of the uncertainties. In cosmological simulations, the typical resolution is such that star formation, chemical enrichment, cooling and feedback are unresolved and all these processes are included using simple models that try to mimick their effects at the resolved scales. A variety of models have been developed during the last decades (see, e.g., Scannapieco et al. 2012). In this work I will discuss various results obtained with simulations using the physical modules presented in Scannapieco et al. (2005, 2006), which we refer to as the CS model. The main aspects of this code, as well as the initial conditions adopted, are summarized below.

#### 2.1. Initial conditions

Studies of MW-mass galaxies in a cosmological context and at high resolution are possible thanks to the use of zoomed initial conditions, where a high-resolution region including the target galaxy is simulated with dark matter and gas, and is embedded in a large cosmological box with dark matter particles of lower resolution. The phase-space distribution of particles in the box are well determined by the cosmological model assumed.

In this work, we discuss results of simulations that use two different types of zoomed initial conditions in the context of the  $\Lambda$ CDM model. On one side, results are shown for simulations where target galaxies are selected to be isolated at the present time, having no neighbour exceeding half its mass within  $\approx 2$  Mpc. Secondly, we present results of constrained initial conditions of the Local Group, which provide LG-like environments where two massive galaxies form, candidates for the MW and M31 galaxies.

#### 2.2. The simulation code

The CS model is grafted onto the GADGET3 code (Springel et al., 2008), a successor of its previous version GADGET2 (Springel, 2005). GADGET is a lagrangian code which uses the Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) method to solve the gas hydrodynamics and the Tree-PM technique for the gravitational forces. The CS

model includes metal-dependent cooling, star formation and feedback from Type II and Type Ia supernova (SN), while newer versions present updates of the feedback and chemical enrichment modules (Aumer et al., 2013; Poulhazan et al., 2018). The following sections provide a brief summary of the different physical modules of the CS model.

#### 2.2.1. Cooling and star formation

The cooling rate of thin astrophysical plasmas is known to depend on metallicity, such that the higher the metallicity, the higher the cooling rate. In our code, the cooling of gas is modelled using the metal-dependent cooling tables of Sutherland & Dopita (1993), and includes also a redshift-dependent photo-heating UV background, with an intensity evolution taken from Haardt & Madau (2012).

Gas particles are eligible to form stars if they are denser than a critical value (usually assumed to be  $0.1 \text{cm}^{-1}$ ) and in a convergent flow. For these particles, the star formation rate per unit volume  $\dot{\rho}_*$  is assumed to be

$$\dot{\rho}_* = c \frac{\rho}{\tau_{\rm dyn}} \tag{1}$$

where c = 0.1 is a star formation efficiency,  $\rho$  is the gas density and  $\tau_{\rm dyn} = \sqrt{1/4\pi G\rho}$  is the dynamical time of the gas particle. The creation of star particles is based on the stochastic model of Springel & Hernquist (2003) where eligible gas particles are assigned a probability of forming stars of

$$p_* = \frac{m}{m_*} \Big[ 1 - \exp\left(-\frac{c\Delta t}{\tau_{\rm dyn}}\right) \Big],\tag{2}$$

where m is the mass of the gas particle,  $m_* = m_0/N_{\rm g}$ with  $m_0$  the mass of gas particles at the beginning of the simulation and  $N_{\rm g}$  the number of stellar generations, and  $\Delta t$  the time-step. If a random number drawn from a uniform distribution in the unit interval is smaller than  $p_*$ , a new stellar particle of mass  $m_*$  is formed, and the mass of the gas particle is reduced accordingly. Once the gas particle mass has become smaller than  $m_0/N_{\rm g}$ , we instead turn the gas particle into a star particle.

#### 2.2.2. Chemical enrichment from stellar evolution

Our model includes chemical enrichment from Type II (SNII) and Type Ia (SNIa) supernova explosions. Each star particle in the simulation is assumed to be a single stellar population of a given mass, metallicity and chemical abundance, and can experience SNII and SNIa events during its life. Four ingredients are needed to describe the production and distribution of chemical elements synthesized in stellar interiors and ejected during supernova explosions: the SN rates, the chemical yields, the life-times of progenitor stars and the initial mass function (IMF), which sets the fractional contribution of stars of different mass to a stellar population.

For SNII, we estimate the supernova rate assuming that stars more massive than 8  $M_{\odot}$  end their lives as SNII, and therefore this rate is determined by the IMF assumed, generally taken to be the Salpeter one. For the chemical production, we adopt the metal-dependent yields of Woosley & Weaver (1995), and the stellar lifetimes are taken from Raiteri et al. (1996). In the case of SNIa, we adopt the W7 progenitor model and chemical yields of Thielemann et al. (1993), and assume a fixed relative rate of SNIa to SNII, which is motivated by observational results (e.g. van den Bergh 1991). Finally, we assume that SNIa explosions occur at a random time in the interval [0.1, 1] Gyr after the formation of the star, which models the time evolution of the binary system.

Chemical elements are distributed within the gaseous neighbours of exploding star particles, using the usual SPH kernel interpolation technique, at the time of the explosion. When stars are formed, they inherit the element abundances from the gas mass from which they form.

#### 2.2.3. Supernova feedback

SNII events eject an enormous amount of energy to the interstellar medium,  $E_{\rm SN} \sim 10^{51} \, {\rm erg}$  per explosion. For MW-mass and smaller galaxies, such a high energy from the many SN explosions are expected to trigger significant mass-loaded winds and heat and pressurize the gas around the explosion site. In the context of the simulations, however, this process has been found to be extremely complex to implement. The main reason for this is somewhat numerical: the interstellar medium where massive stars form and explode Various solutions have been proposed during the years, implementing kinetic or thermal models where the ejected energy is transferred to the interstellar medium as momentum or energy (in some cases, a combination of both). For example, in the thermal model of Stinson et al. (2006) the cooling of gas receiving feedback is turned off for a given time, and in the kinetic approach of Springel & Hernquist (2003) gas particles affected by feedback receive instead velocity kicks which move them to lower density regions.

In the thermal feedback CS model, SN energy is accumulated in the gas particles around explosions until it is sufficient to effectively change their temperatures (and, as a consequence, their densities). The CS feedback model works in combination with a multiphase treatment designed to allow coexistence between cold and hot phases. In this way, each particle receiving feedback has a well-defined local hot phase of reference, and SN energy is accumulated in a reservoir until it is high enough such that the gas particle can join the local hot phase. This sets the delay time for energy accumulation, which depends exclusively on local properties. We refer the interested reader to Scannapieco et al. (2006) for a detailed description of the multiphase gas and energy feedback models. Our feedback model has shown to be successful in forming disc-like galaxies thanks to its efficiency in triggering mass-loaded galactic winds, and scales with galaxy mass in the expected way, such that smaller mass galaxies develop stronger winds (Scannapieco et al., 2008).

As explained above, updates and extensions to the original model have been developed over the years. In particular, including the effects of radiation pressure from young stars has allowed the formation of more



Figure 1: Upper panel: Star formation rate of simulations without SN feedback (NF) and with SN feedback (E-0.7). Lower panel: Stellar age distribution of particles that ended up in the spheroidal and disc components in simulation E-0.7. Figure adapted from Scannapieco et al. (2008).

dominant, thinner discs as shown in Aumer et al. (2013).

#### 3. Results

In this section we summarize a number of important results that have been obtained using cosmological simulations of Milky Way-mass galaxies. In particular, we focus on the problem of forming discs, the relation with angular momentum and SN feedback, the effects of different physical processes on morphological transformations and possible environmental effects at the MW scales.

#### 3.1. Galaxy discs, SN feedback and angular momentum

As discussed in the Introduction, early simulations were unable to recreate the formation of disc galaxies from cosmological initial conditions. In this section, we discuss how this problem was alleviated including efficient SN feedback models. For this, we compare results of cosmological simulations of a MW-mass galaxy from the work of Scannapieco et al. (2008).

Fig. 1 compares the star formation rate (SFR) of simulations without and with SN feedback (NF and E-0.7, respectively). In the NF simulation, the SFR is directly linked to the cooling history: as baryons condense in the center of the dark matter halo, gas accumulates reaching very high densities and efficiently forming stars. The SFR peaks at early times, while later on most of the gas has already been consumed and the SFR is quite low. In contrast, in the simulation including feedback the star formation activity is self-regulated: stars form and eject energy to the interstellar medium, heating and pressurizing it and preventing further star formation. When the gas cools down again, a new cycle of star formation occurs with the subsequent feedback effects, and so on. The important aspect to note here is that as the SFR is moderate at early times, more gas is available to form stars later on. As discussed below, only in simulation E-0.7 a disc-like component is present at z = 0. In the lower panel of Fig. 1, we can observe how early star formation is responsible of forming the spheroid, while late star formation contributes to the formation of the disc.

In fact, the star formation history has a close correspondance with other galaxy properties, particularly with the morphology, and therefore with the angular momentum content. The first two columns of Fig. 2 show the evolution of the angular momentum and the face-on projection of the galaxies at z = 0 for simulations NF (i.e without SN feedback, upper panels) and E-0.7 (with SN feedback, lower panels). In run NF, the angular momentum of the baryons is lost during the evolution and the galaxy hosts no disc at the final time, being compatible with a spheroidal-like distribution. In contrast, in E-0.7 the initial angular momentum of the cold baryons is conserved, and the galaxy has a significant disc-like component at the present day. The star formation history of a galaxy is thus key to its morphology: if stars form very early on, where mergers/interactions are stronger and more frequent, baryons cannot retain their angular momentum and form a centrally-concentrated, no rotating spheroidal component. In contrast, stars that form late are able to conserve their angular momentum and locate in disky, rotation-dominated structures, and have better survival chances as the evolution is more quiet at late times.

The relevance of the disc component in simulations can be quantified using the distribution of stellar circularities ( $\epsilon$ ), defined as the ratio between the angular momentum of each star in the direction perpendicular to the disc plane and the angular momentum expected for a circular orbit at the star's radius (r):

$$\epsilon = \frac{j_z}{j_{circ}} \tag{3}$$

where  $j_{circ} = r \ v_{circ}(r)$  and  $v_{circ}$  is the circular velocity. Particles following approximately circular orbits correspond to a disc-like component with  $\epsilon \approx 1$ , while a spheroidal component dominated by velocity dispersion distributes around  $\epsilon = 0$  if the spheroid is not rotating. The right-hand panels of Fig. 2 show the circularity distributions for runs NF and E-0.7. These distributions confirm what has already been seen in the stellar maps: the run without SN feedback has no indication of a disc, while the run with SN feedback has a significant disc component (the distribution for the disc particles is shown in red).

#### 3.2. Galaxy diversity and relation to formation history

In this section we show results from cosmological simulations of the Aquarius Project (Springel et al., 2008),

Scannapieco, C.



Figure 2: Left: The evolution of the specific angular momentum of dark matter and cold baryons in simulations NF (no feedback) and E-0.7. Middle: Edge-on map of projected stellar mass for the NF and E-0.7 simulations at z = 0. Right: Distribution of the circularity paramete  $\epsilon$ , at z = 0, for the NF and E-0.7 runs. For E-0.7, the red-dashed line shows the  $\epsilon$  distribution for disc particles. Figure adapted from Scannapieco et al. (2008).



Figure 3: Face-on and edge-on maps of projected stellar luminosity (*i*-band) for the 8 Aquarius simulations, at z = 0. The images are 50 kpc across, and the edge-on ones have a vertical height of 20 kpc. Figure adapted from Scannapieco et al. (2011).

including dark matter and baryons. These simulations are described in detail in Scannapieco et al. (2009) and Scannapieco et al. (2011), and consist on 8 runs (Aq-A-5 to Aq-H-5) corresponding to Milky Way-mass galaxies that are, at z = 0, in relatively isolated environments. Fig. 3 shows the face-on and edge-on projected distributions of stellar luminosity for the 8 galaxies at z = 0. Even though all systems have a similar mass and inhabit a similar environment at z = 0, different morphologies have developed, due to their different merger/accretion histories. Some of the galaxies are dominated by a disclike component (Aq-C-5, Aq-D-5, Aq-E-5 and Aq-G-5), while others have only small or no discs (Aq-A-5, Aq-B-5, Aq-F-5 and Aq-F-5). Furthermore, in some cases (Aq-C-5 and Aq-G-5) the galaxies also host bars. These features are the result of their different evolution, with mergers, interactions and misaligned gas accretion being the most important processes found to affect the shapes of galaxies, as we discuss below.

In Fig. 4 we show the evolution of the disc-to-total ratio (D/T) of the simulated galaxies, defined as the fraction of stellar mass in approximately circular orbits with respect to the total stellar mass (see Scannapieco et al. 2009). In the left- and right-hand panels we show, respectively, galaxies dominated by bulges and by discs at  $z = 0^{\star}$ . One of the most important results of this figure is that morphology is not a permanent feature of a galaxy, and morphological transformations are ubiquitous in the context of the  $\Lambda$ CDM model. On one side, mergers (indicated by arrows, see figure caption) can destroy discs, either partially – as in Aq-G-5 at  $z \approx 1$ or totally – as in Aq-F-5 at  $z \approx 0.3$  –, their effects depend not only on the masses of the satellites but also on the orbits. Furthermore, misaligned gas accretion accretion of gas with an angular momentum direction differing strongly from that of the pre-existing stellar disc (indicated in the figure in red) – can also produce disc instabilities and decrease the D/T ratios. Such misaligned accretion events can explain the destruction of

<sup>&</sup>lt;sup>\*</sup>It is important to note that the D/T ratios estimated from the circularity distributions are smaller than those estimated in observations, as discussed in Scannapieco et al. (2010).



Figure 4: Disc-to-total mass ratio as a function of redshift for the Aquarius galaxies that have small discs at z = 0 (*left-hand panel*) and with more prominent discs at the present time (*right-hand panel*). The arrows indicate the entrance of satellites either to the virial radius (upward arrows) or to the central 27 ckpc (downward arrows). Arrows are colour-coded according to the merger ratio  $f \equiv M_{\text{sat}}/M_{\text{cen}}$ : red, blue and green colours correspond to f > 0.3,  $0.1 < f \le 0.3$ , and  $0.02 < f \le 0.1$ , respectively. Red points indicate periods of strong misalignment between the cold gaseous and stellar discs. Figure adapted from Scannapieco et al. (2009).



Figure 5: Spatial distribution of the gas in a Local Group simulation, in a cube of 2.5 cMpc per side and for various redshifts. The virial radius of the MW and M31 candidates are indicated (dashed and solid lines, respectively), and the colour scale has been fixed in order to highlight differences in the distributions at different times. Figure adapted from Scannapieco et al. (2015).

discs that are not linked to interactions or fusions with other systems.

#### 3.3. Environmental effects

In this section we show results of simulations that use initial conditions of the CLUES (Constrained Local UniversE Simulations) Project, designed to study MWmass galaxies in an environment consistent to that of the LG. Fig. 5 shows maps of the gaseous projected mass in the LG simulation for various times. The two main galaxies, candidates for M31 and the MW, approach each other while growing in mass, reaching a separation of  $\approx 800 \,\mathrm{kpc}$  at z = 0, similar to the observed MW-M31 distance. As part of the LG, the evolution of the MW and M31 can be viewed as coupled, particularly through their sharing of the large-scale gas distribution. In Scannapieco et al. (2015), we analysed the stellar components of the MW and M31 candidates, and found that their morphologies are mainly affected by the merger and accretion histories in the central regions of the haloes, similarly to our results for the more isolated Aquarius galaxies. Therefore, environment does



Figure 6: A large-scale view of the Local Group simulation, showing the gas distribution in a 20 Mpc width region. The 6 MW-mass galaxies identified in the simulation are shown and their virial radii are indicated with the red circles. Figure adapted from Creasey et al. (2015).

not seem to significantly affect the morphological evolution of galaxies.

However, we do find indications of higher SFRs in richer environments. To investigate this, we compare the properties of the Aquarius galaxies with those of MW-mass galaxies formed in simulations of the LG Creasey et al. (2015). Fig. 6 shows a large-scale view of the gas distribution in a LG simulation, indicating the 6 galaxies identified as MW-mass galaxies; the M31 and MW candidates are denoted as G1 and G2, respectively. Quantifying the environment with the parameter  $\delta_{1200}$  which measures the density of a sphere of 1.2 Mpc radius centered on the target galaxy, with respect to the mean density of the Universe – we find that the 6 galaxies in the LG simulation live in environments of different richness, with G1, G2 and G4 inhabiting the densest regions. In contrast, G3, G5 and G6 live, at z = 0, in similar environments compared to the Aquarius galaxies.

In Fig. 7 we show the relation between the



Figure 7: Star formation rate and specific star formation rate for the same galaxies, as a function of the enrvironmental density parameter,  $\delta_{1200}$ . Figure adapted from Creasey et al. (2015).

SFR/sSFR (specific SFR) and the environment parameter for galaxies in the LG and Aquarius simulations. Our results show a positive correlation between these quantities, suggesting that galaxies in richer environments could replenish their star formation reservoirs more efficiently compared to galaxies in more isolated regions (see Creasey et al. 2015, for more details).

#### 4. Summary

This work discusses important results obtained using simulations of galaxy formation and evolution in a cosmological context, with focus on the problem of forming disc galaxies similar to the Milky Way. From the early works of this type, that were unable to form realistic discs, much progress has been made and current simulations have succeeded in reproducing the formation of more realistic disc galaxies. In what follows, we summarise the various problems and solutions found related to forming discs, emphasizing the most relevant physical processes shaping galaxies across the cosmic time.

- Supernova feedback in MW-mass systems is key to form late-type disc galaxies, having important effects on galaxy evolution. SN feedback regulates the star formation activity through the heating of the interstellar medium and the triggering of massloaded galactic winds. This is particularly important at early times, as it provides a physical mechanism to decouple the cooling from the star formation history.
- Supernova feedback prevents that a large fraction of the gas turns into stars at early times, leaving galaxies with higher gas fractions later on, from where young stars form that feed the disc. Furthermore, if stars form later on they can conserve their initial angular momentum and survive in the disc up to the present time.

- Morphology is not a permanent feature of a galaxy: discs can be partially or fully destroyed during merger events, depending on the progenitor-satellite mass fraction and on the orbit of the collision. Moreover, gas accretion that is misaligned with the preexisting stellar disc can produce disc instabilities shrinking or fully detroying the stellar discs.
- Environment, at the scales of the Local Group, does not seem to have an important effect on properties such as galaxy morphology. However, there are indications that a richer environment might provide higher accretion rates compared to more isolated regions, enhancing the star formation rates.

Cosmological simulations keep being the most fundamental tool to study galaxy formation on a physical basis, and their constant updates, together with detailed observational data being gathered, will be of utmost importance to better understand the evolutionary paths of galaxies and their relation to the environment that they inhabit.

Acknowledgements: C.S. acknowledges support from the University of Buenos Aires (project UBACyT 20020170100129BA).

### References

- Aumer M., et al., 2013, MNRAS, 434, 3142
- Carlesi E., et al., 2016, MNRAS, 458, 900
- Creasey P., et al., 2015, ApJL, 800, L4
- Dressler A., 1980, ApJ, 236, 351
- Fall S.M., Efstathiou G., 1980, MNRAS, 193, 189
- Governato F., et al., 2007, MNRAS, 374, 1479
- Grand R.J.J., et al., 2017, MNRAS, 467, 179
- Haardt F., Madau P., 2012, ApJ, 746, 125
- Libeskind N.I., et al., 2010, MNRAS, 401, 1889 Naab T., Ostriker J.P., 2017, ARA&A, 55, 59
- Navarro J.F., Benz W., 1991, ApJ, 380, 320
- Nuza S.E., et al., 2014, MNRAS, 441, 2593
- Okamoto T., et al., 2005, MNRAS, 363, 1299
- Poulhazan P.A., Scannapieco C., Creasey P., 2018, MNRAS, 480. 4817
- Raiteri C.M., Villata M., Navarro J.F., 1996, A&A, 315, 105
- Scannapieco C., et al., 2005, MNRAS, 364, 552
- Scannapieco C., et al., 2006, MNRAS, 371, 1125
- Scannapieco C., et al., 2008, MNRAS, 389, 1137
- Scannapieco C., et al., 2009, MNRAS, 396, 696
- Scannapieco C., et al., 2010, MNRAS, 407, L41
- Scannapieco C., et al., 2011, MNRAS, 417, 154
- Scannapieco C., et al., 2012, MNRAS, 423, 1726
- Scannapieco C., et al., 2015, A&A, 577, A3
- Springel V., 2005, MNRAS, 364, 1105
- Springel V., Hernquist L., 2003, MNRAS, 339, 289
- Springel V., et al., 2008, MNRAS, 391, 1685
- Stinson G., et al., 2006, MNRAS, 373, 1074
- Sutherland R.S., Dopita M.A., 1993, ApJS, 88, 253
- Thielemann F.K., Nomoto K., Hashimoto M., 1993, N. Prantzos, E. Vangioni-Flam, M. Casse (Eds.), Origin and Evolution of the Elements, 297-309
- van den Bergh S., 1991, ApJ, 369, 1
- White S.D.M., Rees M.J., 1978, MNRAS, 183, 341
- Woosley S.E., Weaver T.A., 1995, ApJS, 101, 181

# **Cosmic voids as cosmological laboratories**

C.M.  $Correa^{1,2,3,4}$ 

<sup>1</sup> Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik, Alemania

<sup>2</sup> Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación, UNC, Argentina

<sup>3</sup> Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina

<sup>4</sup> Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

Contact / ccorrea@mpe.mpg.de

**Resumen** / Los relevamientos espectroscópicos modernos están cartografiando el Universo de una forma sin precedentes. En vista de ello, los vacíos cósmicos constituyen prometedores laboratorios cosmológicos. Existen dos estadísticas principales en los estudios de vacíos: (i) la función de tamaños, que cuantifica su abundancia, y (ii) la función de correlación cruzada vacío-galaxia, que caracteriza los campos de densidad y velocidad en sus alrededores. Sin embargo, para diseñar pruebas cosmológicas fiables basadas en estas estadísticas, es necesaria una descripción completa de los efectos de las distorsiones geométricas (efecto Alcock-Paczynski) y dinámicas (efecto Kaiser). Las mediciones observacionales muestran patrones anisótropos prominentes que conducen a ajustes cosmológicos sesgados si no se modelan adecuadamente. Presentaré un marco teórico para abordar esta problemática basado en un análisis cosmológica basada en dos proyecciones perpendiculares de la función de correlación, que no necesita suponer una cosmología fiduciaria, permite quebrar eficazmente degeneraciones en el espacio de parámetros del modelo y reducir significativamente el número de catálogos simulados necesarios para estimar covarianzas.

**Abstract** / Modern spectroscopic surveys are mapping the Universe in an unprecedented way. In view of this, cosmic voids constitute promising cosmological laboratories. There are two primary statistics in void studies: (i) the void size function, which quantifies their abundance, and (ii) the void-galaxy cross-correlation function, which characterises the density and velocity fields in their surroundings. Nevertheless, in order to design reliable cosmological tests based on these statistics, it is necessary a complete description of the effects of geometrical (Alcock-Paczynski effect) and dynamical (Kaiser effect) distortions. Observational measurements show prominent anisotropic patterns that lead to biased cosmological constraints if they are not properly modelled. I will present a theoretical framework to address this problematic based on a cosmological and dynamical analysis of the mapping of voids between real and redshift space. In addition, I will present a new fiducial-free cosmological test based on two perpendicular projections of the correlation function which allows us to effectively break degeneracies in the model parameter space and to significantly reduce the number of mock catalogues needed to estimate covariances.

Keywords / cosmological parameters — dark energy — distance scale — large-scale structure of universe

# 1. Introduction

In the last decades, we have entered a new era of highprecision cosmological measurements. Modern observations show that the Universe is not only expanding, it is also accelerating (Planck Collaboration et al., 2020). The standard model of Cosmology postulates a flat  $\Lambda$ -Cold Dark Matter (ACDM) Universe, in which this cosmic acceleration can be explained by the introduction of a new component known as dark energy, whose true nature we ignore. From a theoretical point of view, this component can be associated with the cosmological constant  $(\Lambda)$  in Einstein's field equations, also related with the vacuum energy. Alternatively, this could be a hint that we need to review our fundamental laws of gravity: General Relativity. Furthermore, dark energy is the current dominant component of the Universe: it contributes to almost 70% of the total energy budget. It is clear then that this dark-energy problem is one of the major challenges of modern Cosmology.

To date, there are three robust experiments that attest to the existence of a dark-energy component: (i) the Hubble diagram using distant supernovae Ia as standard candles (e.g. Suzuki et al., 2012), (ii) the study of the cosmic microwave background anisotropies (e.g. Planck Collaboration et al., 2020), and (iii) the Alcock-Paczynski tests using the baryon acoustic oscillations signal in the galaxy clustering as a standard ruler (e.g. Sánchez et al., 2013). In this sense, cosmic voids are alternative probes that can contribute to the study of dark energy from a different and independent point of view.

As matter clusters by the action of gravity, complementarily to this process, vast underdense regions are formed, the so-called cosmic voids. Roughly speaking, voids are regions with a density of 10 to 20% of the mean density of the Universe, and with sizes of tens of megaparsecs. However, the detailed statistical properties of the void population depend on two conditioning factors: (i) the type of matter tracers considered (e.g. galaxies in a spectroscopic survey, dark-matter particles in a simulation), and (ii) the method used to identify them from the spatial distribution of such tracers.

Why cosmic voids for Cosmology? In the first place, they are the largest observable structures. Therefore, they encode key information about the geometry and expansion history of the Universe. In this way, voids emerge as natural probes to test different dark-energy models. Secondly, their dynamics is less affected by non-linearities, allowing a simpler theoretical description. Furthermore, they constitute ideal environments for testing different modified gravity theories, mainly because of the unscreening mechanism that many of these models propose. Finally, the new generation of spectroscopic galaxy surveys, such as the Baryon Oscillation Spectroscopic Survey (Dawson et al., 2013, BOSS), Euclid (Laureijs et al., 2011), the Dark Energy Spectroscopic Instrument (Levi et al., 2019) or the Hobby-Eberly Telescope Dark Energy Experiment (Hill et al., 2008), are covering an unprecedented volume and redshift range. This will allow us to obtain rich samples of voids, and hence, to test the evolution history of the Universe with high precision.

In this article, I will summarise the main results of my PhD research about cosmic voids and their application as cosmological probes, already published in Correa et al. (2019, 2021, 2022) and Correa & Paz (2022). My PhD thesis is digitally available in Spanish at: https:// rdu.unc.edu.ar/handle/11086/21041, and in English at: https://doi.org/10.48550/arXiv.2210.17459.

#### 2. More about cosmic voids

#### 2.1. The spherical void finder

There are many void finders in the literature, and equivalently, void definitions, each based on some fundamental properties of voids (e.g. Padilla et al., 2005; Neyrinck, 2008; Paz et al., 2022). A pragmatic choice is to use the definition that allows us to extract the greatest meaning in a given research context.

For the results presented in this work, we used the so-called spherical void finder developed by Ruiz et al. (2015), based on the original version of Padilla et al. (2005). Its essence lies in defining voids by calculating the integrated density contrast  $\Delta(r)$  of underdense regions assuming spherical symmetry. The characteristics of this method make it ideal for the cosmological analyses that comprise this work.

Beyond the technicalities, the final output of the method is a catalogue of voids with the following characteristics: (i) each void object is an underdense spherical region, (ii) that do not overlap with other objects, (iii) with a well defined radius  $R_v$  and centre, (iv) from which an isotropic outflow of matter tracers is observed (in real space). Condition (iii) is satisfied by providing a threshold value  $\Delta_{id} = \Delta(R_v)$ , motivated by the evolution of density perturbations, which is redshift dependent. In order to visualise how the void finder works, Fig. 1 shows a slice of the Millennium XXL simulation (Angulo et al., 2012, MXXL), where the spatial distribution of its darkmatter haloes and voids can be appreciated.



Figure 1: Slice of the MXXL simulation showing the lineof-sight spatial distribution of its dark-matter haloes and voids. Real-space voids are represented in blue; redshiftspace voids, in red. The circles indicate the intersections of the spherical voids with the midplane of the slice. Figure credit: Correa et al. (2021).

#### 2.2. Void statistics

There are two primary statistics in void studies: (i) the void size function (VSF), and (ii) the void-galaxy crosscorrelation function (VGCF). The VSF (Sheth & van de Weygaert, 2004; Furlanetto & Piran, 2006; Jennings et al., 2013; Contarini et al., 2022; Paz et al., 2022), on the one hand, quantifies the comoving number density of voids as a function of their size. Hence, it characterises their abundance in the Universe. It is analogous to the mass function of dark-matter haloes. Therefore, it can be modelled in a similar fashion by means of the excursion set formalism combined with the spherical evolution of density perturbations. The VGCF (Paz et al., 2013; Cai et al., 2016; Hawken et al., 2020; Hamaus et al., 2020, 2022; Nadathur et al., 2020), on the other hand, quantifies the excess probability of finding void-galaxy pairs with respect to a homogeneous spatial distribution of such pairs. Hence, it characterises the density fluctuation field around voids. I will talk more about these statistics in the following sections.

The VSF and the VGCF are the cornerstones for the design of cosmological tests with cosmic voids. Essentially, the process consists on contrasting observational measurements of these statistics with physicallymotivated model predictions in order to extract information about the cosmological parameters involved.

#### 2.3. Spatial distortions

The measurement of the VSF and the VGCF basically depends on the spatial distribution of galaxies. However, this distribution is affected by the effect of spatial distortions, which translate into deviations and anisotropic patterns on the measurements. There are two main sources of spatial distortions. The first has a geometrical origin, and is related to the selection of a fiducial cosmology needed to establish a physical distance scale. This is a direct consequence of the Alcock & Paczynski (1979, AP) effect. The second has a dynamical origin, and is related to the peculiar velocity field of galaxies, which introduce an additional contribution to the measured redshifts, from which we infer distances. This is known as the redshift-space distortions effect (Kaiser, 1987, RSD).

Models for the VSF and the VGCF must take into account the distortion effects. The following expressions relate the true and apparent comoving separation vector between a void-galaxy pair,  $\mathbf{r} = (r_{\perp}, r_{\parallel})$  and  $\mathbf{s} = (s_{\perp}, s_{\parallel})$ , due to the RSD effect<sup>\*</sup>:

$$s_{\perp} = r_{\perp}, \qquad \qquad s_{\parallel} = r_{\parallel} + v_{\parallel} \frac{1+z}{H(z)}, \qquad (1)$$

where  $\mathbf{v} = (v_{\perp}, v_{\parallel})$  is their relative velocity. Here, H is the Hubble parameter, and z, the redshift of the galaxy. Moreover, the subindices  $\perp$  and  $\parallel$  indicate the directions perpendicular to and along the line of sight (LOS). The coordinate system spanned by  $\mathbf{r}$  is referred to as real space (*r*-space); the one spanned by  $\mathbf{s}$ , as redshift space (*z*-space).

Actually, the distance between a void-galaxy pair must be inferred from an angle  $\theta$  on the plane of the sky (POS), and a redshift separation  $\zeta = \Delta z$  along the LOS. This involves the following cosmological transformations:

$$s_{\perp} = D_{\rm M}(z)\theta, \qquad \qquad s_{\parallel} = \frac{c}{H(z)}\zeta, \qquad (2)$$

where c denotes the speed of light, and  $D_{\rm M}$ , the comoving angular diameter distance. Eq. (2) accounts for the AP effect. In a flat- $\Lambda$ CDM Universe, H and  $D_{\rm M}$  are related and depend on the so-called background cosmological parameters:  $H_0$  (Hubble constant),  $\Omega_m$  (today's matter fraction) and  $\Omega_{\Lambda}$  (today's dark-energy fraction). In turn,  $\Omega_{\Lambda} = 1 - \Omega_m$ .

### 3. A new fiducial-free cosmological test

According to the cosmological principle, the VGCF should be simply described by a 1D profile  $\xi(r)$ . However, in practice, this spherical symmetry breaks into a cylindrical symmetry along the LOS axis due to the presence of spatial distortions. Therefore, it is more convenient to represent the VGCF as a 2D contour map with axes along and perpendicular to the LOS. The presence of anisotropic patterns in these maps is a clear evidence of spatial distortions. Studying and quantifying them is then a valuable source of dynamical and cosmological information.

In Correa et al. (2019), we investigated the possibility of maximising the way in which we can extract information from the anisotropic patterns observed in the correlation maps. Thus, we developed the method of the projected correlation functions.

#### 3.1. The projected correlation functions

Our method offers three novel aspects with respect to traditional applications of the VGCF. In the first place, we propose a fiducial-free method, since correlations are directly measured in terms of the observable quantities  $\theta$  and  $\zeta$  without explicitly assuming a fiducial cosmology:  $\xi(\theta, \zeta)$ . In this way, the AP effect is taken into account naturally.

Our method consists of projecting  $\xi(\theta, \zeta)$  towards the  $\theta$ -axis in a given redshift separation range  $\text{PR}_{\zeta}$ , and towards the  $\zeta$ -axis in a given angular range  $\text{PR}_{\theta}$ . In the first case, we obtain the POS correlation function,  $\xi_{\text{pos}}(\theta)$ , a 1D profile that only depends on the angular coordinate  $\theta$ . In the second case, we obtain the LOS correlation function,  $\xi_{\text{los}}(\zeta)$ , a 1D profile that only depends on the redshift coordinate  $\zeta$ .

The second novel aspect is related to the fact of working on this observable space spanned by the coordinates  $(\theta, \zeta)$  and also considering two perpendicular projections of the VGCF. This allows us to effectively break any possible degeneracy in the parameter space defined by our model due to the presence of distortions.

Finally, the last aspect is related to the data covariance matrices associated with the method, which improve the Bayesian analysis to infer the model parameters. They have a notably reduced dimension compared to those obtained by considering the full correlation maps. Hence, their inversion is numerically more stable and the error propagation is substantially reduced. As a consequence, a much less number of mock catalogues is needed to estimate covariances.

By way of illustration, Fig. 2 shows the POS and LOS projections of the VGCF measured with data from the BOSS Data Release 12 (DR12) survey (points with error bars). We also show the results obtained with data from the simulated MultiDark Patchy mock surveys (Kitaura et al., 2016, curves). The consistency between both data sets is a promising result. The error bars were calculated from the covariance matrix obtained from these mocks. In both cases, we selected a void sample with sizes between  $30 \leq R_v/\text{Mpc} \leq 35$ . We took the following projection ranges:  $\text{PR}_{\theta} = 0.0232$  and  $\text{PR}_{\zeta} = 0.0131$ , chosen to be approximately equal to 30 Mpc in the fiducial cosmology of the mocks. This allows us to effectively capture the anisotropic patterns in both directions.

#### 3.2. Modeling the correlation function

The 2D correlation function can be modelled with the so-called Gaussian streaming model (Paz et al., 2013):

$$1 + \xi(s_{\perp}, s_{\parallel}) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1 + \xi(r)}{\sqrt{2\pi\sigma_{\nu}}} \exp\left[-\frac{(v_{\parallel} - v(r)\frac{r_{\parallel}}{r})^2}{2\sigma_{\nu}^2}\right] \mathrm{d}v_{\parallel}, (3)$$

where v(r) is a profile characterising the velocity field around voids, and  $\sigma_{\rm v}$ , the velocity dispersion, taken here as a free parameter. Recall that  $s_{\perp}$  and  $s_{\parallel}$  are related to  $\theta$  and  $\zeta$  by means of Eqs. (2).

The velocity profile can be analytically derived in the linear regime:

$$v(r) = -\frac{H(z)}{(1+z)}\beta(z)\frac{1}{r^2}\int_0^r \xi(r')r'^2 dr',$$
(4)

<sup>\*</sup>Eq. (1) is strictly valid in the absence of AP distortions.



Figure 2: POS and LOS projections of the void-galaxy crosscorrelation function measured with data from the BOSS DR12 survey (points with error bars) and the simulated MultiDark Patchy mocks (curves). Figure credit: Correa & Paz (2022).

where  $\beta(z) = f(z)/b$ , the RSD parameter, is defined as the ratio between the logarithmic growth rate of density perturbations, f(z), and the bias parameter relating the galaxy and matter density fields, b.

We provided an empirical fitting expression for the r-space correlation function suitable for voids above the shot-noise level:

$$\xi(r) = \begin{cases} Ar - 1 & \text{if } r < r_{\text{wall}} \\ -\xi_0 \left[ \left( \frac{r}{r_0} \right)^{-3} + \left( \frac{r}{r_0} \right)^{-\alpha} \right] & \text{if } r \ge r_{\text{wall}}, \end{cases}$$
(5)

where  $r_{\text{wall}}$  is a characteristic scale separating the void inner and outer parts. This model has three free parameters:  $\xi_0$ ,  $r_0$  and  $\alpha$  (the slope A can be derived from  $\Delta_{\text{id}}$ ; see Correa et al. 2019).

Finally, it is important to consider that correlations are measured via a binning scheme, where several scales are mixed. A generic bin is a cylindrical shell oriented along the LOS with the following dimensions:  $s_{\perp}^{\text{int}}$  (internal radius),  $s_{\perp}^{\text{ext}}$  (external radius),  $s_{\parallel}^{\text{low}}$  (lower height) and  $s_{\parallel}^{\text{up}}$  (upper height). Then, the correlation estimator for such a bin is given by:

$$\xi_{\rm bin} = 2 \frac{\int_{s_{\parallel}^{\rm low}}^{s_{\parallel}^{\rm up}} ds_{\parallel} \int_{s_{\perp}^{\rm int}}^{s_{\perp}^{\rm ext}} s_{\perp} [1 + \xi(s_{\perp}, s_{\parallel})] ds_{\perp}}{((s_{\perp}^{\rm ext})^2 - (s_{\perp}^{\rm int})^2)(s_{\parallel}^{\rm up} - s_{\parallel}^{\rm low})} - 1. \quad (6)$$

The projected correlations are special cases with the following limits:  $s_{\parallel}^{\text{low}} \rightarrow 0$  and  $s_{\parallel}^{\text{up}} \rightarrow \text{PR}_{\zeta}$  for the POS correlation, and  $s_{\perp}^{\text{int}} \rightarrow 0$  and  $s_{\perp}^{\text{ext}} \rightarrow \text{PR}_{\theta}$  for the LOS correlation.

#### 3.3. Testing the method

We tested the performance of our method on data from the MXXL simulation. We measured the POS and LOS correlation functions for a sample of voids with sizes between  $20 \leq R_v/h^{-1}$ Mpc  $\leq 25^{\star\star}$ . We analysed three MXXL snapshots: z = 0.51, 0.99 and 1.50, assumed to be the mean redshifts of void identification. This is important in view of the sampling range of modern surveys. For the implementation, we adopted a flat- $\Lambda$ CDM cosmology, fixing the value of  $H_0$ . Nevertheless, the method can be easily generalised to incorporate other models as well. The cosmological parameters of interest are  $\Omega_m$  and  $\beta$ . In order to constrain these parameters, we implemented a Bayesian analysis based on the Markov Chain Monte Carlo technique.

Fig.3 shows the main results of this analysis: the 2D likelihood marginalisations onto the  $\Omega_m - \beta$  plane for the case of a projection range of 40  $h^{-1}$ Mpc. From the inner to the outermost, the coloured contour levels enclose  $1\sigma$  (68.3%),  $2\sigma$  (95.5%) and  $3\sigma$  (99.7%) confidence regions. The dashed lines indicate the respective MXXL values, whereas the white crosses, the best fitted values. Note that the target values fall inside the confidence regions in all cases, the desired calibration.

# 4. Redshift-space effects in voids

Observational measurements of the VSF and the VGCF show prominent deviations and anisotropic patterns that cannot be described with the standard picture of spatial distortions around voids. Traditionally, attention was paid only to the spatial distribution of the surrounding galaxies, without taking into account the impact that distortions have on some intrinsic statistical properties of voids. This is a source of additional systematics that lead to biased cosmological constraints if they are not properly modelled.

In Correa et al. (2021), we addressed this problematic. Using our spherical void finder, we aimed to find a physical connection between the r-space and z-space void populations. Essentially, we aimed to understand how voids are transformed when they are mapped from r-space into z-space. It is worth mentioning that this is not the unique way to tackle this problematic; see for instance the reconstruction technique (Nadathur et al., 2019, 2020), which approximately recovers the r-space position of galaxies before applying the void finding step. However, this method loses valuable structural and dynamical information about voids, which can be otherwise exploited by the analysis that we propose.

The analysis of the z-space mapping of galaxies is straightforward, since they can be considered as particles that are totally conserved, only their position changes (Eq. 1). The case of voids, by the contrary, is more difficult, mainly because they are extensive regions. Therefore, it is possible that some voids are destroyed under this mapping, whereas other artificial ones are created. Nevertheless, an analysis of this type is still possible. For a detailed description, I invite the reader to check our paper. In this section, I will summarise the main results.

<sup>\*\*</sup>This analysis was performed with r-space voids and z-space tracers (see Correa et al. 2019 and Sec. 4 for a justification).





Figure 3: Calibration of our cosmological test on MXXL data for three redshifts: z = 0.51, 0.99 and 1.50, and for a projection range of 40  $h^{-1}$ Mpc. The 2D likelihood distributions onto the plane  $\Omega_m - \beta$  are shown. The coloured contour levels enclose 1, 2 and  $3\sigma$  confidence regions. The dashed lines indicate the respective MXXL target values, whereas the white crosses are the best fitted values. Figure credit: Correa et al. (2019).



Figure 4: Schematic illustration of the the redshift-space effects in voids explained in Section 4.1.

#### 4.1. Theoretical description

A visual impression of what happens under the z-space mapping of voids can be obtained by looking at Fig. 1. There, r-space voids are represented in blue and z-space voids in red. Fig. 4 illustrates this process schematically. We start by considering a generic spherical r-space void of radius  $R_{\rm v}^{\rm rs}$ , represented by the blue circle with some galaxies around. The LOS direction is assumed vertical.

- Void number conservation. Each *r*-space void identified above the shot-noise level has a unique zspace counterpart spanning the same region of space. This means that voids are conserved under the zspace mapping: each pair of voids represents the same physical entity. This also means that any difference in the statistical properties between both void populations can only be attributed to the AP and RSD effects acting under this mapping.
- Expansion effect. Voids appear elongated along the LOS in z-space. This is a consequence of the classic RSD induced by tracer dynamics at scales near the void radius. However, as our void finder

identifies spherical rather ellipsoidal regions, the net effect is an expanded sphere in z-space, as illustrated in the figure by the red circle. This expansion effect imprints a distortion pattern on observations that we denote as t-RSD.

- AP-volume effect. The volume of voids is also affected by the AP effect. However, unlike the previous effect, the net effect here can be an expansion or a contraction, it all depends on the selected fiducial cosmology. This is illustrated in the figure by the green and purple circles.
- Combined effects. We found a simple relation for void radii in z-space,  $R_v^{zs}$ , and r-space,  $R_v^{rs}$ , that take into account the combined t-RSD and AP-volume effects:

$$R_{\rm v}^{\rm zs} = q_{\rm AP} \ q_{\rm RSD} \ R_{\rm v}^{\rm rs}. \tag{7}$$

On the one hand,

$$q_{\rm RSD} = 1 - \frac{1}{6}\beta(z)\Delta_{\rm id},\tag{8}$$

a constant factor encoding the t-RSD effect derived from the basis of Eq. (4). Note that  $q_{\rm RSD} > 1$  always (since  $\Delta_{id} < 0$ ), in agreement with an expansion. Note also that it only depends on the cosmological parameter  $\beta$ . On the other hand,

$$q_{\rm AP} = \sqrt[3]{\left(\frac{D_{\rm M}^{\rm fid}(z)}{D_{\rm M}^{\rm rs}(z)}\right)^2 \frac{H^{\rm rs}(z)}{H^{\rm fid}(z)}},\tag{9}$$

a constant factor encoding the AP-volume effect derived from the basis of Eqs. (2). Here, the superscripts "rs" and "fid" refer to real and fiducial quantities, respectively. Note that it only depends on the background cosmological parameters.

Off-centring effect. Void centres are systematically shifted along the LOS in z-space, as also illustrated in the figure. This effect can be understood by considering that the whole void region coherently moves through space with a net velocity  $\mathbf{V}_{\mathbf{v}}$  (Lambas et al., 2016). This is a consequence of a new class of RSD induced by the global void dynamics, which can be quantified by the same RSD-shift expression of Eq. (1) but applied to the case of voids:

$$s_{v\perp} = r_{v\perp}, \qquad s_{v\parallel} = r_{v\parallel} + V_{v\parallel} \frac{1+z}{H(z)}.$$
 (10)

Here,  $\mathbf{r}_{v} = (r_{v\perp}, r_{v\parallel})$ ,  $\mathbf{s}_{v} = (s_{v\perp}, s_{v\parallel})$  and  $\mathbf{V}_{v} = (V_{v\perp}, V_{v\parallel})$  denote the *r*-space and *z*-space position vectors of the centre, and the void net velocity, respectively. This off-centring effect imprints a distortion pattern on observations that we denote as v-RSD.

- **Independence of the effects.** All the mentioned effects are independent from each other. This means that they can be modelled separately.
- Ellipticity effect. This is an additional effect that only manifests on measurements of the VGCF (not represented schematically in the figure). Voids are intrinsically ellipsoidal rather than spherical (in *r*space). This is a source of an additional anisotropic pattern, which we denote as e-RSD.

#### 4.2. Statistical analysis

We provided a thorough statistical analysis to demonstrate all the effects described here. The main results are shown in Fig. 5. The left-hand panel shows the VSF of the MXXL simulation for both spatial configurations: r-space in blue and z-space in red. The solid curves correspond to the full void sample. The dashed curves correspond to the subset of those voids that are conserved under the z-space mapping. The vertical line represents the median of the distribution, and is an indicator of the shot-noise level. Voids below this level are spurious and must not be taken into account. The fact that the solid and dashed curves tend to be the same above this level is an indicator that it is valid to assume void number conservation. The central panel shows the 2D distribution between  $R_{\rm v}^{\rm rs}$  and  $R_{\rm v}^{\rm zs}$  as a heat map. There is a linear trend well described by Eq. (7) (black solid line), a demonstration of the expansion effect described above (for this particular analysis  $q_{AP} = 1$ , since we worked on the true cosmological framework of the simulation). The right-hand panel shows the 2D distribution between  $V_{\rm vll}$ and  $d_{v\parallel}$ , i.e. the LOS components of the void net velocity and the displacement of the centres (normalised to the void radius). There is a linear trend well described by Eq. (10) (black dashed line), a demonstration of the off-centring effect described above.

Fig. 6 shows the impact of the z-space effects in voids on the VSF. The left-hand panel shows the void abundance of the MXXL in four different situations: in rspace (blue solid), z-space with the true MXXL cosmology (red solid), z-space with a fiducial cosmology chosen such that  $\Omega_m < \Omega_m^{\text{MXXL}}$  (green dot-dashed), and z-space with a fiducial parameter  $\Omega_m > \Omega_m^{\text{MXXL}}$  (purple dashed). Note that the first two are the same curves shown in Fig. 5, but in the range above the shot-noise level. The last two mimic two possible observational measurements. The goal is to correct these abundance curves in order to recover the true underlying one in rspace. This can be achieved by means of Eq. (7). As two factors are involved in this expression, the correction can be performed in two steps: first applying  $q_{\rm AP}$  for the AP-volume effect, and then  $q_{\rm RSD}$  for the expansion effect. This is shown in the central and right-hand panels, respectively. In the first step, the fiducial abundances are corrected and the red solid curve is recovered. In the

second step, the blue solid curve is recovered. The lower panels show the relative differences between the curves before and after each correction, respectively. This analysis reinforces the validity of the t-RSD and AP-volume effects, but also shows that they can be treated independently.

The ellipticity effect demands a detailed and long analysis to be explained. For this reason, I will not cover it in this article. I invite the reader to see Correa et al. (2022) for more details.

# 5. Conclusions

In this era of high-precision cosmological measurements, cosmic voids are promising cosmological probes for studying the dark-energy problem and alternative gravity theories. The VSF and the VGCF are two powerful void statistics for the design of cosmological tests. However, a complete description of the effects of spatial distortion around voids is necessary. The AP and RSD effects do not only affect the spatial distribution of the surrounding galaxies, they also affect intrinsic void properties, such as their size and spatial distribution. This is a source of additional systematics that lead to biased cosmological constraints if they are not properly modelled.

In this article, I presented a theoretical framework to address this problematic based on a cosmological and dynamical analysis of the mapping of voids between rspace and z-space. A central aspect is that voids identified above the shot-noise level are conserved. Based on this result, we found three effects that act on them altering their properties: (i) a systematic expansion due to tracer dynamics (t-RSD), (ii) a systematic off-centring due to void dynamics (v-RSD), and (iii) a volume change due to the AP effect. We also found a fourth source of anisotropic patterns on the VGCF, the ellipticity effect (e-RSD). It is essential that models for the VSF and the VGCF take all of them into account in order to obtain unbiased cosmological constraints. These effects are not only important for cosmological purposes, they can also shed light about important structural and dynamical properties of voids.

In addition, I presented a new cosmological test based on the VGCF, which offers three novel aspects: (i) it is based on two perpendicular projections of the correlation function, (ii) it is fiducial-cosmology free, which allows us to effectively break any possible degeneracy between the cosmological parameters, and (iii) it allows us to significantly reduce the number of mock catalogues needed to estimate covariances.

Acknowledgements: I would like to thank the Asociación Argentina de Astronomía and the Varsavsky family for honouring me with this prestigious award. My research was carried out at the Instituto de Astronomía Teórica y Experimental (Córdoba, Argentina), and was financially supported by CONICET. I would also like to thank my family for their unconditional support, and my collaborators, also coauthors of my papers: Ariel Sánchez, Nelson Padilla, Andrés Ruiz and Raúl Angulo. Finally, I thank Dante Paz for being an excellent supervisor, not only academically, but also as a person.
C.M. Correa



Figure 5: Left-hand panel: void abundance of the MXXL simulation measured in real (blue) and redshift (red) space. Conserved voids (dashed curves) tend to the full sample (solid curves) above the shot-noise level (vertical line), so both are indistinguishable. Central panel: 2D distribution between void radii in both spatial configurations. Right-hand panel: 2D distribution between the LOS void-net velocity and centre displacement. The linear trends are a statistical demonstration of the expansion and off-centring effects, respectively. Figure credit: Correa et al. (2021).



Figure 6: Impact of the z-space effects in voids on the VSF. Left-hand panel: void abundance of the MXXL in four different situations: r-space (blue solid), MXXL z-space (red solid), fiducial z-space with  $\Omega_m < \Omega_m^{\text{MXXL}}$  (green dot-dashed), and fiducial z-space with  $\Omega_m > \Omega_m^{\text{MXXL}}$  (purple dashed). Central and right-hand panels: VSF two-step correction for the volume effects. Lower panels: relative differences between the curves before and after each correction. Figure credit: Correa et al. (2021).

#### References

- Alcock C., Paczynski B., 1979, Nature, 281, 358
- Angulo R.E., et al., 2012, MNRAS, 426, 2046
- Cai Y.C., et al., 2016, MNRAS, 462, 2465
- Contarini S., et al., 2022, A&A, 667, A162
- Correa C.M., Paz D.J., 2022, BAAA, 63, 193
- Correa C.M., et al., 2019, MNRAS, 485, 5761
- Correa C.M., et al., 2021, MNRAS, 500, 911
- Correa C.M., et al., 2022, MNRAS, 509, 1871
- Dawson K.S., et al., 2013, AJ, 145, 10 Furlanetto S.R., Piran T., 2006, MNRAS, 366, 467
- Hamaus N., et al., 2020, JCAP, 2020, 023
- Hamaus N., et al., 2022, A&A, 658, A20
- Hawken A.J., et al., 2020, JCAP, 2020, 012
- Hill G.J., et al., 2008, T. Kodama, T. Yamada, K. Aoki (Eds.), Panoramic Views of Galaxy Formation and Evolution, Astronomical Society of the Pacific Conference Series, vol. 399, 115
- Jennings E., Li Y., Hu W., 2013, MNRAS, 434, 2167

Kaiser N., 1987, MNRAS, 227, 1

- Kitaura F.S., et al., 2016, MNRAS, 456, 4156
- Lambas D.G., et al., 2016, MNRAS, 455, L99
- Laureijs R., et al., 2011, arXiv e-prints, arXiv:1110.3193
- Levi M., et al., 2019, BAAS, vol. 51, 57
- Nadathur S., Carter P., Percival W.J., 2019, MNRAS, 482, 2459
- Nadathur S., et al., 2020, MNRAS, 499, 4140
- Neyrinck M.C., 2008, MNRAS, 386, 2101
- Padilla N.D., Ceccarelli L., Lambas D.G., 2005, MNRAS, 363, 977
- Paz D., et al., 2013, MNRAS, 436, 3480
- Paz D.J., et al., 2022, arXiv e-prints, arXiv:2212.06849
- Planck Collaboration, et al., 2020, A&A, 641, A6
- Ruiz A.N., et al., 2015, MNRAS, 448, 1471
- Sánchez A.G., et al., 2013, MNRAS, 433, 1202
- Sheth R.K., van de Weygaert R., 2004, MNRAS, 350, 517
- Suzuki N., et al., 2012, ApJ, 746, 85

BAAA, 64, 2023

# Diffuse radio emission from merger shocks in simulated galaxy clusters

S.E.  $Nuza^{1,2}$ 

<sup>1</sup> Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina

<sup>2</sup> Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

Contact / snuza@iafe.uba.ar

**Resumen** / Los cúmulos galácticos son las estructuras gravitacionalmente ligadas más grandes del Universo. Como tales, durante eventos de fusión cumular con sistemas análogos, liberan una cantidad enorme de energía que es disipada a través de la formación de ondas de choque y turbulencia en el medio intracúmulo (ICM), siendo este último el plasma caliente que permea su interior. Los choques suelen ser sitios ideales para la aceleración de electrones, los cuales, en presencia de campos magnéticos en el ICM, son capaces de generar las estructuras elongadas no térmicas típicamente observadas en la periferia de cúmulos galácticos dinámicamente perturbados que se conocen con el nombre de *radio relics*. En esta contribución analizamos una re-simulación hidrodinámica de cúmulos galácticos en colisión, extraída de un gran conjunto de simulaciones cosmológicas *zoom-in* pertenecientes al THREE HUNDRED PROJECT, con el fin de estudiar la evolución y diversidad de los choques de fusión y su emisión difusa en radio asociada dentro del marco del escenario de aceleración difusiva.

**Abstract** / Galaxy clusters are the largest gravitationally-bound structures in the Universe. As such, during merger events with similar systems, they release an enormous amount of energy that is dissipated through the formation of shock waves and turbulence in the intracluster medium (ICM), the hot ionised plasma permeating the cluster volume. These shock waves are believed to be ideal sites for electron acceleration that, in the presence of ubiquitous magnetic fields in the ICM, are capable of producing elongated non-thermal radio features typically observed in the outskirts of dynamically disturbed clusters, also known as *radio relics*. In this work, we analyse a hydrodynamical re-simulation of merging galaxy clusters, extracted from a large set of *zoom-in* cosmological simulations of THE THREE HUNDRED PROJECT, to study the evolution and diversity of merger shocks and their associated diffuse radio emission within the framework of the diffusive shock acceleration scenario.

Keywords / galaxies: clusters: intracluster medium — shock waves — radiation mechanisms: non-thermal

# 1. Introduction

Diffuse radio emission from galaxy clusters has been preferentially observed in systems undergoing strong dynamical disruptions (Cassano et al., 2010). The origin of such emission, not linked to any individual radio source, is believed to be the result of cosmic ray (CR) (re)acceleration within the intracluster medium (ICM). During cluster merger events, an enormous amount of energy is released to the surrounding medium that is later dissipated through the formation of shock waves and turbulence in the ICM. Of special interest is the formation of elongated non-thermal radio structures seen in the outskirts of colliding galaxy clusters known as *radio relics*.

Several mechanisms have been proposed to explain the spectral and morphological properties of radio relics. The currently accepted scenario favours a link between the *merger shocks* produced during galaxy cluster collisions and radio relics. Merger shocks are thought to be ideal sites for electron (re)acceleration, plausibly through diffusive shock acceleration (DSA) or a similar mechanism, being the specific details currently unknown (see e.g. Nuza et al., 2017, and references therein). According to this scenario, a population of aging CR electrons (CRe) are responsible for the observed nonthermal emission in the radio band which, in the presence of magnetic fields in the ICM, are able to produce synchrotron radiation.

Cosmological simulations have been used in the past to model the formation and diversity of radio relics. For instance, in Nuza et al. (2017), we used a state-of-the-art sample of re-simulated galaxy clusters, including radiative gas physics, star formation and feedback, to study the morphological properties of merger shocks and the origin of observed radio relic correlations.

In this work, we take advantage of a galaxy cluster simulation drawn from a novel set of re-simulated galaxy cluster regions extracted from the dark matter (DM) MultiDark cosmological simulation. These galaxy cluster re-simulations comprise the so-called THREE HUN-DRED PROJECT (Cui et al., 2018) and are stored with a larger temporal sampling than previous numerical efforts, allowing us to better follow shock evolution during cluster mergers.

This proceeding is organised as follows. In Sec. 2 we present the main characteristics of the galaxy cluster simulation used in this work. In Sec. 3 we briefly describe the main assumptions of our non-thermal radio emission model and the identification of structure



Figure 1: Left-hand panel: Mass of the most massive progenitor in the re-simulated galaxy cluster region vs. cosmic time. Right-hand panel: Radio power per unit frequency at 1.4 GHz across the entire lifespan of the cluster. Red arrows highlight radio luminosity peaks. In both panels, major mergers with  $\Delta M/M \ge 0.5$  are shown by the vertical red bands. The black arrow indicates the core-passage time of the last merger.

formation shocks. In Sec. 4 we discuss the mass assembly and radio emission lightcurve of the simulated cluster across cosmic time as well as some implications for shock evolution during cluster mergers. Finally, in Sec. 5 we summarise our main results.

#### 2. The simulated galaxy cluster

In this work, we use a simulated galaxy cluster region performed within the context of the THREE HUN-DRED PROJECT (Cui et al., 2018), a suite of 324 spherical zoom-in re-simulations of galaxy cluster regions of radius  $15 h^{-1}$  Mpc extracted from the  $1 h^{-3}$  Gpc<sup>3</sup> DM-only MDPL2 MultiDark simulation (Klypin et al., 2016). The cosmological model adopted is consistent with the Planck 2015 cosmology (Planck Collaboration et al., 2016). Galaxy cluster regions were resimulated with the GADGET-X code (e.g. Beck et al., 2016) including full hydrodynamics, metal-dependent gas cooling, an UV background radiation field, and other relevant sub-grid astrophysical processes such as star formation, feedback from supernovae/active galactic nuclei and black hole growth. Mass resolution at the beginning of each re-simulation is  $1.27 \times 10^9 h^{-1} M_{\odot}$  and  $2.36 \times 10^8 h^{-1} M_{\odot}$ , for DM and gas particles, respectively. At z = 0, our selected cluster region hosts a central cluster of mass  $5.83 \times 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$ .

#### 3. The non-thermal radio emission model

The amount of radio emission produced in structure formation shocks is estimated in the same way as Nuza et al. (2017). The main assumption of the model is that a fixed fraction of available electrons get accelerated at the shock fronts acquiring an energy distribution consistent with DSA to be later advected by the downstream plasma, where CRe suffer from radiative looses. In the presence of magnetic fields, CRe age, loosing energy via synchrotron emission. Additionally, inverse Compton (IC) collisions with cosmic microwave background (CMB) photons also play a role. The aged CRe energy spectrum at time t after injection is taken from Kardashev (1962)

$$N(\mathcal{E},t) = A \mathcal{E}^{-s} \left[ 1 - \left( \mathcal{E}_{\max}^{-1} + Bt \right) \mathcal{E} \right]^{s-2},$$

where A is a local normalization constant,  $\mathcal{E}$  is the electron energy normalized to its rest mass, s is the slope of the DSA injection spectrum,  $\mathcal{E}_{max}$  is the maximum normalized energy of accelerated electrons and B is a constant accounting for synchrotron and IC looses. By integrating the CRe energy spectrum across the shock front it is possible to compute the total non-thermal emission per unit frequency and shock area in the downstream region as a function of magnetic field and local gas properties. Magnetic fields are assumed to scale with local electron density (Dolag et al., 2001), producing simulated profiles consistent with observations of the Coma cluster (Bonafede et al., 2010).

Synthetic shock fronts are selected by searching for gas particles fulfilling a set of criteria such as convergent flows and entropy/density jumps. Finally, a conservative estimate for the Mach number is computed using the Rankine-Hugoniot conditions (Landau & Lifshitz, 1959). Further details concerning the radio emission model and shock identification in the simulations can be found in Nuza et al. (2012, 2017) and references therein.

#### 4. Results

#### 4.1. Mass assembly and radio lightcurve

The left-hand panel of Fig. 1 shows the cluster progenitor mass as a function of cosmic time. Clearly, there are four significant merger events (shown by the red-shaded areas) during the cluster formation history. In this region, all significant mergers happen relatively early



Figure 2: Snapshots of the last major binary merger in our re-simulated cluster region for the projected gas density (left column), Mach number (middle column) and radio power (right column) at cosmic times with respect to the corepassage (i.e.,  $t_{cp} = 0$ ) of (a) t = -633 Myr, (b) t = 212 Myr, (c) t = 439 Myr, (d) t = 670 Myr, (e) t = 904 Myr. To guide the eye, solid bars indicate a linear (comoving) scale of 2 Mpc. Simulated merger shock Mach numbers after corepassage are  $\mathcal{M} \sim 2-4$ . Radio luminosity magnitudes in the right column can be read directly from the right-hand panel of Fig. 1.

in the history of the universe, including the last massive merger, which comprises two sub-clusters of masses  $3.05 \times 10^{14} h^{-1} \,\mathrm{M_{\odot}}$  and  $1.26 \times 10^{14} h^{-1} \,\mathrm{M_{\odot}}$  mutually approaching in a fairly radial orbit.

The radio luminosity lightcurve at 1.4 GHz for all radiation within  $R_{200}$  of the progenitor is shown in the right-hand panel of Fig. 1. This figure clearly demonstrates that every merger event is followed by a peak in radio luminosity, as expected from the formation of merger shocks. The overall lightcurve is generally very noisy as smaller shocks appear and disappear within the cluster volume as a result of minor accreted substructures, typical of a cosmological environment. In-

terestingly, radio luminosity generally peaks after mergers with a time delay as high as  $\sim 1 \,\text{Gyr}$  (see below). In close to head-on collisions, this is owing to the time it takes for axially-propagating shocks to form, from launch time until they are fully illuminated by nonthermal radiation, and eventually fade away.

#### 4.2. Merger shocks in a cosmological environment

The evolution of cluster merger shocks within a realistic cosmological context can be seen more easily in Fig. 2. This figure shows different stages of the most massive binary merger starting at a cosmic time of around 7 Gyr in Fig.1. Firstly, while sub-clusters are approaching, the shock distribution is mainly the result of minor accreted substructures and gas towards the densest regions of the re-simulated volume. Before core-passage, less energetic shock waves are launched in various directions owing to perturbations in the ICM. These shocks, however, are usually subdominant and, therefore, underluminous in comparison with axial counterparts (i.e., in a direction roughly coincident with the merger axis). After corepassage the onset of axial shocks is clearly seen in the second and third rows with shock fronts expanding towards the outskirts of the merged galaxy cluster. As time elapses, the shocks peak in luminosity, and the diffuse emission eventually fades out with decreasing density, as shown by the right-hand panel of Fig. 1.

#### 5. Summary

In this work, we used a re-simulation of a galaxy cluster region from THE THREE HUNDRED PROJECT to model the formation of radio relics by following the evolution of shocks formed during galaxy cluster collisions. Typical simulated relic structures appear after core-passage peaking from several Myr up to  $\sim 1$  Gyr later. Merger shocks are preferentially formed along the merger axis where relics are usually more energetic. Our simulation shows that radio shocks resembling observations are a natural outcome of cluster mergers in a cosmological environment. However, a suite of simulated galaxy clusters is necessary to generate larger synthetic shock samples that can be compared with relic observations at different evolutionary stages.

Acknowledgements: The author acknowledges the support provided by UBACyT 20020170100129BA.

#### References

Beck A.M., et al., 2016, MNRAS, 455, 2110 Bonafede A., et al., 2010, A&A, 513, A30 Cassano R., et al., 2010, ApJL, 721, L82 Cui W., et al., 2018, MNRAS, 480, 2898 Dolag K., et al., 2001, A&A, 378, 777 Kardashev N.S., 1962, Soviet Ast., 6, 317 Klypin A., et al., 2016, MNRAS, 457, 4340 Landau L.D., Lifshitz E.M., 1959, *Fluid mechanics* Nuza S.E., et al., 2012, MNRAS, 420, 2006 Nuza S.E., et al., 2017, MNRAS, 470, 240 Planck Collaboration, et al., 2016, A&A, 594, A13

# Formación de barras en la simulación Illustris TNG50

P.D. López<sup>1</sup>, C. Scannapieco<sup>2</sup>, S.A. Cora<sup>1,3</sup> & I.D. Gargiulo<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

<sup>2</sup> Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina

<sup>3</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

Contacto / plopez@fcaglp.unlp.edu.ar

**Resumen** / Las barras son estructuras muy comunes de las galaxias y están presentes en una gran fracción de las galaxias de disco. Sin embargo, no está claro por qué ciertas galaxias terminan desarrollando una estructura de barra mientras que otras galaxias con masa y morfología similares no lo hacen. En este trabajo utilizamos la simulación cosmológica magnetohidrodinámica Illustris TNG50, con el fin de identificar los procesos físicos involucrados en la formación de barras. Nos focalizamos en galaxias dominadas por una componente disco, con masa estelar en el rango  $M_{\star} \geq 10^{10} M_{\odot}$  a z = 0, seleccionando un total de 8 galaxias, 4 de las cuales poseen barra. Para las galaxias barradas, calculamos la fuerza de la barra y su tiempo de formación – que varían entre ~ 6 y 10 Gyr – y evaluamos la capacidad de interacciones y fusiones con galaxias cercanas de inducir la formación de las barras. Encontramos que las fusiones no pueden explicar la formación de las barras en los 4 casos analizados, sugiriendo que su formación fue secular. El análisis de una muestra mayor de galaxias permitirá estimar la fracción relativa de barras formada a partir de procesos internos y externos.

**Abstract** / Bars are very common structures of galaxies and are present in a large fraction of disc galaxies. However, it remains unclear why certain galaxies end up developing a bar structure whereas other galaxies with similar mass and morphology do not. In this work we use the cosmological, magnetohydrodynamical simulation Illustris TNG50, in order to identify the physical processes involved in the formation of bars. We focus on disc-dominated galaxies of stellar mass  $M_{\star} \geq 10^{10} M_{\odot}$  at z = 0, and select a total of 8 galaxies, 4 of which have bars. For the barred galaxies, we calculate the bar strength and formation time – which varies between ~ 4 and 10 Gyr – and assess the ability of interactions and fusions with nearby galaxies to induce the formation of bars. We find that mergers can not explain the formation of the bars of our barred galaxies, suggesting that their formation was secular. The analysis of a larger sample of galaxies will allow to estimate the relative fractions of bars formed via external and internal processes.

Keywords / galaxies: formation — galaxies: evolution — methods: numerical

#### 1. Introducción

Aproximadamente dos tercios de las galaxias espirales en el Universo local poseen barras estelares (Grosboel et al. 2004; Barazza et al. 2008), son estructuras elongadas y simétricas contenidas en discos estelares bien formados. Se sabe que las barras juegan un rol fundamental en la evolución secular de las galaxias que las contienen, principalmente redistribuyendo el momento angular de la componente bariónica y de materia oscura. A su vez, interactúan dinámicamente con otras componentes como el disco, el bulbo, si es que poseen, y el halo de materia oscura (Debattista & Sellwood, 2000).

Si bien en la literatura existen trabajos que analizan los parámetros que caracterizan a las barras y cómo estas influyen en la evolución de las galaxias (Algorry et al., 2017), poco se entiende sobre los procesos físicos involucrados en su formación. Las barras se pueden crear debido a inestabilidades en el disco estelar que pueden ser producidas por procesos internos propios de las galaxias (Zana et al., 2017), o por procesos externos como los que se producen a través de interacciones con otras galaxias como fusiones o *flybys* (Lang et al., 2014) o por transformaciones dentro de cúmulos de galaxias (Lokas et al., 2016).

Varios trabajos han analizado estas estructuras mediante el uso de simulaciones de galaxias aisladas (Athanassoula, 2003) y, más recientemente, utilizando simulaciones en un contexto cosmológico (Scannapieco & Athanassoula, 2012). En este trabajo utilizamos la simulación magnetohidrodinámica TNG50 (Nelson et al. 2019; Pillepich et al. 2019) del proyecto IllustrisTNG (Pillepich et al., 2017) con el objetivo de analizar en mayor detalle la formación de barras en el contexto del modelo cosmológico estándar (ΛCDM).

A continuación, la Sección 2 describe la simulación y los métodos utilizados para nuestro análisis; la Sección 3 discute los resultados obtenidos; y en la Sección 4 se presentan las conclusiones.

## 2. Simulación y análisis

La simulación TNG50 provee una buena combinación de volumen y resolución permitiendo estudios de la estructura galáctica e involucrando gran cantidad de galaxias. TNG50 fue corrida con AREPO (Springel, 2010), un código cosmológico magnetohidrodinámico que sigue la evolución no colisional de las componentes oscura y estelar en conjunto con la evolución magnetohidro-



Figura 1: Proyección en el plano del disco xy (face-on) de la densidad de masa estelar para la galaxia barrada B<sub>1</sub> (panel izquierdo) y sin barra NB<sub>1</sub> (panel derecho), a z=0.

dinámica del gas. El modelo de formación de galaxias incluye enfriamiento radiativo, formación estelar, campos magnéticos, retroalimentación química y energética por supernovas y acreción sobre agujeros negros. TNG50 simula un volumen de 51.7 Mpc comóviles de lado, y posee 100 salidas entre corrimientos al rojo (*redshifts*) z = 20.05 y z = 0.

Se seleccionaron galaxias en un rango de masas viriales de  $3-9\times 10^{11} M_{\odot}$  a z = 0, y con estructura discoidal. Para esto último, se calculó el cociente entre la masa del disco estelar y la masa estelar total (D/T) a partir de la distribución del parámetro  $\epsilon = j_{z,i}/j_{\rm circ}$ , donde  $j_{z,i}$  y  $j_{\rm circ}$  denotan el momento angular de cada partícula estelar en el eje  $\hat{z}$  y el momento angular correspondiente para una órbita circular, respectivamente. Este parámetro permite una identificación de partículas estelares compatibles con una rotación ordenada en una estructura de tipo discoidal (Scannapieco et al., 2009). En este trabajo consideramos como galaxias de disco aquellas con  $D/T \gtrsim 0.5$ . En particular, las galaxias seleccionadas poseen valores para el D/T en el rango ~ 0.5 – 0.66.

La identificación de la barra se realizó a través del desarrollo de Fourier de la densidad de masa estelar proyectada en el plano del disco (xy):

$$\Sigma(R,\theta) = a_0(R) + \sum_m [a_m(R)\cos(m\theta) + b_m(R)\sin(m\theta)], \quad (1)$$

siendo  $\theta$  el ángulo azimutal y R el radio proyectado. Cada término de la expansión está dado por:

$$a_m(R) = \sum_i m_i \cos(m\theta_i), m \ge 0,$$
  

$$b_m(R) = \sum_i m_i \sin(m\theta_i), m > 0,$$
(2)

donde  $m_i$  es la masa de cada partícula estelar y m indica los distintos modos de la expansión de Fourier. Para realizar la descomposición se tomaron anillos de ancho 0.1 ckpc, desde el centro galáctico hasta un radio de 7 ckpc<sup>\*</sup>. La amplitud de los modos de Fourier está definida como  $I_m = \sqrt{a_m^2 + b_m^2}$ . De esta forma, se estimó la fuerza de la barra a partir del cociente  $A_2 \equiv I_2/I_0$ , siendo  $I_0 = a_0$ . El máximo del perfil radial de  $A_2$ ,  $A_{2,max}$ ,



Figura 2: Perfil radial del parámetro  $A_2$  de las galaxias con barra y sin barra, a z = 0. La línea a rayas horizontal gris corresponde al valor límite de  $A_2$ , 0.2, por encima del cual se considera la presencia de una barra.

permite identificar galaxias con barra – si  $A_{2,\text{max}} > 0.2$ – y sin barra – en caso contrario<sup>\*\*</sup>. En este trabajo analizamos 4 galaxias con barras a z = 0, denominadas B<sub>1</sub>, B<sub>2</sub>, B<sub>3</sub> y B<sub>4</sub>, y 4 galaxias sin barra, a las que llamamos NB<sub>1</sub>, NB<sub>2</sub>, NB<sub>3</sub> y NB<sub>4</sub>.

A modo de ejemplo, la Fig. 1 muestra la proyección face-on de la densidad estelar de masa a z = 0 para las galaxias B<sub>1</sub> (panel izquierdo) y NB<sub>1</sub> (panel derecho). En el caso de B<sub>1</sub>, se puede apreciar claramente la componente de barra en la zona central. En la Fig. 2 se muestra el perfil radial del parámetro  $A_2$  para las 8 galaxias simuladas, a z = 0, donde se dinstinguen claramente las galaxias barradas de las galaxias sin barra.

#### 3. Resultados

#### 3.1. Tiempos de formación las barras

Con el fin de evaluar los procesos físicos que dieron lugar a la presencia de la barra es necesario conocer su tiempo de formación. Para ello, se calculó la evolución temporal del valor máximo del parámetro  $A_2$ , y se definió como tiempo de formación de la barra aquel en el cual el valor de  $A_{2,\text{max}}$  supera el valor límite de 0.2 por primera vez, verificando que  $A_{2,\text{max}}$  posea un crecimiento sostenido para tiempos posteriores. La Fig. 3 muestra la evolución temporal de  $A_{2,\text{max}}$  para las cuatro galaxias con barra; así como los tiempos de formación,  $t_{\text{bar}}$  (indicados con las rayas verticales). Esta figura muestra que las barras poseen variedad en su crecimiento a lo largo del tiempo, así como en su tiempo de formación característico, el cual se encuentra en el rango 3.7 - 10.6 Gyr.

<sup>&</sup>lt;sup>\*</sup>Debido a que las galaxias analizadas poseen masas similares, se espera que las barras, si existen, estén contenidas en este radio.

<sup>\*\*</sup>La presencia de las barras también fue confirmada analizando la fase  $\phi_b = \arctan(b_2/a_2)$ , la cual se mantiene constante dentro del radio de la barra.



Figura 3: Evolución temporal del valor máximo del parámetro  $A_2$  para las galaxias con barra. La línea a rayas horizontal gris indica el valor límite considerado para establecer la presencia de una barra (0.2). Las líneas a rayas verticales indican los tiempos de formación de la barra de cada una de las galaxias, luego del cual  $A_{2,max}$  crece sostenidamente.

#### Fusiones de satélites y su efecto

Una vez identificados los momentos de formación de las barras, se analizaron las fusiones sufridas por cada una de las galaxias con galaxias satélites, buscando posibles correlaciones con la formación de las barras. Para ello, centramos nuestro análisis en las fusiones ocurridas en los tiempos anteriores a  $t_{\rm bar}$ , y seleccionamos aquellas donde la masa total de las galaxias satélites representan al menos un 2% de la masa de la galaxia barrada central.

La Fig. 4 muestra la distancia al centro galáctico de cada uno de los satélites de estas características, en función del tiempo; no se incluyó B<sub>2</sub> ya que no posee fusiones acordes a los criterios descriptos. La curva negra marca la evolución del radio virial de la galaxia barrada, y la línea vertical indica el tiempo de formación de la barra. Se encontró que la masa de los satélites fusionados representan como máximo un 6% de la masa de las correspondientes galaxias centrales, y ocurrieron hace más de ~ 1.4 Gyr previos a  $t_{\rm bar}$ . Esto parece indicar que las fusiones sufridas por las galaxias analizadas no fueron relevantes en la formación de sus barras.

# 4. Conclusiones

En este trabajo utilizamos la simulación cosmológica TNG50 con el fin de estudiar los procesos de formación de barras galácticas. Se seleccionó una muestra de 8 galaxias de disco, 4 de las cuales poseen barras a z = 0. Para las galaxias barradas, se calcularon sus tiempos de formación y fuerza a lo largo del tiempo, evaluando la influencia de fusiones como disparadores de la formación de barras. Se encontró una gran variedad en el tiempo de formación de las barras,  $t_{\text{bar}}$ , en el rango ~ 4 – 10 Gyr. El estudio de las fusiones sufridas por las galaxias mostró que las galaxias barradas sólo experimentaron fusiones menores anteriores a  $t_{\text{bar}}$ , y finali-



Figura 4: Evolución temporal de la distancia de distintas galaxias satélites respecto al centro galáctico de las galaxias barradas. Cada curva indica la evolución de un satélite, y finaliza en el momento de la fusión; la curva negra indica el  $R_{\rm vir}$  en función del tiempo.

zaron al menos ~ 1.4 Gyr antes de la formación de las barras. Esto sugiere que, en nuestra muestra, las barras se formaron secularmente. Como continuación de este trabajo se extenderá el análisis a una muestra mayor de galaxias, con el fin de determinar la fracción relativa de barras formadas a través de procesos internos y externos.

Agradecimientos: Este trabajo ha sido realizado con financiamiento de CONICET (PIP-2876), Agencia Nacional de Promoción de la Investigación, el Desarrollo Tecnológico y la Innovación (Agencia I+D+i, PICT-2018-3743), y Universidad Nacional de La Plata (G11-150), Argentina.

#### Referencias

- Algorry D.G., et al., 2017, MNRAS, 469, 1054
- Athanassoula E., 2003, MNRAS, 341, 1179
- Barazza F.D., Jogee S., Marinova I., 2008, ApJ, 675, 1194
- Debattista V.P., Sellwood J.A., 2000, ApJ, 543, 704
- Grosboel P., Patsis P., Pompei E., 2004, VizieR Online Data
- Catalog Lang M., Holley-Bockelmann K., Sinha M., 2014, ApJL, 790,
- Lang M., Holley-Bockelmann K., Sinna M., 2014, ApJL, 790, L33
- Nelson D., et al., 2019, MNRAS, 490, 3234
- Pillepich A., et al., 2017, MNRAS, 473, 4077
- Pillepich A., et al., 2019, MNRAS, 490, 3196
- Scannapieco C., Athanassoula E., 2012, MNRAS, 425, L10
- Scannapieco C., et al., 2009, MNRAS, 396, 696
- Springel V., 2010, MNRAS, 401, 791
- Zana T., et al., 2017, MNRAS, 473, 2608
- Lokas E.L., et al., 2016, ApJ, 826, 227

# Preliminary results of a search for radio halos in starburst galaxies

C.A. Galante<sup>1,2</sup>, J. Saponara<sup>2</sup>, G.E. Romero<sup>1,2</sup> & P. Benaglia<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>2</sup> Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET-CICPBA-UNLP, Argentina

Contact / camigalante04@gmail.com

**Resumen** / Las galaxias starburst atraviesan intensos episodios de formación estelar. En estas galaxias, el gas es eyectado al medio circundante en forma de vientos potentes producidos por el efecto combinado de numerosas explosiones de supernova. Cuando estos vientos interactúan con el medio intergaláctico pueden producir ondas de choque fuertes que son capaces de acelerar rayos cósmicos. La radiación de estos rayos cósmicos es producida por mecanismo sincrotrón y puede ser detectada en radio cuando las galaxias son vistas "edge-on" (es decir, cuando la inclinación de la normal a su plano orbital es ~ 90° con respecto a la visual). En este trabajo estudiamos una sub-muestra de galaxias edge-on del MeerKAT 1.28 GHz Atlas of Southern Sources in the IRAS Revised Bright Galaxy Sample. Para realizar un análisis de las galaxias individuales que nos permita encontrar emisión en radio por fuera del disco galáctico atribuible a la presencia del viento, se desarrolló y testeó un software que detallamos en este trabajo. Presentamos aquí los resultados obtenidos mediante este software para un sub-grupo de galaxias que han sido estudiadas en el pasado utilizando observaciones con baja resolución, comparando ambos casos.

**Abstract** / Starburst galaxies undergo intense episodes of star formation. In these galaxies, gas is ejected into the surroundings in the form of strong winds, produced by the combined effect of numerous supernova explosions. When these winds interact with the intergalactic medium, they give rise to strong shocks that are capable of accelerating cosmic rays. The radiation from these rays in radio wavelengths is generated by synchrotron mechanism and can be detected when the galaxies are seen "edge-on" (i.e., its inclination is ~ 90° with the line of sight). In this work, we investigate a sub-sample of edge-on galaxies in the MeerKAT 1.28 GHz Atlas of Southern Sources in the IRAS Revised Bright Galaxy Sample. To carry out an analysis of individual galaxies that allows us to find radio emission outside the galactic disk attributable to the presence of the wind, a software was developed and tested, which we detail in this work. We present here the results obtained using this software for a sub-group of galaxies that have been studied in the past using low-resolution observations, and we compare both results.

Keywords / galaxies: halos — galaxies: starburst — radio continuum: galaxies

# 1. Introduction

The extraplanar emission of starburst galaxies is produced by a strong wind powered by the intense star formation in the galactic disk. Cosmic rays accelerated in the wind or escaping from the galactic plane are responsible for non-thermal radio emission, which is produced by the synchrotron mechanism. Pioneering observations of edge-on galaxies (Hummel & van der Hulst, 1989; Hummel et al., 1991) clearly show that the radio continuum emission can extend far from the plane of the galaxy, up to distances of many kpc. The resulting "radio halo" is a tracer of the presence of the galactic wind well into the extragalactic space. In this work, we develop tools to detect and characterize radio halos in a sample of galaxies using a set of recent observations made with the MeerKAT<sup>\*</sup> interferometer.

# 2. The sample

The IRAS Revised Bright Galaxy Sample (RBGS, Sanders et al., 2003) contains 629 galaxies observed by

IRAS with flux densities S > 5.24 Jy at  $\lambda = 60 \ \mu m$ and galactic latitudes  $b > 5^{\circ}$ . The MeerKAT 1.28 GHz Atlas of Southern Sources in the IRAS RBGS (Condon et al., 2021) contains I-Stokes images of 298 RBGS southern galaxies with 7.5'' angular resolution and rmsof 20  $\mu$ Jy beam<sup>-1</sup>. From this Atlas, we selected galaxies with inclinations  $i > 80^{\circ}$ . We identified them using INCLINET<sup>\*\*</sup>, an online application for determining the inclinations of spiral galaxies from their optical images, which provides a reliable estimate of this parameter (Kourkchi et al., 2020). To ensure that the galaxies are resolved, we selected those whose angular sizes on the MeerKAT radio images are greater than 5 times the angular resolution in the direction perpendicular to the disk of the galaxy, calculated from the  $3\sigma$ -contour. Applying these two selection criteria, we obtained a sample of 35 galaxies with distances between 3 and 53 Mpc.

## 3. Methodology

We prepared the MeerKAT images for analysis. We calculated an estimate of the rms by averaging all the

<sup>\*</sup>https://www.sarao.ac.za/science/meerkat/

<sup>\*\*</sup>https://edd.ifa.hawaii.edu/inclinet/



Figure 1: Halo FWHM obtained by our software for artificial galaxies built with different inclinations and halo FWHM, all with exponential-decaying disks (see text for details).

pixels whose intensity values were below three times the mean value of 20  $\mu$ Jy beam<sup>-1</sup> given by Condon et al. (2021), and defined the galaxy emission as the one above three times this quantity. We removed near non-related sources that may interfere with our analysis, and the central compact core in those galaxies where this latter emission is more than 25% of the total emission of the galaxy, using the NOD3 package (Müller et al., 2017).

The analysis was carried out by means of z-profiles, with z the direction normal to the galaxy plane. These profiles were obtained by averaging strips perpendicular to the galactic disk. The width of each profile is given by the effect of the beam of the telescope, the inclination of the galaxy, the intrinsic height of the galactic plane, and the possible presence of a radio halo. To model all these components, we first assumed that the galactic plane is an infinitesimally thin disk. When it is inclined and projected onto the sky, its profile along the z-direction can be described either by a Gaussian  $(\omega_g(z) = \omega_0 \exp(-z^2/z_0^2))$  or an exponential function  $(\omega_e(z) = \omega_0 \exp(-z/z_0))$ , where  $z_0$  is the scale height, which is independent of the sensitivity of the image. To model the effect introduced by the telescope resolution, each of these functions were convolved with a Gaussianshaped beam. When one single function is not enough to fit the z-profile, a second exponential component was added to model the emission from the halo.

In order to verify that the method returns reliable results on the scale heights, we ran our software on a set of images of artificial galaxies with inclinations between 80 and 90 degrees with a two degrees step, which is the usual uncertainty for this parameter. These galaxies were computationally built pixel by pixel, as a twodimensional array with 400 pixels per side. The intensity decay in the radial direction is described by an exponential function. Each of these values describes the maximum of a function -Gaussian or exponential- that

Table 1: Properties and results of the selected galaxies.

| Name         | D     | i  | $\langle z_{\rm h} \rangle_{\rm D}$ | $\langle z_{\rm h} \rangle_{\rm G}$ |
|--------------|-------|----|-------------------------------------|-------------------------------------|
|              | (mpc) | () | ( )                                 | ( )                                 |
| NGC 1406     | 19    | 85 | 23                                  | 11.51                               |
| NGC 1421     | 21.2  | 82 | 0                                   | 12.51                               |
| $NGC \ 3175$ | 13.5  | 81 | 10.2                                | 0                                   |
| NGC 3717     | 21.4  | 85 | 0                                   | 0                                   |
| NGC 5073     | 37.1  | 88 | 0                                   | 0                                   |
| NGC 7090     | 7.7   | 88 | 31.2                                | 19.3                                |

describes the decay in z-direction. To create galaxies with halos, we added a second exponential component, with FWHM (Full Width at Half Maximum) between 5'' and 20''. Finally, we added Gaussian noise to the image. In this way, we obtained a set of 60 images with similar characteristics to the science images. In Fig. 1, each plot shows the fitted halo FWHM obtained with our software for artificial galaxies of different inclinations, all built with exponential disks and the same halo FWHM. In each plot, we show the results obtained fitting a Gaussian or an exponential disk. As can be seen, even when fitting Gaussian disks when the galaxies were built with exponential disks, the results are similar. This means that for a real galaxy, where we do not know a priori which is the real disk profile, we will never obtain a radio halo larger than its actual size.

#### 4. First results

From our initial sample, we started analyzing a sub-set of galaxies that were studied before by Dahlem et al. (2001), hereafter DAL01. In their work, these authors analyzed 1.425 GHz Very Large Array (VLA) observations with 45'' resolution and an *rms* of  $\approx 90$  Jy beam<sup>-</sup> using a method similar to the one we approached in our work to obtain the halo scale heights. In Table 1 we present the galaxies, their distance D, their inclinations i, the halo scale heights obtained by DAL01 from VLA observations  $\langle z_h \rangle_D$ , and our results from the MeerKAT data  $\langle z_h \rangle_G$ . We could detect the presence of a radio halo for three of the six galaxies: NGC 1406, NGC 1421, and NGC 7090. We removed the central source according to the criteria defined in Sect. 3. Next, we highlight some aspects of the results that we obtained for each galaxy and compare them with the ones obtained by DAL01.

NGC 1406: both in DAL01 and this work, the z-profile could not be fitted with a single-component model, which indicates the presence of a radio halo. Although we obtained a smaller scale height, we arrived at the same relation between the scale height of the halo at both sides of the galactic plane,  $z_{h,left}/z_{h,right}$ . In DAL01, the authors mention that for this galaxy, observations with higher resolution are required to confirm the presence of the halo. In our work, using observations with a resolution six times higher, we confirm their preliminary result.

NGC 1421: in DAL01 the profile could be fitted by a single-component model. However, in our analysis, using observations with a higher angular resolution, we found that it was necessary to add a second component to the fit. Evidence of a radio halo has already been detected for this galaxy in the past by Irwin et al. (1999); so we reinforce this result.

NGC 3175: for this galaxy, DAL01 found not very extended and low intensity deviations from a singlecomponent function, but they mention that better resolution is required to confirm the presence of a halo. They perform the analysis, however, without removing the nuclear source –which according to the values obtained by Condon et al. (2021), contributes more than 25% to the integrated flux density- which can lead to interpreting the emission from the central source as the one from the disk, and a second component, corresponding to the disk, could mimic a radio halo. After removing it, we performed our analysis and found that the profile can be fitted with a single-component model, with no evidence of a radio halo. This difference can also be because the observations used by DAL01 had a poor angular resolution, so they may have included the emission of a near source as part of the galaxy. In fact, in the MeerKAT image of the galaxy, shown in Fig. 2, several particularly aligned blobs of emission are seen to the southeast of the galaxy. These features could be either part of the galaxy or non-related sources. In our analysis, we excluded this emission.

NGC 3717: our analysis of this galaxy agrees with the results found by DAL01, finding a single-component. These authors mention that the scale height found for the disk is unusually large compared to other galaxies, something that could indicate that indeed there is a halo but it cannot be separated from the disk emission. The MeerKAT image shows, however, that the emission of this galaxy follows the optical disk and is dominated by the nuclear source.

NGC 5073: it is the most distant galaxy studied by DAL01, who mention that the profile is almost non-resolved in z-direction. We found that a singlecomponent fits the profile, with no evidence of a radio halo. From the MeerKAT image, it can be seen that the emission of this galaxy is resolved, following the optical disk, and it is dominated by the nuclear source.

NGC 7090: this galaxy shows asymmetric and prominent emission beyond the galactic disk. Both DAL01 and us agree about that a second component is necessary to describe its profile, and the presence of a radio halo is evident as can be seen in the z-profile shown in Fig. 3. As well as for NGC 1406, we found smaller scale heights for both sides of the radio halo, but the ratio  $z_{\rm h,left}/z_{\rm h,right}$  was the same as the one found by these authors.

#### 5. Conclusions and future work

We have selected and studied a sample of starburst galaxies observed by the MeerKAT radio interferometer, searching for the presence of extraplanar radio emission. To achieve our goal, we developed and tested a software that is capable of detecting the presence of this emission. We started analyzing a small sample of galaxies that were studied in the past with lower resolution observations. We found similar results to the previous



Figure 2: Radio continuum map overlaid on a DSS optical image of NGC 3175. Contours are at 3 (3 $\sigma$ ), 6, 12, 24, 48, and 96  $\times$  20  $\mu$ Jy beam<sup>-1</sup>.



Figure 3: z-profile for NGC 7090. The fitted disk is shown in dashed line, while the halo component corresponds to the dotted line. The total model is plotted in bold line.

study for NGC 1406, NGC 3717, and NGC 7090. For NGC 3175 we could not detect the halo component that was previously claimed by DAL01. Our result, however, is stronger because of the better sensitivity and resolution of our data. For NGC 1421, finally, we detected the extraplanar emission that was missed in the low resolution images.

The next step in our research project is to complete the analysis of the remaining galaxies in our sample and perform statistical studies to search for possible correlations of the extraplanar emission with other properties of the galaxies.

#### References

Condon J.J., et al., 2021, ApJS, 257, 35 Dahlem M., et al., 2001, A&A, 374, 42 Hummel E., Beck R., Dahlem M., 1991, A&A, 248, 23 Hummel E., van der Hulst J.M., 1989, A&AS, 81, 51 Irwin J.A., English J., Sorathia B., 1999, AJ, 117, 2102 Kourkchi E., et al., 2020, ApJ, 902, 145 Müller P., et al., 2017, A&A, 606, A41 Sanders D.B., et al., 2003, AJ, 126, 1607

# **Magnetic Fields in Cosmic Voids**

A.M. Rodríguez-Medrano<sup>1</sup>, F.A. Stasyszyn<sup>1,2</sup>, D.J. Paz<sup>1,2</sup> & V. Springel<sup>3</sup>

Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina

<sup>2</sup> Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

<sup>3</sup> Max-Planck-Institut für Astrophysik, Alemania

Contacto / arodriguez@unc.edu.ar

**Resumen** / Los campos magnéticos constituyen una de las componentes más ocultas del universo. Estos son observados tanto como parte del medio intergaláctico hasta en escalas de cúmulos de galaxias, sin embargo su origen y evolución no está claro. En este trabajo utilizamos las simulaciones IllustrisTNG para investigar los efectos de estos campos magnéticos en los vacíos cósmicos, las regiones más subdensas del universo. Encontramos que, bajo la hipótesis de un campo magnético primordial, los vacíos conservan propiedades primordiales de los campos. Por otro lado, galaxias en sus interiores conservan campos magnéticos más tenues que galaxias en entornos más densos.

**Abstract** / Magnetic fields are one of most concealed components of the universe. They are observed as part of the intergalactic medium and on galaxy cluster scales, however their origin and evolution is unclear. In this work we use the IllustrisTNG simulations to investigate the effects of magnetic fields in cosmic voids, the least dense regions of the universe. We find that, under the hypothesis of a uniform primordial magnetic field, the voids still reflect the primordial properties of the fields. On the other hand, the galaxies in their interior acquire weaker magnetic fields than galaxies in denser environments.

Keywords / large-scale structure of universe — galaxies: magnetic fields — methods: numerical

#### 1. Introduction

In recent years, it has become possible to detect magnetic fields with various techniques and at different scales in the universe (Vallee, 1998; Carilli & Taylor, 2002; Beck & Wielebinski, 2013). However, the origin of these fields is a source of constant debate. Under the hypothesis of a cosmological origin of the magnetic fields, the latest generation of cosmological simulations has introduced a weak primordial magnetic field in the initial conditions and showed that the non-linear processes that occur during the evolution of structures are responsible for amplifying the magnetic field up to the currently observed values (Marinacci et al., 2015, 2018).

If the primordial origin of the fields is true, regions of low matter density are natural candidates to harbour some primordial remnants of these fields. This is because, in low-density environments, the field would not have been amplified or modified by halo collapse and astrophysical processes, but would rather for the most part evolve adiabatically (Marinacci et al., 2015). In this work, we study the magnetic fields in cosmic voids, the most underdense regions of the universe, in order to constrain the imprints of the primordial magnetic field in these environments and in the galaxies within these regions.

## 2. Methods

In this work we analyse the TNG100 simulation of the IllustrisTNG project (Nelson et al., 2019, 2018; Marinacci et al., 2018; Naiman et al., 2018; Pillepich et al.,

Presentación oral

2018; Springel et al., 2018). This simulation follows a volume ~ 110 Mpc on a side and simulates both 1820<sup>3</sup> dark matter particles and gas, thus achieving a mass resolution of  $M_{\rm DM} \sim 7 \times 10^6 M_{\odot}$  and  $M_{\rm gas} \sim 1 \times 10^6 M_{\odot}$  for dark matter and gas, respectively. The simulation is magneto-hydrodynamic and includes state of the art subgrid models of galaxy formation physics. In particular, magnetic fields evolve from a primordial seed strength of  $10^{-14}$  (comoving) Gauss placed uniformly in the z-direction in the initial condition at reshift z = 127. This implementation of a homogeneous field does not have a solid physical motivation, but it guarantees the necessary condition of having an initial B-field free of divergences. Details about this implementation can be found in Marinacci et al. (2015, 2018).

Regarding the voids, they were identified using the Popcorn code (Paz et al., 2022) that use the void definition due by Padilla et al. (2005). In this way, voids are defined as spheres in the galaxy distribution with an integrated density contrast ( $\Delta$ ) below a certain limit (see the referenced articles for more details). We identified voids for the sample of subhaloes with masses  $M > 10^{10} M_{\odot}$  (the halos and subhalos were identified with SUBFIND Springel et al., 2001). The catalogue consists of spherical voids of radii ~  $r_{\rm void} > 3$  Mpc identified with an integrated density contrast  $\Delta < -0.9$ .

## 3. Results

The implementation of the magnetic field in the initial conditions as a field aligned with an axis imprints di-



Figura 1: The figure shows in the *upper panel* the  $B_i^2$  value as a function of the distance to the void center, where *i* is the *x*, *y* or *z* component of the magnetic field vector. With red, blue and green colours we show the median value of the *x*, *y* and *z* components, respectively. In the *bottom panel*, the figure shows the median  $B_i^2 / \langle B^2 \rangle$  value as a function of the distance to the void center. The shaded areas indicate 25 and 75 percentiles. The black dotted line shows the 0.33 value.

rectional biases when one looks at it in regions of lowdensity (Marinacci et al., 2015). Naturally, voids are ideal regions to test for this bias. For this purpose we calculate the magnetic field profile in each direction (x, y, z). To calculate the profile, we compute the net field in each direction (i.e.  $B_x, B_y, B_z$ ) in shells of gas cells centred around the middle of the void. In each shell, we compute the average value  $B_i^2$  of each Cartesian component.

In Fig. 1 we show in the upper panel the  $\langle B^2 \rangle$  profile for voids (continuous black line) and for each component  $B_x$  (dot-dashed-blue),  $B_y$  (dashed-red), and  $B_z$  (dottedgreen). Each profile was calculated considering the median value of all profiles. As it can see in the figure, the inner regions of voids (for distances  $d < r_{\text{void}}$ ) have a deficit of magnetic field relative to the outside void regions. In the inner regions of the voids, the total value of the magnetic field is similar to the magnetic field in the z direction. At a distance close to the void radius  $r_{\text{void}}$ , the dominance of this component disappears.

This can be seen most clearly in the bottom panel of the figure. In this panel we divide each component of the magnetic field by the total field. Towards values of  $\sim d < 0.8$ , the figure indicates differences in the median of the magnetic field values, resulting in an alignment of the magnetic field in the z-direction (the primordial direction). Towards values beyond this limit, the alignment is not perceptible and all values converge to 0.33, indicating that the direction is random.

Within the halos, the magnetic fields are amplified by several orders of magnitude by non-linear processes and dynamo effects, and the primordial direction of the initial conditions is lost (Marinacci et al., 2015). However, it is interesting to consider if there is any dependence of the magnitude of the magnetic field on the environment in which the galaxies reside. For the galaxies identified in the simulation we have two measurements of the magnetic field, the  $B_{\text{disk}}$  and  $B_{\text{halo}}$  values. Each is defined as the volume-weighted value of |B| for the gas cell in the halo ( $B_{\text{halo}}$ ) and within twice the radius of the stellar half mass radius ( $B_{\text{disk}}$ ). Thus, the first represents the field associated with the halo and the second that associated with the galaxy.

In Fig. 2 we show the median  $B_{\rm disk}$  and  $B_{\rm halo}$  values as a function of the stellar mass of the galaxy  $(M_{\star})$ (left and right panels, respectively). The blue line shows the behaviour of galaxies within the voids (at a distance  $d < r_{\text{void}}$ ), and the complete sample of galaxies is shown in black. When  $B_{disk}$  is analysed, it is evident that the greater the mass of the galaxy, the greater the magnetic field. However, there are no differences between galaxies inside or outside the voids. In the case of  $B_{\text{halo}}$ , we generally find smaller values than for  $B_{disk}$ , which is easily understood because the highest values of the magnetic field are expected in the centre of the halos, where the density is highest. By comparing the value of  $B_{\text{halo}}$  as a function of the mass of the halos for halos in voids and in the general sample, we find that those in voids have a lower magnetic field value. Although the corresponding differences are small, they can be seen across the entire range of masses that we analysed.

# 4. Conclusions

In this brief article, we have studied voids as potential regions to harbor imprints of the primordial initial conditions of the magnetic fields in the universe. Through the profiles of the magnetic field in cosmic voids, we observe how in their internal regions the field maintains its original seed direction (as imposed in the initial conditions). Although this direction is artificial due to the seed model of the magnetic field, the fact that it has only evolved by cosmic expansion suggests that if fields are detected there, they could still hold information and reflect properties about the primordial seed field.

On the other hand, we find that, at a given stellar mass, galaxies that inhabit voids have a lower magnetic field strength compared to galaxies in large-scale denser environments. These differences are only appreciable when the magnetic field of the entire halo is considered. When the fields of the inner regions of the halo are considered (where the galaxies are located), the differences are lost. This indicates that the non-linear processes and dynamos that are efficient in amplifying magnetic fields during galaxy formation also erase environmental differences in magnetic field signatures.

Agradecimientos: This project has received financial support from the European Union's Horizon 2020 Research and Innovation programme under the Marie Sklodowska-Curie grant agreement number 734374 - project acronym: LACEGAL.

#### Rodríguez-Medrano et al.



Figura 2: In the *left panel* we show the  $\log_{10}(B_{\text{disk}})$  as a function of the stellar mass, and in the *right panel* the  $\log_{10}(B_{\text{halo}})$ also as a function of the stellar mass. With blue colours we show the median value for galaxies within voids, and with black for the full sample of galaxies. The shaded areas indicate 25 and 75 percentiles.

#### Referencias

- Beck R., Wielebinski R., 2013, T.D. Oswalt, G. Gilmore (Eds.), Planets, Stars and Stellar Systems. Volume 5: Galactic Structure and Stellar Populations, vol. 5, 641
- Carilli C.L., Taylor G.B., 2002, ARA&A, 40, 319
- Marinacci F., et al., 2015, MNRAS, 453, 3999
- Marinacci F., et al., 2018, MNRAS, 480, 5113 Naiman J.P., et al., 2018, MNRAS, 477, 1206
- Nelson D., et al., 2018, MNRAS, 475, 624

Nelson D., et al., 2019, Comput. Astrophys. Cosmol, 6, 2 Padilla N.D., Ceccarelli L., Lambas D.G., 2005, MNRAS, 363, 977

Paz D.J., et al., 2022, arXiv e-prints, arXiv:2212.06849 Pillepich A., et al., 2018, MNRAS, 475, 648 Springel V., et al., 2001, MNRAS, 328, 726 Springel V., et al., 2018, MNRAS, 475, 676 Vallee J.P., 1998, FCPh, 19, 319

# **Evolution of dark matter haloes in CIELO simulations**

P. Cataldi<sup>1</sup>, S.E. Pedrosa<sup>1</sup>, P.B. Tissera<sup>2,3</sup>, M.C. Artale<sup>4,5,6</sup>, L. Bignone<sup>1</sup>, N.D. Padilla<sup>7</sup> & R. Dominguez-Tenreiro<sup>8</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina

<sup>2</sup> Instituto de Astrofísica, Pontificia Universidad Católica de Chile, Chile

<sup>3</sup> Centro de Astro-Ingeniería, Pontificia Universidad Católica de Chile, Chile

<sup>4</sup> Physics and Astronomy Department Galileo Galilei, University of Padova, Italy

<sup>5</sup> INFN - Padova, Italy

<sup>6</sup> Department of Physics and Astronomy, Purdue University, EE.UU.

<sup>7</sup> Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, UNC-CONICET, Córdoba, Argentina

<sup>8</sup> Departamento de Física Teórica, Universidad Autónoma de Madrid, España

<sup>9</sup> Centro de Investigación Avanzada en Física Fundamental, Universidad Autónoma de Madrid, España

Contact / pcataldi@iafe.uba.ar

**Resumen** / Este artículo analiza la evolución de las propiedades de los halos de materia oscura (MO) a través del tiempo. Para este estudio usamos una submuestra de halos tipo 'Vía Láctea' pertenecientes al Proyecto CIELO (ChemodynamIcal propertiEs of gaLaxies and the cOsmic web). Este projecto, que consiste en simulaciones del tipo zoom-ins, apunta a estudiar la formación de galaxias en distintos entornos. Analizamos la estructura de los halos de MO en las zonas internas y externas. En particular, estudiamos el efecto sobre las formas y el proceso de ensamblaje.

**Abstract** / This article analyze the dark matter (dm) halo evolution through time. For this study we use a Milky Way like haloes subsample from CIELO (ChemodynamIcal propertiEs of gaLaxies and the cOsmic web) project. This project aims at studying the formation of galaxies in different environments using zoom-ins simulations. We analyse the relation of the properties of the dm haloes in the inner and outer regions. In particular, we inspect the effects on the halo shapes and the assembly process.

Keywords / galaxies: evolution — galaxies: kinematics and dynamics — dark matter

## 1. Introduction

In our current understanding of the cosmological model  $\Lambda$ -CDM, dark matter (dm) and dark energy are the main ingredients that drive the formation and evolution of the cosmic structures. In particular, dm haloes grow hierarchically, from the accretion of lower mass haloes (e.g. Ghigna et al., 1998; Springel et al., 2008). The theoretical predictions for their structures, have been studied extensively using cosmological simulations.

N-body simulations have shown that haloes present triaxial shapes while being more prolate in the inner regions (e.g. Frenk et al., 1988; Jing & Suto, 2002; Allgood, 2005; Stadel et al., 2009). Cosmological hydrodynamical simulations have proven to be of great help to investigate the effects of baryons on different properties of the dm haloes (e.g. Tissera & Dominguez-Tenreiro, 1998; Kazantzidis et al., 2004; Zavala et al., 2016; Zhu et al., 2017; Chua et al., 2019; Cataldi et al., 2020).

The observational determination of the shapes of dm haloes is a challenging task. In the case of the Milky Way (MW), the shape constraints often rely on the kinematics of stars, which include the proper motions of hypervelocity stars (Gnedin et al., 2005) and the dynamics of stellar streams (Koposov et al., 2010). This studies show a nearly spherical halo (Ibata et al., 2001; Law et al., 2005, 2009; Law & Majewski, 2010), in agreement with numerical studies (e.g. Chua et al., 2019; Cataldi et al., 2020).

Here we use CIELO haloes to deepen previous studies (Cataldi et al., 2020; Cataldi et al., 2022) on halo shapes including now the temporal evolution of the analysed properties.

## 2. CIELO simulation

The Chemo-dynamIcal propertiEs of gaLaxies and the cOsmic web (CIELO) is a project aimed to study the formation of galaxies in different environment. Rodríguez et al. (2022). Simulations are performed at two resolution levels, using dm particles with masses,  $m_{dm} = 1.36 \times 10^5 M_{\odot} h^{-1}$  for L12 level and  $m_{dm} = 1.28 \times 10^6 M_{\odot} h^{-1}$  for L11 level. A version of GADGET-3 based on GADGET-2 (Springel & Hernquist, 2003; Springel, 2005) was used in order to run the CIELO simulation. CIELO also includes a multiphase model for the gas component metal-dependant cooling, star formation and energy feedback Type II and Type Ia Supernovae (SNII and SNIa , respectively), as described in Scannapieco et al. (2005) and Scannapieco et al. (2006).

The MW like haloes were taken from a dark matter only run of a cosmological periodic box of side length  $L = 100 Mpch^{-1} \Omega_0 = 0.317, \Omega_{\Lambda} = 0.6825, \Omega_B = 0.049,$ 

**Table 1.** An overview of the main characteristics of the analyzed haloes in CIELO simulations at z = 0. In each row we show: the halo id, the total virial mass ( $M_{200}^{tot}$ ), the total stellar and dm virial mass, ( $M_{200}^{star}$ ,  $M_{200}^{dm}$ ) and the virial radius ( $r_{200}$ ). In bold, the halo with a recent merger.



**Figure 1.** The virial radius  $r_{200}$  evolution (*left panel*) and the mass accretion history of dark matter (MAH, *right panel*) of the haloes vs redshift z in CIELO and TNG50 haloes. In dashed lines, the same relation within  $r < 20\%r_{200}$ . Black horizontal line in MAH panels is used as reference to estimate the formation time of the haloes, as the redshift at which the mass of the halo reach half of their mass ( $t_{50}$ ) at z = 0.

h = 0.6711.

A first set of 40 MW-like haloes were selected from which six of them were resimulated with a dm particle resolution of  $1.2 \times 10^6 M_{\odot} h^{-1}$ . Table 1 summarizes the dark matter halo properties of the selected sample. Baryons were added with an initial mass of  $10^{5.3} M_{\odot} h^{-1}$ . Among them we select for this study two Local Group (LG1 and LG2) analogues. In particular, LG1 was previously used by Rodríguez et al. (2022) to study the evolution of infalling disc satellites and by Tapia et al. (2022) to analyse the metallicity gradients of the central galaxies.

# 3. Results

In Fig. 1 we show the grow history through the evolution of the virial radius  $r_{200}$  (*left panel*) and the mass accretion history (MAH, *right panel*), for redshift in the range of 0 < z < 4. Inspecting the evolution of  $r_{200}$ , we observe two different regimes. First a slow increase of  $r_{200}$  in time, up to z = 2 and then, an acceleration of the increase in halo size indicating the turnaround, (e.g. Lagos et al., 2017; Zavala et al., 2016). The halo size increases over time (0 < z < 2) with a nearly con-



Figure 2. We show the *s* parameter for the CIELO haloes, versus  $r/r_{200}$ , colored by the redshift between 0 < z < 8. We also show the median values for four subsample in redshift bins. Purple lines for 0 < z < 0.5, blue for 0.5 < z < 1.0, green 1.0 < z < 2.0 and yellow lines 2.0 < z < 8.0. In all cases for our selected haloes, the *s* parameter increase for inner radii and for lower redshifts.

stant velocity. Major merger events (like id halo h4469), produce a visibly change in slope at recent times.

In the *right panel* of Fig. 1, the full lines show the accretion of dm in the virial radius, and the dashed ones, inside the  $20\%r_{200}$ . We also show with the black horizontal line the estimated time when the halo reach half of their mass  $(t_{50})$  at z = 0. The effects of merger (see h4469) are shown as a sudden peak in the curve of MAH, product of a abruptly gain or loss in mass.

The perturbations in the MAH curve, product of a merger event, con also be spotted at  $20\%r_{200}$  (dashed lines in Fig. 1) but with smoother changes with respect to the outer regions of the haloes.

There is a general trend, of haloes to increase their mass within time, with haloes with minor merger reaching sooner their  $t_{50}$  with respect to the haloes with more major mergers events (h4469).

In order to dig into the evolution of halo shape, we estimate the morphology of the selected haloes. We measures the shapes using the semi-axes of the triaxial ellipsoids, a > b > c, where a, b and c are the major, intermediate and minor axis respectively of the *shape tensor* S<sub>ij</sub> (e.g. Bailin & Steinmetz, 2005; Zemp et al., 2011). An iterative method is used, starting with particles selected in a spherical shell (i.e. q = s = 1 Dubinski & Carlberg, 1991; Curir et al., 1993).

To obtain  $q \equiv b/a$  and  $s \equiv c/a$ , we diagonalized the reduce inertia tensor to compute the eingervectors and eigenvalues, as described in Tissera & Dominguez-Tenreiro (1998). Traditionally the s shape parameter has been used as a measure of halo sphericity (e.g. Allgood, 2005; Vera-Ciro et al., 2014; Chua et al., 2019).

In Fig. 2, we show that for more recent redshifts, the haloes became more spherical, as expected. At ear-



**Figure 3.** The inner halo axial ratios measured at  $20\%r_{200}$  colored for different redshifts, for the CIELO haloes. In the upper right corner, when  $b/a \sim 1.0$  and  $c/b \sim 1.0$ , the haloes are more spherical. We observe more spherical haloes for the four haloes at more recent redshift. The overall evolution across the shape parameter space, was for haloes evolution from triaxial to spherical configuration. The effects of recent merger events can be observed in h4469 at z = 0, with a backward tendency of sphericalization.

lier times shapes were more triaxial. The s parameter evolves in time increasing across all radii, with haloes more relaxed and more round. Additionally, it can be seen through redshift, the tendency to more spherical shape in central radii while more triaxial in outer regions of the halo for our halo sample, in agreement with previous works (Allgood, 2005; Chua et al., 2019; Cataldi et al., 2020).

The path to sphericalization of haloes can be seen in Fig. 3 where we show the axial ratios b/a vs c/b within 20%r<sub>200</sub> for dm particles. The morphology of dm haloes, although with dispersion, present a trend to be more spherical at more recent times. Interestingly, recent merger event in h4469 halo at  $z \sim 0.5$  can be spot in this parameter space with a sudden shift in recent times (blue dots) to more prolate shapes.

## 4. Conclusions

We analyse the DM haloes shape in connection with their assembly evolution using a sub-sample of four MW-like haloes from the CIELO zoom-in simulation. Our main findings can be summarized as follow:

The concentration of the halo density profiles increases for lower redshifts and for more massive haloes. This increment in concentration, a product of the baryonic condensation in the inner regions and the relaxation of haloes, diminish with merger events. The MAH also show the effects of mergers: haloes with major merger in recent times, reach the  $t_{50}$  afterward.

We find that at more recent times, haloes become less elliptical. Also, haloes evolves to more spherical shapes in the inner regions. Mergers events across filamentary structures in the cosmic web produce lessspherical morphologies, perturbing the general trend towards spherical relaxed haloes.

As the next step, we are currently studying the relation of the halo morphology with their cosmic web environment, as well as, the dependence with the infalling material modes and directions.

Acknowledgements: PBT acknowledges partial support from Fondecyt Regular 1200703 and CONICYT project Basal AFB-170002(Chile). This project has received funding from the European Union's Horizon 2020 Research and Innovation Programme under the Marie Skłodowska-Curie grant agreement No 734374 and the GALNET Network (ANID, Chile). Also this project was supported through PIP CONICET 11220170100638CO; SP acknowledges partial support by MICIIN/FEDER (Spain) PGC2018-094975-C21 and AYA2015-63810-P grant.

#### References

- Allgood B.A., 2005, Shapes and orientations of dark matter halos, Ph.D. thesis, University of California, nta Cruz, California, USA
- Bailin J., Steinmetz M., 2005, ApJ, 627, 647
- Cataldi P., et al., 2020, MNRAS, 501, 5679
- Cataldi P., et al., 2022, MNRAS, 515, 5358
- Chua K.T.E., et al., 2019, MNRAS, 484, 476
- Curir A., Diaferio A., de Felice F., 1993, ApJ, 413, 70
- Dubinski J., Carlberg R.G., 1991, ApJ, 378, 496
- Frenk C.S., et al., 1988, ApJ, 327, 507
- Ghigna S., et al., 1998, MNRAS, 300, 146
- Gnedin O.Y., et al., 2005, ApJ, 634, 344
- Ibata R., et al., 2001, ApJ, 551, 294
- Jing Y.P., Suto Y., 2002, ApJ, 574, 538
- Kazantzidis S., et al., 2004, ApJ, 608, 663
- Koposov S.E., Rix H.W., Hogg D.W., 2010, ApJ, 712, 260
- Lagos C.d.P., et al., 2017, MNRAS, 464, 3850
- Law D.R., Johnston K.V., Majewski S.R., 2005, ApJ, 619, 807
- Law D.R., Majewski S.R., 2010, ApJ, 714, 229
- Law D.R., Majewski S.R., Johnston K.V., 2009, ApJL, 703, L67
- Rodríguez S., et al., 2022, MNRAS, 514, 6157
- Scannapieco C., et al., 2005, MNRAS, 364, 552
- Scannapieco C., et al., 2006, MNRAS, 371, 1125
- Springel V., 2005, MNRAS, 364, 1105
- Springel V., Hernquist L., 2003, MNRAS, 339, 289
- Springel V., et al., 2008, MNRAS, 391, 1685
- Stadel J., et al., 2009, MNRAS, 398, L21
- Tapia B., et al., 2022, BAAA, 63, 256
- Tissera P.B., Dominguez-Tenreiro R., 1998, MNRAS, 297, 177
- Vera-Ciro C.A., et al., 2014, MNRAS, 439, 2863
- Zavala J., et al., 2016, MNRAS, 460, 4466
- Zemp M., et al., 2011, ApJS, 197, 30
- Zhu Q., et al., 2017, MNRAS, 466, 3876

# Análisis de la orientación de los halos de materia oscura en la red cósmica

L.A. Pereyra<sup>1</sup>, M.A. Sgró<sup>1,2</sup> & M.E. Merchán<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina

<sup>2</sup> Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

Contacto / luis.pereyra@unc.edu.ar

**Resumen** / En este trabajo, estudiamos el alineamiento entre la forma de los halos de materia oscura y su filamento más cercano. Para ello, empleamos una simulación cosmológica y la función de correlación anisotrópica, la cual es una herramienta estadística robusta. Esta permite estimar las funciones de correlación paralela y perpendicular a una dada dirección de interés. Observamos el conocido comportamiento de que halos de mayor masa muestran una señal de anisotropía mayor, y que dicha señal aumenta cuando aumenta la masa de los halos. Analizando la dependencia de dicha señal con la densidad por unidad de longitud de los filamentos, encontramos que los halos que habitan filamentos presentan una señal de anisotropía menor que la obtenida para la muestra TOTAL de halos, siendo más pequeña para halos habitando filamentos más densos.

**Abstract** / In this work, we study the alignment between the shape of dark matter halos and their nearest filament. For this purpose, we use a cosmological simulation and the anisotropic correlation function, which is a robust statistical tool. It allows us to estimate the correlation functions parallel and perpendicular to a given direction of interest. We observed the well-known behavior that higher-mass halos show a higher anisotropy signal and that this signal increases as the mass of the halos increases. Analyzing the dependence of this signal on the density per unit length of the filaments, we find that the halos inhabiting filaments show a lower anisotropy signal than that obtained for the TOTAL sample of halos, being smaller for halos inhabiting denser filaments.

Keywords / large-scale structure of universe — methods: numerical — methods: statistical

# 1. Introducción

La distribución de materia en gran escala del Universo, revela un complejo patrón anisotrópico de estructuras, compuesto por nodos (*halos*), filamentos, paredes y vacíos (*voids*) (Bond et al., 1996). Durante su evolución, el material bariónico es atraído hacia los centros de los halos de materia oscura, donde se enfría y colapsa formando estrellas y galaxias (White & Rees, 1978).

En este escenario, la forma de los halos es de particular interés. En general, se encuentra que los halos tienen formas preferentemente proladas, siendo esta mayor a medida que aumenta la masa del halo (Jing & Suto, 2002). Esta dependencia es esperada en el paradigma de formación jerárquico según el cual, la formación de estas estructuras se produce por la acreción difusa de materia y la fusión de halos pequeños, siendo los objetos más masivos formados en tiempos más recientes. Por otra parte, el ambiente en el cual se desarrollan los halos tiene fuerte influencia en el proceso de acreción. El campo de velocidad inducido por los pozos de potencial hace que el material contenido en los filamentos fluya hacia los nodos, definiendo así direcciones de acreción preferenciales (Paz et al., 2011; Pereyra et al., 2020). En consecuencia, el semi-eje mayor del tensor de forma de los halos de materia oscura estaría preferentemente alineado con la dirección del filamento más cercano (e.g. Aragon-Calvo & Yang, 2014; Ganeshaiah Veena et al., 2018) y las estructuras circundantes (e.g. Libeskind et al., 2013).

En el presente trabajo estudiamos la alineación de los halos de materia oscura discriminados según el ambiente en el cual se hallan, en particular distinguiendo si se encuentran o no dentro de un filamento cosmológico. Para ello empleamos la función de correlación anisotrópica, la cual resulta conveniente ya que se puede estimar sin restricciones en las características del entorno.

# 2. Datos

Para el presente trabajo utilizamos una simulación numérica de N-cuerpos solo de materia oscura, la cual consiste en una caja cosmológica de 400  $h^{-1}$ Mpc de lado con 1600<sup>3</sup> partículas. La misma fue realizada empleando el código GADGET-2 (Springel, 2005) adoptando parámetros cosmológicos compatibles con Planck Collaboration et al. (2018) ( $\Omega_m = 0.27, \ \Omega_{\Lambda} = 0.73, \ h = 0.68 \ y \ \sigma_8 = 0.811$ ). Con estos parámetros la masa por partícula resultante es de  $1.18 \times 10^9 \ h^{-1}$ M $_{\odot}$ .

Los halos de materia oscura fueron individualizados utilizando el algoritmo estándar *Friends-of-Friends* con una longitud de percolación equivalente a 0.17 veces la distancia media entre partículas. Solo consideramos halos con masas mayores a  $M_{min} = 1.0 \times 10^{11} h^{-1} M_{\odot}$  correspondiendo a  $\approx 85$  partículas.

Los filamentos fueron identificados con el algoritmo descripto en Pereyra et al. (2020), basando en un *Minimal Spanning Tree* construido sobre los halos de materia



Figura 1: Paneles superiores: FCAs en la dirección paralela  $\xi_{\parallel}$  (línea de trazos) y perpendicular  $\xi_{\perp}$  (línea sólida) al semi-eje mayor. En líneas de puntos se muestra la función de correlación isotrópica  $\xi_{iso}$ . las lineas verticales negras indican el radio virial medio de cada muestra. Los diferentes colores corresponden a la muestra TOTAL de halos (azul), halos asociadas la muestra S1 (naranja) y S2 (verde) para los seis rangos de masa indicados. Paneles inferiores: señal de anisotropía estimada como el cocientes entre  $\xi_{\parallel}/\xi_{iso}$  y  $\xi_{\perp}/\xi_{iso}$  para cada una de las muestras.

oscura, el cual se recorre y poda con el fin de individualizar los filamentos. Cada uno de ellos consta de dos halos en sus extremos conectados por una lista de segmentos suavizados trazando su espina dorsal. Estos objetos son caracterizados por su masa por unidad de longitud  $\mu$ , la cual es definida como el cociente entre su masa (computada como la materia encerrada en un tubo de radio  $2 h^{-1}$ Mpc a lo largo de su espina dorsal) y su longitud.

Dado que estamos interesado en estudiar cómo el entorno de filamentos afecta a la alineación de los halos definimos 2 submuestras. Considerando que un volumen cilíndrico aleatorio de radio  $2 h^{-1} \text{ Mpc}^{-1} \text{ y}$  longitud  $1 \, h^{-1} \, \mathrm{Mpc}^{-1}$ en la simulación tiene una masa por unidad de longitud media de  $\bar{\mu} = 2.16 \times 10^{12} \,\mathrm{Mpc}^{-1} \,\mathrm{M_{\odot}},$ definimos la muestra de filamentos S1 como aquellos con  $\mu > \bar{\mu}$  y la muestra S2 a aquellos con  $\mu > 5 \times \bar{\mu}$ . Posteriormente, se buscan y etiquetan todos los halos que se encuentran a una distancia menor de  $2 h^{-1}$ Mpc de la espina dorsal de un filamento, excluyendo aquellos halos dentro del radio virial de los halos en los extremos de los filamento. Vale notar que los halos pertenecientes a la muestra S2 están incluidos en la muestra S1, y a su vez esta última incluida en la muestra TOTAL, correspondiente al conjunto de todos los halos de la simulación.

Los semi-ejes del elipsoide que describe la forma de un halo se obtienen calculando los autovalores y autovectores asociados al tensor de forma  $I_{i,j}$  definido por:

$$I_{i,j} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^{N} x_{n,i} x_{n,j}$$
(1)

siendo  $x_{n,i}$  la *i*-ésima componente del vector posición de

la *n*-ésima partícula respecto al centro del halo, sumando sobre el total de partículas que pertenecen al mismo. Finalmente, para estudiar la dependencia con la masa de los halos, dividimos las muestras en seis rangos de masa entre  $10^{11}$  y  $10^{14}h^{-1}M_{\odot}$  iguales en escala logarítmica.

#### 3. Resultados

La función de correlación anisotrópica (FCA) (Paz et al., 2008) es una herramienta estadística robusta para caracterizar los alineamientos tanto en simulaciones como en observaciones (Xia et al., 2017; López et al., 2019). En contraste con la función de correlación isotrópica, la FCA mide el exceso probabilidad de encontrar una partícula no solo en función de la distancia r sino también particularizando con una dirección de preferencia.

En nuestro caso, contaremos pares halo-partícula discriminando según se encuentren en un volumen cónico alrededor del semi-eje mayor o fuera de él. En el primer caso llamaremos FCA paralela  $(\xi_{\parallel})$ , mientras que en el segundo la denominaremos FCA perpendicular  $(\xi_{\perp})$ . El ángulo  $(\theta_{th})$  del volumen cónico es elegido de tal forma que ambos volúmenes sean iguales y complementarios. Esto puede lograrse estableciendo  $\theta_{th} = 60^{\circ}$ .

Los paneles superiores de la figura 1 muestran las componentes  $\xi_{\parallel}$  (líneas de trazos) y  $\xi_{\perp}$  (líneas sólidas) de la función de correlación anisotrópica para las muestras de halos S2 (naranja), S1 (verde) y TOTAL (azul), en seis rangos como se indica en cada panel. Para referencia las líneas punteadas representan la función de correlación isotrópica estimada para cada submuestra.



Figura 2: Cociente entre las FCAs paralelas y perpendiculares a la dirección del semi-eje mayor  $(\xi_{\perp}/\xi_{\parallel})$ , como función de la masa del halo. Los resultados se presentan en azul, naranja y verde para la muestra TOTAL, S1 y S2, respectivamente. Los cocientes son computados en la escala entre 5 y 20  $h^{-1}$ Mpc, los errores son estimados aplicando la técnica de *jackknife*, mientras que en la masa, la barra de error representa la dispersión de esta variable en el rango considerado.

Varios detalles merecen ser remarcados. Las correlaciones en las escalas correspondientes al término de 1-halo presentan igual amplitud para las tres muestras, aumentando con la masa. En escalas mayores, correspondientes al término de 2-halos, las FCAs de los halos pertenecientes a S1 y S2 muestran una amplitud mayor lo cual es un reflejo del hecho de que estos halos se encuentran en ambientes más densos. Asimismo, esto confirmaría una observación expuesta por algunos autores (Pujol et al., 2017), los cuales indican que el factor de sesgo (*bias*) tienen una fuerte dependencia con el entorno y no solo con la masa del halo en cuestión como se asume típicamente.

Los paneles inferiores de la figura 1, muestran los cocientes entre las funciones de correlación  $\xi_{\parallel}(r)$  y  $\xi_{\perp}(r)$ con la función de correlación isotrópica. Como puede observarse, ambas componentes (paralela y perpendicular) muestran una marcada desviación respecto a la función isotrópica independientemente del rango de masa. A distancias menores a  $1h^{-1}Mpc$ , estos cocientes reflejan la forma interna de los halos de materia oscura, y se observa que para todos los rangos de masa las muestras coinciden dentro de un error de 3-sigma, sugiriendo que el entorno filamentoso no modifica fuertemente la estructura interna de los halos. A escalas mayores a  $5h^{-1}Mpc,$ se observa que las señales de anisotropía para halos embebidos en entornos filamentosos (muestras S1 y S2) presentan una señal de anisotropía menor respecto a la muestra TOTAL. Esto apoyaría la idea de que halos en entornos más densos son sometidos a procesos no lineales más intensos que aquellos que se encuentran en entornos menos densos. Como consecuencia, su alineamiento se ve perturbado, perdiendo correlación con respecto a la estructura en gran escala circundante.

Para cuantificar la señal de anisotropía, realizamos mediciones de las funciones de correlación anisotrópicas en un rango amplio de distancias ubicadas en el régimen de 2-halos. La figura 2 muestra los cocientes en las funciones de correlación  $(\xi_{\parallel}/\xi_{\perp})$ , estimadas en el rango de distancias entre 5 y 20  $h^{-1}Mpc$ , para los seis rangos de masa. La señal de anisotropía aumenta como función de la masa del halo independientemente del entorno en cual se encuentra inmerso. Sin embargo, la señal es más pequeña para las muestras de halos S1 y S2 que para la muestra TOTAL, siendo los halos en la muestra S2 los que tienen menor señal de anisotropía.

#### 4. Conclusiones

Aplicando la función de correlación anisotrópica tomando como dirección de interés la del semi-eje mayor del tensor de forma de halos de materia oscura clasificados según su masa y el entorno en el cual se hallan encontramos que: - La amplitud de la función de correlación y la señal de anisotropía en escalas correspondientes al término de 1-halo no muestran ninguna dependencia con el entorno, i.e. la distribución de materia dentro de los halos no se ve afectada por el entorno. - En escalas más grandes tanto la amplitud como la señal de anisotropía si es afectada por el entorno. Mientras que la amplitud de las funciones de correlación para la muestra TOTAL muestran el comportamiento ya conocido de aumentar con la masa del halo, la amplitud para la muestra de halos en filamentos con densidad lineal grandes permanece casi constante. Esto apoyaría la idea de que el sesgo (bias) de los halos no depende únicamente de su masa. - Los halos que se encuentran en filamentos cosmológicos muestran una señal de anisotropía menor comparados con la muestra TOTAL de halos. Esto indicaría que la estructura filamentosa, lejos de incrementar la anisotropía alineando los halos con la estructura en gran escala, produciría una perturbación en las orientaciones de los halos haciendo más débil esta señal. Esto podría deberse a que los procesos no lineales tales como fusiones, encuentros cercanos y torques tidales secundarios son más intensos en el interior de estos objetos.

#### Referencias

- Aragon-Calvo M.A., Yang L.F., 2014, MNRAS, 440, L46
- Bond J.R., Kofman L., Pogosyan D., 1996, Nature, 380, 603
- Ganeshaiah Veena P., et al., 2018, MNRAS, 481, 414
- Jing Y.P., Suto Y., 2002, ApJ, 574, 538
- Libeskind N.I., et al., 2013, MNRAS, 428, 2489
- López P., Merchán M.E., Paz D.J., 2019, MNRAS, 485, 5244
- Paz D.J., Stasyszyn F., Padilla N.D., 2008, MNRAS, 389, 1127
- Paz D.J., et al., 2011, Mon. Not. R. Astron. Soc., 414, 2029
- Pereyra L.A., et al., 2020, MNRAS, 499, 4876
- Planck Collaboration, et al., 2018, arXiv e-prints, ar-Xiv:1807.06209
- Pujol A., et al., 2017, A&A, 598, A103
- Springel V., 2005, MNRAS, 364, 1105
- White S.D.M., Rees M.J., 1978, MNRAS, 183, 341
- Xia Q., et al., 2017, ApJ, 848, 22

# Mapping H $\alpha$ in the Fornax cluster with S-PLUS

A.R. Lopes<sup>1,2</sup>, A.V. Smith Castelli<sup>2,3</sup>, E. Telles<sup>1</sup>, J. Thainá-Batista<sup>4</sup> & R. Cid Fernandes<sup>4</sup>

Contact / amandalopes@fcaglp.unlp.edu.ar

**Resumen** / Las líneas de emisión que presentan ciertas galaxias resultan ser valiosas fuentes de información, pues permiten analizar su formación estelar y identificar núcleos activos, entre otras propriedades. La configuración de filtros de S-PLUS, un relevamiento óptico de campo amplio que se encuentra mapeando el Cielo Austral en 12 bandas fotométricas (5 anchas y 7 angostas), es ideal para detectar tales emisiones. La investigación de las características de los emisores en entornos de alta densidad puede proveer pistas sobre el origen de tales emisores. ¿Presentan estos emisores una distribución específica dentro del cúmulo? ¿La morfología de las emisiones en estos objetos es extendida o concentrada? El cúmulo de Fornax constituye un entorno excelente para analizar en ese sentido, ya que, por la distancia a la que se encuentra (~ 20 Mpc), la línea de emisión H $\alpha$  es detectada por el filtro J0660, y los tamaños angulares de sus galaxias miembro permiten estudiar la distribución interna de dicha emisión. Con ese fin, desarrollamos un código que aplica el Método de los Tres Filtros píxel a píxel a imágenes de S-PLUS para crear mapas H $\alpha$ +[N II] para los miembros de Fornax. En esta contribución presentamos la metodología, comparamos nuestros mapas H $\alpha$  con otras estimaciones derivadas de ajuste de SED, y discutimos nuestros principales resultados para 48 galaxias Fornax para las que dichos mapas fueron construidos con éxito.

**Abstract** / Emission lines in galaxies are a valuable source of information, as it allows the analysis of star formation activity and the identification of active galactic nuclei, among other proprieties. The filter configuration of S-PLUS, a wide field 12 photometric band (5 broad and 7 narrow) optical survey observing the Southern Sky, is ideal to detect such emission. The investigation of the characteristics of emitters in higher density environments can give us clues about the origin of such objects. Do they present a specific location within the cluster? Is the emission morphology extended or concentrated? In this context, the Fornax cluster is a great target to be analyzed, as at its distance (~ 20 Mpc), the H $\alpha$  emission line is located within the J0660 band, and the angular sizes of its galaxy members enable the study of the internal emission distribution. For such, we developed a code that performs a pixel-to-pixel application of the Three Filter Method to S-PLUS images in order to create H $\alpha$ +[N II] maps for Fornax members. In this contribution we present the methodology, compare our H $\alpha$  maps with others estimations derived by an SED fitting approach, and discuss our main results for 48 Fornax galaxies, where the maps were successfully created.

Keywords / surveys — methods: observational — galaxies: star formation — galaxies: clusters: individual (Fornax)

# 1. Introduction

Emission lines, such as  $H\alpha$ , [O III] and [O II] trace bright and massive O and B-type stars that correspond to star formation timescales of ~10 Myrs (e.g. Kennicutt & Evans, 2012). Thus, the connection between galaxies where these features are detected, and different physical properties, such as morphological type, stellar mass and environment, can give us clues about the star formation processes in galaxies. Alternatively, if one focus on emitters within a given cluster of galaxies, such analysis can assist us to better understand the evolutionary path and stage of the cluster.

One approach to perform a quantitative study of emission is through narrow band photometric surveys (e.g. J-PLUS: Cenarro et al., 2019; miniJPAS: Bonoli et al., 2021), in which an emission line if inside a narrow filter creates a clear excess when compare to another neighboring filter. For such purpose, the Southern Photometric Local Universe Survey (S-PLUS, Mendes de Oliveira et al., 2019) provides an ideal dataset with its 5 broad-bands similar to the Sloan Digital Sky Survey (SDSS), and 7 narrow-bands tracing specific spectral observing the Southern Sky. Data releases up to DR3 are publicly available in https://splus.cloud/, with an observed area of ~1772 deg<sup>2</sup> and include optical aperture photometry, photometric redshifts, star/galaxy/QSO classification.

Among the targets observed by S-PLUS are fields that include the Fornax cluster, the second nearby rich galaxy cluster after Virgo. It is centered in NGC 1399 with a subgroup named Fornax A, centered in NGC 1316. The potentiality of the survey to study this cluster has been presented in Smith Castelli et al. (2021, 2022). From an emission perspective, at the distance of Fornax, the H $\alpha$ +[N II] lines fall within S-PLUS narrowband J0660, allowing the detection of emitters inside the cluster up to its outskirts. Here, we present an spatial

Observatório Nacional, Brasil

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup> Departamento de Física, Universidade Federal de Santa Catarina, Brasil

analysis of H $\alpha$ +[N II] emission in galaxies located within Fornax.

## 2. Data description

Based on an extensive literature on the Fornax cluster, we compiled a list of 1057 galaxies. Considering only objects with radial velocity ( $\sim 23\%$ ), i.e. confirmed members of the cluster, and with good enough quality images (S/N>2), we have a sample of 157 galaxies.

### 3. How to detect emission lines?

The identification of lines  $H\alpha + [N \text{ II}]$  with photometry is performed by an excess in colors. In our case, the indicators are: (r - J0660) or (J0660 - i). However, one must beware of how much the continuum of the galaxy can affect this diagnostic. In order to account for such, we choose to apply the "Three filter method" (e.g. Pascual et al., 2007).

#### 3.1. Three filter method (3FM)

This methodology is based on three photometric filters, one narrow and two broad bands. Its main assumption is that the continuum is traced by the two broad-bands and it is assumed to follow a linear relation between the 3 filters. In addition,  $H\alpha + [N II]$  must be strong enough for their contributions to appear in J0660, i.e. we assume that S-PLUS can only resolve lines with equivalent width > 12Å(Vilella-Rojo et al., 2015).

Our goal is to use this approach directly in the S-PLUS images of r, J0660 and i to create H $\alpha$  maps for each galaxy in the sample. For this purpose, we create a code, CELineMap, written in Python that receives as input RA, DEC and size of the images in pixel and returns the desired emission map. The program automatically performs the following steps:

- creates a datacube based on the 12 band images, after downloading it from S-PLUS database;
- masks saturated stars or any other artifact;
- estimates the flux per pixel for all filters, assuming the zero-points derived by Almeida-Fernandes et al. (2022);
- applies Eqs.(3)-(4) presented in Subsec 3.2 from Vilella-Rojo et al. (2015) to create  $H\alpha+[N II]$  map.

# 4. Results in the Fornax cluster

Considering our initial sample of 157 Fornax galaxies as input to the previously mentioned code, we built a resulting image for each object. An emitter is distinguished from a non-emitter, if the final image (after all computational calculations from 3FM) presents more than 10 pixels connected. In previous tests, this criterion proved to be a good threshold for eliminating isolated bad pixels without removing the groups of pixels with emission (knots of star formation). Indeed, most maps show only individual pixels scattered around, which we interpret as residual noise from the images.



Figure 1: Spatial distribution of 157 Fornax galaxies, where the H $\alpha$  emitters are marked with a red circle. The subgroup Fornax A is dominated by objects presenting signs of emission, while the rate of non emitters inside the viral radius of the cluster is higher.



Figure 2: Examples of different types of emission in Fornax. The color reflects the intensity of  $H\alpha + [N \ II]$  flux, from less (blue) to more (red). The scales of flux between the 3 maps are not the same, therefore they are not directly comparable.

Only 48 galaxies have more than the minimal value of pixels.

By plotting the position of  $H\alpha$ +[N II] emitters in the cluster, as shown in Figure 1, we find that most objects located inside subgroup Fornax A virial radius have traces of emission, which may be due to the fact that this group is still in process of falling into the center of the cluster. Regarding the central region of the cluster, the proportion of emitters decreases if compare to Fornax A. The subgroup has 11 emitters in a total of 14 objects, while within Fornax virial radius the rate drops from 15 emitters among 88 galaxies. The other 22 sources with H $\alpha$  emission seem to be randomly distributed out of both virial radius.

We find three types of emission line maps in respect to its location in the galaxy: in spiral arms, nuclear and in clumps. As expected, these different maps are directly related to the morphology of the galaxy, i.e. the nuclear emission in the center (or close to it) is found in S0s or in center regions of Spirals, while maps with emission distributed in clumps with different intensities are seen in Irregular galaxies. There are a few cases where a intense concentrated emission region is found offset from the center of the galaxy. Such objects need additional analysis with the phase-space diagram, in or-





Figure 3: Examples of 2 galaxies in Fornax where the  $H\alpha+[N \text{ II}]$  maps were obtained independently in AlStar and 3FM. The plots show a pixel-by-pixel comparison between both approaches, color-coded by the S/N (*right*), along with AlStar (*center*) and 3FM (*left*) maps of the  $H\alpha+[N \text{ II}]$  flux. All fluxes are in units of erg s<sup>-1</sup> cm<sup>-2</sup>.

der to understand if the object is a recent (t < 1 Gyr) infaller.

#### 5. SED-fitting approach (AIStar) vs. 3FM

The ability to map emission line regions is one of the advantages of S-PLUS. But how dependent is this measurement to our chosen method? Are the results from our simple 3FM technique compatible with the ones obtained by a indirect estimates, such as spectral energy distribution (SED) fitting analysis? To answer these questions, we independently analyze a dozen of galaxies from our sample with the AlStar code (Thainá-Batista et al. 2023, in prep), which performs an algebraic decomposition of an observed spectrum in terms of an spectral base comprising stellar populations of 16 ages (0 < t < 14 Gyr) and 5 metallicities (from 1/3 to 3 solar), plus 9 empirically motivated components to represent the main emission lines (from [O II]3727 to [S II]6731). In other words, it perform an SED-fitting assuming a non parametric star formation history.

As shown in Figure 3, the H $\alpha$ +[N II] maps obtained with the two methods look nearly identical, as confirmed by the pixel-by-pixel comparison of the fluxes. On average, AlStar outputs fluxes are only 14% larger than those given by the 3FM, an offset that decreases to 9.6% when only S/N > 2 pixels are considered. The scatter, in this case, is ~ 13%. These results demonstrate that both methods derive compatible results.

#### 6. Conclusion remarks

We built a Python code to create low resolution emission line maps based on S-PLUS images from three filters to study  $H\alpha+[N \ II]$  in the Fornax galaxy cluster. From these preliminary maps, we intend to advance the analysis by adding new parameters, such as emission concentration and  $H\alpha$  profile, to describe in more details the morphology of emission, and then correlate its characteristics to other physical properties of the galaxies, such as phase-space diagram and galaxy morphology.

Acknowledgements: S-PLUS is an international collaboration founded by Universidade de Sao Paulo, Observatório Nacional, Universidade Federal de Sergipe, Universidad de La Serena and Universidade Federal de Santa Catarina. A.R.L acknowledges the financial support from Conselho Nacional de Pesquisa (CNPq), CONICET and Agencia I+D+i.

#### References

Almeida-Fernandes F., et al., 2022, MNRAS, 511, 4590
Bonoli S., et al., 2021, A&A, 653, A31
Cenarro A.J., et al., 2019, A&A, 622, A176
Kennicutt R.C., Evans N.J., 2012, ARA&A, 50, 531
Mendes de Oliveira C., et al., 2019, MNRAS, 489, 241
Pascual S., Gallego J., Zamorano J., 2007, PASP, 119, 30
Smith Castelli A.V., et al., 2021, BAAA, 62, 180
Smith Castelli A.V., et al., 2022, BAAA, 63, 253
Vilella-Rojo G., et al., 2015, A&A, 580, A47

# Exploring the population of H $\alpha$ emitters in the Southern Photometric Local Universe Survey (S-PLUS)

L.A. Gutiérrez-Soto<sup>1, 2</sup>, R. Lopes de Oliveira<sup>3, 4</sup>, S. Akras<sup>5</sup>, D.R. Gonçalves<sup>6</sup>, C. Mendes de Oliveira<sup>1</sup>, A.V. Smith Castelli<sup>2,7</sup> & F.R. Faifer<sup>2,7</sup>

<sup>1</sup> Departamento de Astronomía, IAG–USP, Brasil

<sup>2</sup> Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

<sup>3</sup> Departamento de Física, Universidade Federal de Sergipe, Brasil

<sup>4</sup> Observatório Nacional, Ministério da Ciência, Tecnologia, Inovação e Comunicações, Brasil

<sup>5</sup> Institute for Astronomy, Astrophysics, Space Application and Remote Sensing, National Observatory Athens, Grecia

<sup>6</sup> Observatório do Valongo, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Brasil

<sup>7</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

Contact / gsotoangel@fcaglp.unlp.edu.ar

**Resumen** / En astronomía, el estudio de los objectos con líneas de emisión resulta ser de gran importancia porque ellos reflejan diferentes procesos físicos que dan cuenta de la fomación, la presencia de gas, choques, estallidos de formación estelar en galaxias, y la etapa final de las estrellas, entre otros procesos. En este contexto, hemos llevado a cabo una búsqueda de emisores de H $\alpha$  compactos en los datos del relevamiento S-PLUS, el cual se encuentra mapeando el Hemisferio Sur Celeste en altas latitudes galácticas (|b| > 30 deg). Para ello, utilizamos el diagrama color-color (r - J0660) versus (r - i) dado que, se cree, el exceso de emisión en el filtro J0660 que presentan algunos objetos se debe a la línea de emisión de H $\alpha$ . Combinando los valores de color (r - i) y (g - z) con técnicas de aprendizaje automático no supervisado, hemos logrado distinguir entre fuentes de emisión con un continuo espectral más intenso en la región azul del espectro, y fuentes con un continuo más intenso en la región roja. Utilizamos los algoritmos de agrupamiento jerárquico y HDBSCAN y, mediante un enfoque de agrupamiento "suave", asignamos una probabilidad a cada emisor de pertenecer a la población azul o roja del espectro. La técnica descrita en esta contribución resulta eficiente para identificar nuevos objetos con líneas de emisión y clasificarlos, utilizando datos multibanda. Los objetos seleccionados incluyen nebulosas planetarias, regiones H II, objetos estelares jóvenes, sistemas estelares simbióticos, variables cataclísmicas, galaxias Seyfert y cuásares.

**Abstract** / Emission lines are key tracers of a myriad of physical processes in Astrophysics, from planetary to supermassive extragalactic systems. We have carried out a search for H $\alpha$  emitters in the ongoing S-PLUS survey, which is mapping the Southern hemisphere at high galactic latitudes (|b| > 30 deg) in twelve photometric bands. Excess emission in such a line was evidenced by contrasting the magnitude from the narrow band filter J0660 and those of the broadband r and i filters through the colour-colour (r - J0660) versus (r - i) diagram. Furthermore, unsupervised machine learning (clustering) applied to the colours (r - i) and (g - z) allowed us to separate the H $\alpha$  emitter candidates into two subgroups: one with bluer and another one with redder sources. By adopting a "soft" clustering approach, we assign probabilities for each source in our final sample to belong to either the blue or red population. The method, which utilizes multi-colour data, has proven to be an effective tool for detecting and classifying new H $\alpha$  emitters, including planetary nebulae, H II regions, young stellar objects, symbiotic star systems, cataclysmic variables, Seyfert galaxies, and quasars.

Keywords / surveys — techniques: photometric — novae, cataclysmic variables — quasars: emission lines

# 1. Introduction

Hydrogen emission lines present in the optical spectrum of astronomical objects are produced when an ionizing radiation field interacts with a gas cloud. The H $\alpha$  emission line is the strongest one, and the most widely used to identify and study various types of objects. Regarding stellar systems, this line is usually observed in starforming regions, H II regions, planetary nebulae (PNe), supernovae, novae, young stellar objects (YSO), Herbig-Haro objects, circumstellar disks, post-asymptotic and asymptotic giant stars (AGB), red giant stars (RGB), active late-type dwarfs. Amongst massive stars, emission lines are observed in Be stars, Wolf-Rayet (WR) stars, and interacting binary systems that are experiencing mass exchange, like symbiotic stars (SySt) and cataclysmic Variables (CVs). H $\alpha$  emission is also detected in extended sources such as the star-forming regions in galaxies.

Some surveys with modest spatial resolutions have revealed extended nebular emission in the past, enabling the study of supernova remnants, galaxy groups, and star-forming regions. Meanwhile, higher spatial resolution surveys have uncovered compact emission-line sources in the Milky Way and nearby galaxies. Examples of them is the SuperCOSMOS H $\alpha$  Survey with the UK Schmidt Telescope (UKST) (Parker et al., 2005). Colour-colour diagrams from photometric surveys are also used to identify possible  $H\alpha$  emitters. For example, the  $(r - H\alpha)$  versus (r - i) colour-colour has been used to find CVs, YSOs, SySt, early-type emission-line stars, and PNe (Witham et al., 2006; Viironen et al., 2009; Sabin et al., 2010).

There are two surveys that are currently mapping the sky in a systematic, complementary way, with 5 broad and 7 narrow-band filters, including  $H\alpha$ : the Javalambre Photometric Local Universe Survey (J-PLUS; Cenarro et al., 2019), covering the Northern celestial hemisphere, and the Southern-Photometric Local Universe Survey (S-PLUS; Mendes de Oliveira et al., 2019), covering the southern sky. The magnitudes in twelve-bands provided by these surveys enable an novel source classification using photometry only. In the Big Data era, efficient investigation tools, noticeably Machine Learning techniques, are essential for dealing with massive imaging datasets. Here, we present a census of  $H\alpha$  emitters from the S-PLUS DR3 by employing the (r - J0660) versus (r-i) colour-colour diagram and unsupervised machine learning techniques to classify them as blue or red sources.

## 2. Methodology

The S-PLUS DR3 data, pillar of this work, includes about 60 million objects distributed over  $\sim 2.000$  square degrees of the Southern sky. They are available in the database of the project, S-PLUS Cloud\*. The S-PLUS project is surveying the southern sky using seven narrow-band filters (J0378, J0395, J0410, J0430, J0515, J0660, and J0861) and five broad-band Sloanlike (Fukugita et al., 1996) filters. Its narrow-band J0660 filter is centred at lambda 6614 Å and has a width of about 147 Å and therefore it covers both the H $\alpha$  and the doublet [N II]  $\lambda\lambda 6548, 6584$  spectral lines for sources up to a redshift of approximately 0.02. We opted for the PStotal photometry, which is a 3-arcsec aperture corrected magnitude (Almeida-Fernandes et al., 2022). In order to ensure that high-quality data are used, only objects detected simultaneously in at least the r, i, and J0660 bands, with errors less than 0.2 mags, are considered. We also selected objects which are more probable point sources by setting the flag  $CLASS\_STAR > 0.5$ . Following Almeida-Fernandes et al. (2022), we implemented PhotoFlag = 0 in the filters r, J0660, and i for the selection of targets with good photometry.

# 2.1. Selecting compact $H\alpha$ emitters and separating them into blue and red sources

To identify the H $\alpha$  emitters in S-PLUS DR3, we first divided our sample into four sub-samples based on their *r*-band magnitude: (i)  $13 \leq r < 16$ , (ii)  $16 \leq r < 18$ , (iii)  $18 \leq r < 20$ , and (iv)  $20 \leq r < 21$ . In this way, we avoided mixing up bright and faint sources with low and high uncertainties, respectively. The identification



Figure 1: An illustration of the selection criteria used to identify strong emission-line objects via colour-colour plots. The data shown here are all from the S-PLUS DR3 in the range  $16 \leq r < 18$ . The thin continuous line illustrates the original linear fit to all the data (grey points). The dashed line represents the final fits of the stellar locus of points which was obtained by applying an iterative  $\sigma$ -clipping technique to the initial fit. The actual cuts used to select H $\alpha$  emitters is shown by the dotted line. These correspond to around  $4-\sigma$ above of the final fit.

of H $\alpha$  emitters is based on the method successfully applied by Witham et al. (2008) to the IPHAS project, given that similar filters are also available in S-PLUS: r, J0660, and i. We first generated the (r - J0660) versus (r-i) diagram for each sub-sample and attempted to fit the loci mainly occupied by main-sequence and giant stars with linear regression. We then implemented an iterative  $\sigma$ -clipping technique to find the best fit, and, select all H $\alpha$ -excess sources which lie more than  $4\sigma$  away from the fitted locus.

Fig. 1 illustrates the procedure applied. Note that this only represents the sample between 16 and 18 in the *r*-mag. The dotted line corresponds to the selection criteria for the H $\alpha$  emitters, 4- $\sigma$  above the final fit. It is worth to be noted that the cut-off line is just an approximations, as it represents the residual around the fit. The photometric uncertainty of the (*r* - *J*0660) colour index for each individual point is also taken into account.

For splitting of the sample of  $H\alpha$  emitters into the blue and the red populations, we follow an unsupervised machine learning approach implementing two clustering techniques: hierarchical agglomerative clustering (HAC) and hierarchical density-based cluster selection (HDBSCAN), both based on the (r-z) and (g-r) colours, whose results were mutually compared.

#### 3. Results

Our strategy returned 2,187 objects with excess in the J0660 band as preliminary result. Fig. 2 shows the position of all emitters in the adopted colour diagram. The loci of the S-PLUS synthetic main-sequence and giant

<sup>\*</sup>https://splus.cloud/

0.3



Figure 2: Colour-colour diagram with all the compact emission-line objects selected from the S-PLUS DR3. The contours represent the S-PLUS synthetic photometry of main-sequence from the library of stellar spectral energy distributions of Pickles (1998).



Figure 3: The (r-z) versus (g-r) colour-colour diagram with the two population found by implementing HAC (*Left* panel) and soft clustering for HDBSCAN (*right panel*). The diagonal dashed line represents a subjective criterion to separate the objects into two colour types.

stars are also plotted. All sources located above this locus exhibit an excess in J0600 filter, which is attributed to the H $\alpha$  line.

The list of  $H\alpha$  emitters is divided into two populations based on their integrated flux –with the bluer sources being more abundant than the red ones– using HAC (left panel of Fig. 3) and "soft" clustering approach for HDBSCAN (right panel of Fig. 3) showing that the results of the two algorithms are mutually consistent.

The fractional contribution of different classes of  $H\alpha$ emitters to the overall sample was evaluated by crossmatching the list of  $H\alpha$  with the SIMBAD database. We found that the sample of  $H\alpha$  consists mainly of CVs, PNe, WD stars, eclipsing binaries, variable stars of RR Lyr type and, low-mass star, blue stars, emission-line galaxies (EmG), Seyfert types-1, and other types of AGNs and QSOs. Fig. 4 exhibits an example of an  $H\alpha$  emitter selected with our method. The S-PLUS photometry overlapped to the SDSS spectrum of V\* HP Cet, a CV, which we correctly classified as a bluer source.

We also cross-matched our catalogue of  $H\alpha$  emitters with spectroscopic databases (SDSS and LAMOST).



#### 4. Final remarks

We have explored the capability of the S-PLUS project to study H $\alpha$  emitters in the southern sky following a three-step approach: identify H $\alpha$  emitters, distinguish blue and red populations as a first diagnostic over the nature of the sources, and validate the results by means of spectroscopic measurements.

30'00 40'00 50'00 60'00 70'00 80'00 90'00

The spectroscopic sample of H $\alpha$  emitters lists sources of the local Universe (with z < 0.02) shows that the emission on the J0660 filter corresponds to the H $\alpha$ line. However, it also include sources with redshift larger than 0.02, indicating that they are very likely QSOs and AGN and/or non-local galaxies on which the excess of the J0660 filter is attributed to bluer redshifted emission lines.

Acknowledgements: LAG-S acknowledges funding for this work from FAPESP grants 2019/26412-0 and CONICET. RLO acknowledges financial support from the Brazilian institution CNPq (PQ-312705/2020-4).

#### References

Almeida-Fernandes F., et al., 2022, MNRAS, 511, 4590
Cenarro A.J., et al., 2019, A&A, 622, A176
Fukugita M., et al., 1996, AJ, 111, 1748
Mendes de Oliveira C., et al., 2019, MNRAS, 489, 241
Parker Q.A., et al., 2005, MNRAS, 362, 689
Pickles A.J., 1998, PASP, 110, 863
Sabin L., et al., 2010, PASA, 27, 166
Viironen K., et al., 2009, A&A, 502, 113
Witham A.R., et al., 2006, MNRAS, 384, 1277

# Galaxias de tipo temprano en proceso de ensamblaje en el Universo Local

F.R. Faifer<sup>1,2</sup>, C.G. Escudero<sup>1,2</sup>, V. Reynaldi<sup>1</sup> & L.A. Sesto<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>2</sup> Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

Contacto / favio@fcaglp.unlp.edu.ar

**Resumen** / Se presentan aquí resultados preliminares de un estudio de galaxias de apariencia temprana que constituyen ejemplos claros de fusiones en el Universo Local. Se intenta responder la pregunta de si estos objetos tendrán, luego de algunos miles de millones de años de evolución, características similares a las de galaxias elípticas masivas típicas. En este artículo se resaltan algunas diferencias entre NGC 5018 y las demás galaxias previamente estudiadas.

**Abstract** / We presented here preliminary results from a study of several early-type galaxies which are clear examples of merger remanents in the Local Universe. In this project, an attempt is made to answer the question of whether these objects will have, after a few billion years of evolution, characteristics similar to those of typical massive elliptical galaxies. In this work some differences between NGC 5018 and the other galaxies previously studied are highlighted.

 $Keywords \;/\;$ galaxies: elliptical and lenticular, c<br/>D — galaxies: individual (NGC 5018) — galaxies: star clusters: general

# 1. Introducción

Las fusiones de galaxias tienen un efecto dramático sobre la componente de gas de los progenitores: se producen torques y pérdida de momento angular, lo que lleva el gas hacia las zonas internas. Allí se dispara la formación estelar (Mihos & Hernquist 1994, 1996), y se alimentan los agujeros negros centrales (Di Matteo et al., 2005). Estas fusiones ricas en gas dejan huellas identificables ya que cambian las propiedades de las poblaciones estelares debido a que se generan nuevas subpoblaciones y cúmulos estelares. A su vez, estructuralmente el centro se vuelve más redondeado y concentrado, presentando isofotas tipo "caja".

Toomre & Toomre (1972) mostraron que estas interacciones y fusiones pueden transformar dramáticamente la morfología de las galaxias y construir esferoides a partir de la fusión mayor o binaria de objetos de disco. Este tipo de evento, no tan frecuente en el Universo Local, se cree que jugó un rol significativo en etapas tempranas del Universo (De Lucia et al., 2006). En tal contexto, aquellos objetos del Universo local que muestran apariencia temprana y que son resultado de fusiones recientes (como las mencionadas al final de esta Sección) suelen recibir el nombre de proto-elipticas.

Es así que la evidencia tanto teórica como observacional indica que es posible que el producto final de las fusiones de galaxias sea un objeto de tipo temprano, pero la generalización de esa interpretación puede ser incorrecta (Ostriker 1980; Naab & Ostriker 2009). En tal sentido, y explícitamente hablando de las galaxias elípticas masivas  $(M_* > 10^{11} M_{\odot})$ , el mecanismo de formación actualmente aceptado se denomina "proceso de 2 fases" (Oser et al., 2010). En él, las galaxias atraviesan un fuerte y violento colapso temprano que forma rápidamente el grueso de la componente estelar y los cúmulos globulares rojos (más ricos en metales). Luego, a z < 2, estas atraviesan una etapa de acreción de bloques de baja masa donde las galaxias ganan estrellas y cúmulos azules (menos metálicos), y aumentan su tamaño prácticamente sin formar nuevas estrellas.

Surgen entonces algunas preguntas: ¿cuáles fueron los progenitores de las proto-elípticas que observamos en el Universo Local? ¿Tendrán ellas, luego de miles de millones de años de evolución, propiedades similares a las de aquellas elípticas masivas que se formaron por el proceso de dos fases? Motivados por ellas, hemos comenzado un proyecto que pretende estudiar una pequeña muestra de galaxias masivas de tipo temprano que son obvios remanentes de fusiones en distintos estadios evolutivos. La muestra de galaxias que se incluyen en este proyecto es: NGC 1316, NGC 1700, NGC 4382, NGC 5018 y NGC 7727. Dado que la mayoría de ellas han sido previamente presentadas en Boletines, no se dan mayores detalles aquí. En particular en el presente trabajo se presentan resultados preliminares de NGC 5018.

# 2. NGC 5018

NGC 5018 es una galaxia E3 pec. ( $M_V = -21.9$  mag.) que se encuentra a unos 30.2 Mpc de distancia de la Vía Láctea (Humphrey, 2009). Presenta una dispersión de velocidades  $\sigma = 190$  km/seg (Koprolin & Zeilinger, 2000) y se ubica en un ambiente de baja densidad, siendo la galaxia dominante de un grupo pobre (Gourgoulhon et al., 1992). Al igual que las demás galaxias de la muestra antes mencionada, NGC 5018 presenta signos claros de un pasado violento ya que se observan bandas de polvo, diversas estructuras tidales y un puente de HI que parece unirla a sus galaxias vecinas (Spavone et al. 2018; Kim et al. 1988).

Varios autores han propuesto la presencia de poblaciones estelares jóvenes  $(3 \times 10^9 \text{ años})$ , de metalicidad aproximadamente solar (Bertola et al. 1993; Carollo & Danziger 1994; Leonardi & Worthey 2000; Buson et al. 2004; Rampazzo et al. 2007), reportándose además valores bajos del índice de Lick Mg2 (trazador de la metalicidad de la población estelar) en comparación a otras elípticas de igual luminosidad. Esta evidencia apunta a que posiblemente la zona central de esta galaxia presenta aún algún nivel de formación estelar.

En relación a sus cúmulos globulares (CGs), existe un único estudio previo, el publicado por Hilker & Kissler-Patig (1996). El mismo se basa en fotometría V, I a través de un pequeño telescopio, y los autores reportaron un sistema relativamente pobre (Nt = 800 - 1700CGs), postulando la existencia de una subpoblación de CGs azules jóvenes:  $3 \times 10^8$  a  $6 \times 10^9$  años.

# 3. Datos fotométricos y análisis preliminar

Hemos obtenido un campo profundo en NGC 5018, un campo de comparación y uno de estándares, todos en las bandas g',  $r' \in i'$  empleando la cámara GMOS en el telescopio Gemini Sur (ID:GS-2018A-Q-207, PI: L. A. Sesto). En base a dichos datos se realizó fotometría de ajuste de psf, y se analizó la población de CGs. La Fig. 1 muestra el diagrama i' vs. (g' - i') de los objetos no resueltos detectados en el campo, corregido por extinción y enrojecimiento interestelar. Se señalan en rojo los candidatos a CGs, los cuales fueron seleccionados empleando los cortes en color típicos para estudios de este tipo (ver Faifer et al. 2011). Los resultados muestran un sistema notablemente pobre de CGs, con tan solo unos 150 candidatos, lo cual no es esperable para una galaxia de la luminosidad de NGC 5018.

La Fig. 2 muestra la distribución de los candidatos a CGs en función de la magnitud i', corregida por completitud y contaminación. Es posible apreciar que al igual que lo que ocurre en NGC 1316 (Sesto et al., 2016), no se detecta un máximo claro en la función de luminosidad (posiblemente debido a la presencia de cúmulos estelares, no necesariamente globulares, que dominan en el extremo débil). Adoptando la distancia antes mencionada, y el máximo de la función de luminosidad en  $M_{i'} = -8.0$  mag., se puede estimar de manera aproximada la población total de CGs. De ello resulta un número de 300 objetos, lo cual indica que NGC 5018 es una galaxia con una inusualmente baja frecuencia específica:  $S_n = 0.5$  (Harris, 1991).

La Fig. 3 muestra otro resultado no esperable. Allí se presenta el histograma de colores integrados de los candidatos a CGs con  $-11 < M_{i'} < -7.5$ , el cual muestra que la población está constituida básicamente por CGs azules ( $(g' - i') \sim 0.76$  mag.). Esto es, no se observa la típica bimodalidad observada en galaxias elípticas masivas.



Figura 1: Diagrama i' vs. (g' - i') de los objetos puntuales en el campo de NGC 5018 (puntos negros), y candidatos a CGs con  $-11 < M'_i < -7.5$  mag (puntos rojos).



Figura 2: Función de luminosidad cruda de los objetos con colores típicos de CGs presentes en el campo de NGC 5018 (línea azul). En línea negra se muestra la distribución que resulta de corregir el conteo de candidatos a CGs del campo de NGC 5018 por contaminación (línea roja) y completitud.

## 4. Gas caliente en NGC 5018

Dado que es usual encontrar halos de rayos-X en galaxias elípticas masivas, generados en la emisión del gas caliente virializado en el pozo de potencial de estas, hemos analizado datos públicos obtenidos por el satélite Chandra correspondientes al rango 0.5-7keV. En la Fig. 4 se presenta el ajuste espectral que hemos obtenido de dicho análisis. La emisión está compuesta por dos procesos, cada uno de los cuales domina en diferentes rangos de energía: la presencia de gas caliente  $(T \sim 5 \times 10^6 K)$  se manifiesta por debajo de 1keV (trazos cortos, rojo), mientras que la zona de más alta energía está dominada por la emisión proveniente de sistemas binarios de baja masa (LMXB, trazos largos, azul). De acuerdo con Irwin et al. (2003), la emisión



Figura 3: Histograma de los candidatos a CGs más brillantes que  $M'_i = -7.5$  mag. (corregido por contaminación). En línea roja se muestra el conteo suavizado de dichos objetos. Se puede apreciar la presencia de CGs azules  $(g' - i') \sim 0.77$ , y la falta de CGs rojos.



Figura 4: Datos obtenidos por el satélite Chandra (puntos negros), y ajuste espectral obtenido (línea verde).

proveniente de las LMXB se modeló mediante el proceso Bremsstrahlung térmico, cuya temperatura característica ( $kT_{brem} = 7.3 \text{keV}$ ) permanece fija durante el ajuste.

# 5. Discusión

Los resultados encontrados aquí en relación a los CGs de NGC 5018 difieren de aquellos para NGC 1700 (Faifer et al., 2021), NGC 4382 (Escudero et al., 2022) y NGC 7727 (Sesto et al.) en relación a la ausencia de bimodalidad, y al bajo o nulo número de CGs rojos (esperables para (g' - i') > 0.92). Esto último muestra cierta semejanza con el caso de NGC 1316. Sin embargo, el número total de CGs estimado para NGC 5018 es notablemente bajo y eso indica otra diferencia significativa con la mencionada galaxia. Como se indicó previamente, se ha propuesto que esta galaxia presenta una población estelar joven, como es el caso de NGC 4382 y NGC 1316 (Reynaldi et al. 2023;Sesto et al. 2018). Sin embargo, en NGC 5018 no hemos encontrado evidencia fotométrica de la presencia de una subpoblación de CGs jóvenes. En modelos clásicos de producción de gas caliente en galaxias elípticas, se asume que la reconstrucción del halo de gas caliente (a través de la virialización del producto de la pérdida de masa de estrellas viejas y supernovas) es un proceso que requiere varios miles de millones de años (Ciotti et al. 1991; Pellegrini & Ciotti 1998. La presencia de un halo en NGC 5018 estaría señalando que esta no ha formado estrellas de manera intensa en su pasado reciente.

Por su parte, la relativamente baja metalicidad de la componente estelar que se ha propuesto para explicar algunas características espectroscópicas de esta galaxia, termina de conformar un rompecabezas que indica que es necesario estudiar su historia de formación estelar.

Agradecimientos: Este trabajo fue realizado gracias al aporte del Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, y de la Universidad Nacional de La Plata (Argentina). Los datos utilizados han sido obtenidos a través del Observatorio Gemini, el cual es operado por la Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., bajo un acuerdo cooperativo con la NSF en representacion de los socios de Gemini: the National Science Foundation (Estados Unidos), the National Research Council(Canada), CONICYT (Chile), Ministerio de Ciencia, Tecnología e Innovación (Argentina), and Ministério da Ciência, Tecnología e Inovacao (Brasil).

#### Referencias

- Bertola F., Burstein D., Buson L., 1993, ApJ, 403, 573
- Buson L.M., et al., 2004, A&A, 423, 965
- Carollo C.M., Danziger I.J., 1994, MNRAS, 270, 743
- Ciotti L., et al., 1991, ApJ, 376, 380
- De Lucia G., et al., 2006, MNRAS, 366, 499
- Di Matteo T., Springel V., Hernquist L., 2005, Growing black holes: accretion in a cosmological context. Proceedings of the MPA/ESO/MPE/USM Joint Astronomy Conference held at Garching, Germany, 340–345
- Escudero C.G., et al., 2022, MNRAS, 511, 393
- Faifer F.R., et al., 2011, MNRAS, 416, 155
- Faifer F.R., et al., 2021, BAAA, 62, 243
- Gourgoulhon E., Chamaraux P., Fouque P., 1992, A&A, 255, 69
- Harris W., 1991, ARA&A, 29, 543
- Hilker M., Kissler-Patig M., 1996, A&A, 314, 357
- Humphrey P.J., 2009, ApJ, 690, 512

Irwin J.A., Athey A.E., Bregman J.N., 2003, ApJ, 587, 356

Kim D.W., et al., 1988, ApJ, 330, 684

Koprolin W., Zeilinger W.W., 2000, A&AS, 145, 71

- Leonardi A.J., Worthey G., 2000, AJ, 534, 650
- Mihos J.C., Hernquist L., 1994, ApJ, 425, 13
- Mihos J.C., Hernquist L., 1996, ApJ, 464, 641
- Naab T., Ostriker J., 2009, ApJ, 690, 1452–1462
- Oser L., et al., 2010, ApJ, 725, 2312

Ostriker J.P., 1980, Comments on Astrophysics, 8, 177

- Pellegrini S., Ciotti L., 1998, A&A, 333, 433
- Rampazzo R., et al., 2007, MNRAS, 381, 245
- Reynaldi V., et al., 2023, BAAA, enviado
- Sesto L.A., Escudero C.G., Faifer F.R., , BAAA, enviado
- Sesto L.A., Faifer F.R., Forte J.C., 2016, MNRAS, 461, 4260
- Sesto L.A., et al., 2018, MNRAS, 479, 478
- Spavone M., et al., 2018, ApJ, 149, 18
- Toomre A., Toomre J., 1972, ApJ, 178, 623

# Wiener Filter for cosmic microwave background maps using neural networks

M.B. Costanza<sup>1,2</sup>, C.G. Scóccola<sup>1,2</sup> & M. Zaldarriaga<sup>3</sup>

Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>2</sup> Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

<sup>3</sup> School of Natural Sciences, Institute for Advanced Study, EE.UU.

Contact / belen@fcaglp.unlp.edu.ar

**Resumen** / Estudiamos una red neuronal convolucional llamada WienerNet la cual aplica el filtro de Wiener a mapas del Fondo Cósmico de Radiación (FCR) con el objetivo de reducir el ruido presente en dichos mapas. Presentamos el funcionamiento de la red neuronal, y comparamos los resultados con los obtenidos al aplicar el filtro de Wiener con el método tradicional, que utiliza el gradiente conjugado. A su vez, mostramos la eficiencia de la aplicación de WienerNet respecto del método tradicional, el cual constituye un cuello de botella en el análisis de datos del FCR. Para este propósito, aplicamos la red neuronal a mapas del FCR con diferentes número de píxeles y diferentes modelos de ruido, y comparamos la eficiencia computacional en cada caso.

**Abstract** / We studied a convolutional neural network called WienerNet which applies the Wiener Filter to Cosmic Microwave Background (CMB) maps, whose objective is to reduce the noise present in those maps. We present how the neural network works, and compare its results to those obtained when applying the wiener filter with the traditional method, which uses the conjugate gradient. Also, we show the efficiency of WienerNet with respect to the traditional method which constitutes a bottleneck in the data analysis of the CMB. For these purposes, we applied the neural network to CMB maps with different numbers of pixels and different noise models, and we compared the computational efficiency in each case.

 $\mathit{Keywords}$  / cosmic background radiation — cosmological parameters — early universe — methods: numerical — methods: statistical

#### 1. Introduction

After the Big Bang, when the temperature of the Universe drops to  $\lesssim 10^4 K$  due to the expansion, the electrons and protons combined to form neutral hydrogen during the recombination epoch, at redshift  $z \sim 1100$ (Dodelson, 2003). The photons decoupled from the plasma, traveled freely through space and constitute the Cosmic Microwave Background (CMB). Those photons have a blackbody spectrum with temperature T =2.725K and presents anisotropies of the order of  $10^{-5}$ due to small perturbations in the primordial plasma. The statistical properties of the temperature distribution are described by the angular power spectrum which is a function of the multipole moment l. The study of the angular power spectrum allows us to determine the cosmological parameters of the  $\Lambda$ CDM model. For that purpose, it is necessary to conduct statistically optimal data analysis.

The Wiener Filter (WF) is an optimal filter to reduce the noise present in simulated or real CMB maps and reconstruct the original signal underneath. Nevertheless, the standard WF method, which uses the conjugate gradient (CG), is a bottleneck in data analysis due to its large computational cost. An implementation of the WF, the NIFTY code, is given in Selig et al. (2013).

In this article, we study the implementation of the WF with a neural network called WienerNet with different noise models and CMB maps with different number

Oral contribution

of pixels, and study the efficiency of this neural network with respect to the standard method (i.e., with NIFTY).

# 2. Wiener Filter

The WF formalism is widely used in Cosmology for reconstructing the underlying signal, either for the estimation of the matter power spectrum or the angular power spectrum of the CMB. In this article, we are interested in the reconstruction of the temperature distribution given a noisy dataset of temperature CMB maps.

The measurements d of an underlying field s that we want to estimate is a linear combination of the field, where R is the response matrix of the measurement procedure and  $\epsilon$  is the data uncertainty:

$$\mathbf{d} = \mathbf{R}\mathbf{s} + \boldsymbol{\epsilon} \tag{1}$$

The reconstruction of the underlying field is a linear combination of the measurements

$$s^{MV} = \mathbf{Fd},\tag{2}$$

where the matrix F is the WF matrix obtained by minimizing the variance of the residual:

$$\mathbf{F} = \mathbf{S}(\mathbf{S} + \mathbf{N}_{\sigma})^{-1} \mathbf{R}^{-1}.$$
(3)

In the particular case where the underlying signal is a gaussian random field, the WF estimator obtained by minimizing the variance of the residuals coincides with the Bayesian estimator that maximizes the conditional probability of the signal given the data (Zaroubi et al., 1995):

$$P(\mathbf{s}|\mathbf{d}) \propto \exp\left[-\frac{1}{2}(\mathbf{s}^{\dagger}\mathbf{S}^{-1}\mathbf{s} + (\mathbf{d} - \mathbf{Rs})^{\dagger}\mathbf{N}^{-1}(\mathbf{d} - \mathbf{Rs}))\right] \overset{(4)}{\cdot}$$

The WF estimator is, therefore, the optimal reconstruction of the signal because it is equal to the most probable configuration of the field given the data.

#### 3. Machine Learning: Neural networks

In supervised machine learning algorithms, the model learns how to combine the features to develop useful predictions on new data. A machine learning system (ML) is fed with labeled examples composed of features and targets (the true values that the models pretend to predict). In that sense, during the training of the model, the meaning of learning is to find the weights that allow the model to relate correctly the features with the labels by minimizing a cost function.

Neural networks are a specific type of ML models, called "deep learning" (Chollet, 2017), that can be built with several layers and nodes (neurons) with nonlinear functions depending of the problem. There are many types of neural networks, WieneNet<sup>\*</sup> is an autoencoder neural network composed of two dimensional convolutional layers, which attempts to simulate the WF (Münchmeyer & Smith, 2019). It receives noisy images of the CMB as inputs and returns a reconstructed map of the original signal.

# 4. Results

We analyzed the results of WienerNet for CMB maps with different numbers of pixels starting with a simple case of  $28 \times 28$  pixels and 30 arcmin of angular resolution (i.e., the size of the map is  $14^{\circ} \times 14^{\circ}$ ). To simulate the temperature maps, we use the libraries CAMB (to generate the power spectrum) and HEALPY (to simulate the map given the power spectrum). We then use a flat sky approximation and homogeneous noise. We adapted the neural network code to the specific size of the map by changing the number of encoders and decoders.

We train the neural network with a training set of 4000 maps and a validation set of 1000 maps. We then evaluate the trained WF model with a test set of 300 maps. The WienerNet code was implemented in TEN-SORFLOW 2.4 and KERAS.

We applied the neural network to the test set obtaining 300 filtered maps with WienerNet. We also calculated the exact result of the WF with the conjugate gradient method to each map of the test set, and then we computed the difference pixel by pixel between the exact result of WF and the predictions given by the neural network in order to evaluate how much both methods differ. The distribution of these residuals, for a typical map, has a mean of  $-3.94 \times 10^{-8}$  and a standard deviation equal to 25.07. Computing the same for the whole test set, the distribution of the means has a mean value



Figure 1: Power spectrum of the CMB for  $128 \times 128$  maps and three white noise models.

of  $2.98 \times 10^{-09}$ , with a dispersion of 1.4. More details about the performance of WienerNet with respect to the exact WF are found in (Münchmeyer & Smith, 2019).

We studied the efficiency of making the WF on the test set with the neural network with respect to the CG method and the scaling with the number of pixels and noise models. We simulated maps with several number of pixels:  $56 \times 56$ ,  $128 \times 128$ ,  $256 \times 256$  and  $512 \times 512$ , with angular size for the map of  $10^{\circ} \times 10^{\circ}$ .

We also simulated homogeneous noise models with three different noise levels. We characterize the noise level by the angular scale  $\hat{\ell}$  at which the power spectrum of the white noise cuts the power spectrum of the signal. We consider different values for  $\hat{\ell}$ , in order to have more, the same, or fewer number of modes with high signalto-noise ratio, as can be seen in figure 1. The value of  $\hat{\ell}$  is different for different map sizes.

Table 1 and figure 2 shows the computational time required to compute the WF with the neural network, in seconds, calculated with CPU. For  $56 \times 56$ , it takes 1 seconds, and for  $512 \times 512$ , it takes less than a minute.

Table 1: Time CNN [sec]

| l                | 56   | 128  | 256   | 512   |
|------------------|------|------|-------|-------|
| î                | 1.06 | 7.01 | 41.9  | 54.9  |
| $\hat{l}_{low}$  | 1.11 | 5.71 | 43.11 | 58.49 |
| $\hat{l}_{high}$ | 1.07 | 6.51 | 41.93 | 59.52 |

On the other hand, Table 2 and and figure 3 shows the computational time for computing the WF with the traditional method CG, in seconds, also with CPU. In the case of  $56 \times 56$  it takes 1.5 seconds, but rapidly increases, and from  $128 \times 128$  on, it significantly exceeds the computational time required by the neural network for calculating the WF. It takes 2 hours for  $256 \times 256$ and some days for  $512 \times 512$ . It can be seen from figure 3 that it takes more time to compute the WF with CG in the case of lower noise level corresponding to the

<sup>\*</sup>https://github.com/moritzmunchmeyer/wienernet



Figure 2: Computational time required to compute the WF with the neural network scaled with the number of pixels.



Figure 3: Computational time required to compute the WF with the CG scaled with the number of pixels.

scale  $l_{high}$  because the signal spectrum is predominant over noise as can be seen in figure 1, making the exact WF slower. This effect is not appreciated in the case of performing the WF with the neural network as can be seen in figure 2 where the computing time is almost the same in the three noise levels.

Table 2: Time CG [sec]

| l                | 56   | 128  | 256  | 512     |
|------------------|------|------|------|---------|
| î                | 1.76 | 27.4 | 1570 | 759600  |
| $\hat{l}_{low}$  | 1.11 | 10.5 | 384  | 73500   |
| $\hat{l}_{high}$ | 1.77 | 45.6 | 4909 | 1682100 |

Finally, we studied the efficiency of the neural network in the case of an inhomogeneous noise model. To this end, we simulate maps of  $512 \times 512$  number of pixels with angular size  $20^{\circ} \times 20^{\circ}$  and use a realistic noise model taken from the Planck maps Planck Collabora-



Figure 4: Map variance extracted from Planck. The axes indicate the pixel number, while the value of the variance for each pixel is color-coded as indicated in the color bar.

tion et al. (2020). In particular, we use the variance map from the 143 GHz frequency channel, that we extract from the Planck Legacy Archive<sup>\*\*</sup> as it can be seen in figure 4. In this case, it was necessary to change the original architecture of the neural network, to include the noise variance map. For inhomogeneous noise, the improvement in the time performance is very large. Indeed, the time for computing the WF with the neural network is equal to 81.77 sec and the time for computing the WF with the CG method is 13617.88 sec.

# 5. Conclusions

In this work, we have shown that the WienerNet neural network is able to successfully compute the WF of CMB temperature maps and the results are in agreement with the results of computing the WF with the exact method. The computational cost of making the WF with the CG method largely exceeds the computational cost of the neural network, showing that the neural network is more efficient to perform the WF with different noise properties. This neural network can be used in the pipeline of the CMB data analysis.

Acknowledgements: CGS and MBC acknowledge funding from CONICET (PIP-2876), and Universidad Nacional de La Plata (G11-157 and G11-175), Argentina.

#### References

- Chollet F., 2017, Deep Learning with Python, Manning Publications, New York, NY
- Dodelson S., 2003, Modern Cosmology, Academic Press, Elsevier Science
- Münchmeyer M., Smith K.M., 2019, arXiv e-prints, arXiv:1905.05846

Planck Collaboration, et al., 2020, A&A, 641, A3

Selig M., et al., 2013, aap, 554, A26

Zaroubi S., et al., 1995, ApJ, 449, 446

\*\*http://pla.esac.esa.int/pla/#maps

# Caracterizando la galaxia enana CGCG014-074

C.G. Escudero<sup>1,2</sup>, N. Guevara<sup>1</sup> & F.R. Faifer<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>2</sup> Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

Contacto / cgescudero@fcaglp.unlp.edu.ar

**Resumen** / Se presentan aquí los resultados obtenidos del análisis fotométrico y espectroscópico realizado sobre la galaxia enana lenticular CGCG014-074. El estudio de la distribución de brillo superficial de la galaxia revela variaciones significativas de diferentes parámetros isofotales posiblemente como consecuencia de un evento de interacción en el pasado. Por su parte, el estudio espectroscópico revela la presencia de, al menos, dos poblaciones estelares diferentes, una población vieja de edad  $8 \times 10^9$  años y metalicidad [Z/H] = -1.4 dex, y una población más joven de edad  $\sim 3 \times 10^9$  años, y metalicidad [Z/H] = -0.2 dex. Estas características indicarían una interacción de CGCG014-074 con la galaxia lenticular compañera NGC 4546.

**Abstract** / The results obtained from the photometric and spectroscopic analysis carried out on the lenticular dwarf galaxy CGCG014-074 are presented here. The study of the surface brightness distribution of the galaxy reveals significant variations of different isophothal parameters, possibly as a consequence of an interaction event in the past. On the other hand, the spectroscopic study reveals the presence of at least two different stellar populations, an old population of  $8 \times 10^9$  years and metallicity [Z/H] = -1.4 dex, and a younger population of age  $\sim 3 \times 10^9$  years, and metallicity [Z/H] = -0.2 dex. These features would indicate an interaction of CGCG014-074 with the companion lenticular galaxy NGC4546.

Keywords / galaxies: dwarf — galaxies: star formation — galaxies: stellar content

# 1. Introducción

De acuerdo con la teoría jerárquica de formación y evolución de las estructuras a gran escala del Universo, las galaxias enanas serían los componentes básicos de las galaxias brillantes que se observan hoy en día. Diversos estudios observacionales a gran escala encuentran que las galaxias enanas de tipo temprano (dE, dS0) representan la población de galaxias numericamente dominante en ambientes de alta densidad como son cúmulos y grupos de galaxias (ver Ferguson & Binggeli, 1994; Lisker et al., 2007). Esta característica apoyaría la idea que su origen y evolución resulta principalmente como consecuencia de mecanismos relacionados con el medio ambiente en que se ubican más que por eventos de fusión o acreción (Lisker et al., 2009; Geha et al., 2012; Paudel & Ree, 2014). Por ello, resulta necesario estudiar aquellas galaxias enanas que se encuentran en entornos de baja densidad como son los grupos pobres y el campo, a fin de determinar los posibles mecanismos que han actuado sobre ellas. Se propone analizar entonces a la galaxia enana dS0 CGCG014-074 ubicada en un ambiente muy poco denso, y a una distancia proyectada de 22 kpc respecto a la galaxia lenticular NGC 4546 ( $M_V = -20.18$ mag; Escudero et al., 2020). Este pequeño grupo resulta un caso excepcional para estudiar el probable origen y evolución de CGCG014-074 en este tipo de ambientes, así como su posible vinculación genética con su compañera NGC 4546. La Figura 1 muestra la ubicación de CGCG014-074 y NGC 4546, mientras que la Tabla 1 lista algunas características de ambas galaxias.

#### 2. Datos

En este trabajo se utilizaron datos fotométricos y espectroscópicos obtenidos mediante el espectrógrafo multiobjeto de Gemini (GMOS\*, por sus siglas en inglés), instalado en el telescopio Gemini Sur (Cerro Pachón, Chile). Los datos fotométricos (Gemini ID: GS-2014A-Q-30) obtenidos mediante el modo imagen de GMOS, se componen de 4 exposiciones de 100 segundos en los filtros g', r', i', y 4 exposiciones de 290 segundos en el filtro z'. En este caso, los datos fueron tomados utilizando un binning de 2×2. Por su parte, los datos espectroscópicos (Gemini ID: GS-2020A-Q-130) obtenidos utilizando el modo ranura larga de GMOS, se componen de 9 exposiciones de 1540 segundos considerando la red B1200, ranura de 1 segundo de arco y binning de  $2 \times 2$ . Para corregir los gaps entre los CCDs en el proceso de reducción, los datos se observaron en tres longitudes de onda centrales diferentes, 530, 540 y 550 nm. Dicha ranura se orientó a lo largo del semieje mayor de la galaxia enana.

## 3. Análisis Fotométrico

Se analizó la distribución de luz de CGCG014-074 en los cuatros filtros fotométricos, a fin de obtener los perfiles de brillo superficial de la galaxia, y también obtener información de sus diferentes estructuras fotométricas. Para ello, se utilizó la tarea ELLIPSE (Jedrzejewski, 1987) del software IRAF. Previamente a la ejecución de dicha tarea, se enmascararon los objetos puntuales y extendi-

<sup>\*</sup>http://www.gemini.edu/instrumentation/gmos



Figura 1: Imagen color del grupo NGC 4546 obtenida del relevamiento Legacy (https://www.legacysurvey.org/; Legacy Surveys / D. Lang (Perimeter Institute)). En la misma se observa la posición de la galaxia enana dS0 CGCG014-074 y la galaxia lenticular NGC 4546.

| Tabla 1: Propiedades de CGCG014-074 y NGC 4546 obtenidas de la literatura. De acuerdo al módulo de distancia adopta            | ado  |
|--|------|
| para el grupo $(m-M)_0=30.73\pm0.14$ (14.0±0.9 Mpc) se obtiene una escala espacial de 1 seg. de arco = 67 pc. Reference        | ias: |
| [1] base de datos extragaláctica NASA/IPAC; [2] Paturel et al. (2005); [3] Colless et al. (2003); [4] Cappellari et al. (2013) | 11); |
| [5] Cappellari et al. (2013); [6] Tully et al. (2013).   |      |

| Propiedad     | CGCG014-074        | $\operatorname{NGC}4546$ | unidades      | Referencias |
|---------------|--------------------|--------------------------|---------------|-------------|
| $\alpha$      | 12:35:50.95        | 12:35:29.5               | h:m:s (J2000) | [1]         |
| $\delta$      | -03:45:58.5        | -03:47:35.5              | d:m:s (J2000) | [1]         |
| Type          | dS0 edge-on        | $SB0^{-}(s)$             | _             | [1]         |
| $I_T^0$       | $14.17 {\pm} 0.15$ | $9.33 {\pm} 0.36$        | mag           | [2]         |
| $V_{hel}$     | $998 \pm 54$       | $1057 \pm 5$             | $\rm km/s$    | [3,4]       |
| $R_{\rm eff}$ | —                  | 22.23                    | seg. de arco  | [5]         |
| $(m - M)_0$   | —                  | $30.73 {\pm} 0.14$       | mag           | [6]         |
| Dist.         | _                  | $14.0 {\pm} 0.9$         | Mpc           | [6]         |

dos del campo para evitar cualquier contribución de luz por parte de los mismos. Durante el proceso de ajuste, se dejaron que varíen libremente los parámetros isofotales como el centro, elipticidad ( $\epsilon$ ) y ángulo de posición (AP) de las elipses ajustadas. La Figura 2 presenta la variación de los parámetros isofotales ( $\epsilon$ , AP, y el coeficiente de Fourier  $B_4$ ) en función del radio galactocéntrico equivalente para el filtro g'. También en dicha figura se muestra el perfil de brillo superficial del mismo filtro. El coeficiente  $B_4$  nos brinda información de la forma de la isofota ajustada, en donde  $B_4 > 0$  indica isofotas tipo disco y  $B_4 < 0$  isofotas tipo caja.

## 4. Análisis Espectroscópico

Se determinó la cinemática (velocidad radial y dispersión de velocidades) y los parámetros de poblaciones estelares (edad y metalicidad [Z/H]) de CGCG014-074, en diferentes regiones a lo largo de su semieje mayor. Esto se realizó mediante la técnica de ajuste espectral completo utilizando el código pPXF (Cappellari & Emsellem, 2004; Cappellari, 2017), junto con la librería de modelos MILES (Vazdekis et al., 2015). Dichos modelos cubren edades desde  $0.03 \times 10^9$  a  $14 \times 10^9$  años, metalicidades -2.27 < [Z/H] < 0.4 dex, y valores de abundancias de elementos  $\alpha$  entorno a la vecindad solar (modelos baseFe). En este trabajo presentamos únicamente los valores y ajustes obtenidos para la región central de CGCG014-074. La velocidad radial y dispersión de velocidad obtenida para dicha región fue de  $1002\pm7$  km/seg y 15 km/seg, respectivamente. Este valor de velocidad radial se encuentra en buen acuerdo con el obtenido en la literatura (998±54 km/seg; Colless et al., 2003). La Figura 3 muestra las poblaciones estelares (edad y [Z/H]) pesadas en masa obtenidas por pPXF. Como se observa en la misma, si bien la región central está dominada por una población de  $8 \times 10^9$  años y [Z/H] = -1.4 dex, también se observa una población pesada en masa menos significativa de  $\sim 3 \times 10^9$  años y de mayor metalicidad ([Z/H] = -0.2 dex).



Figura 2: Parámetros isofotales (elipticidad, ángulo de posición,  $B_4$ ) y perfil de brillo superficial obtenidos para el filtro g' en función del radio equivalente.



Figura 3: Historia de formación estelar de la región central de CGCG014-074 obtenida utilizando pPXF. Las diferentes regiones en escala de grises indican las poblaciones estelares pesadas en masa.

## 5. Comentarios Finales

El análisis fotométrico realizado sobre la galaxia enana CGCG014-074, muestra variaciones significativas en algunos parámetros isofotales, tales como elipticidad y ángulo de posición. Además, el coeficiente de Fourier  $B_4$  presenta un cambio de signo, pasando de valores po-

sitivos a negativos a partir de  $r_{eq} \sim 0.3$  minutos de arco (~1.2 kpc). La presencia de isofotas tipo caja (B<sub>4</sub> < 0) generalmente se encuentran asociadas a posibles eventos de interacciones y/o fusiones (Kormendy & Bender, 1996).

Por su parte, el análisis espectroscópico realizado a lo largo del semieje mayor de CGCG014-074 mediante la técnica de ajuste espectral completo, reveló la presencia dominante de una población estelar pesada en masa de edad  $8 \times 10^9$  años y metalicidad [Z/H] = -1.4 dex. Estos valores resultan similares a los obtenidos en otras galaxias enanas de tipo temprano (Bouchard et al., 2010; Chilingarian, 2009). Sin embargo, en este análisis surge también la presencia de una población pesada en masa menos significativa, cuya edad resulta mas jóven ( $\sim 3 \times 10^9$  años), y con una metalicidad mayor ([Z/H] = -0.2 dex) respecto a la población dominante.

Todas estas características presentadas aquí sobre la galaxia dS0 CGCG014-074, sugieren que la misma ha experimentado alguna interacción en un pasado reciente, probablemente con su compañera cercana y masiva NGC 4546.

Agradecimientos: Este trabajo fue realizado gracias al aporte del Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, y de la Universidad Nacional de La Plata (Argentina). El relevamiento de imágenes DESI Legacy consisten en tres proyectos individuales y complementarios: el relevamiento Legacy de cámara de energía oscura (DECaLS), el relevamiento del cielo de Beijing-Arizona (BASS) y el relevamiento Legacy de banda z de Mayall (MzLS). DECaLS, BASS y MzLS incluyen datos obtenidos del telescopio Blanco, Observatorio Interamericano Cerro Tololo, NOIRLab de NSF; el telescopio Bok, Observatorio Steward, Universidad de Arizona; y el telescopio Mayall, Observatorio Nacional Kitt Peak, NOIRLab.

#### Referencias

Bouchard A., et al., 2010, A&A, 513, A54 Cappellari M., 2017, MNRAS, 466, 798 Cappellari M., Emsellem E., 2004, PASP, 116, 138 Cappellari M., et al., 2011, MNRAS, 413, 813 Cappellari M., et al., 2013, MNRAS, 432, 1709 Chilingarian I.V., 2009, MNRAS, 394, 1229 Colless M., et al., 2003, arXiv e-prints, astro-ph/0306581 Escudero C.G., et al., 2020, MNRAS, 493, 2253 Ferguson H.C., Binggeli B., 1994, A&A Rv, 6, 67 Geha M., et al., 2012, ApJ, 757, 85 Jedrzejewski R.I., 1987, MNRAS, 226, 747 Kormendy J., Bender R., 1996, ApJL, 464, L119 Lisker T., et al., 2007, ApJ, 660, 1186 Lisker T., et al., 2009, ApJL, 706, L124 Paturel G., et al., 2005, A&A, 430, 751 Paudel S., Ree C.H., 2014, ApJL, 796, L14 Tully R.B., et al., 2013, AJ, 146, 86 Vazdekis A., et al., 2015, MNRAS, 449, 1177

# Scaling relations for globular cluster systems. Preliminary results for properties up to the effective radius

J.P. Caso<sup>1,2</sup>, A.I. Ennis<sup>3,4</sup>, B.J. De Bórtoli<sup>1,2</sup> & L.P. Bassino<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>2</sup> Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

<sup>3</sup> Waterloo Centre for Astrophysics, University of Waterloo, Canada

<sup>4</sup> Perimeter Institute for Theoretical Physics, Waterloo, Canada

Contact / jpcaso@fcaglp.unlp.edu.ar

**Resumen** / La interpretación de las relaciones de escala entre los sistemas de cúmulos globulares (SCG) y sus galaxias anfitrionas es relevante para develar los procesos físicos que rigieron su evolución. Hemos derivado los perfiles radiales de los SCG para un conjunto de galaxias masivas de tipo temprano que, junto a aquellas analizadas en nuestros trabajos previos, constituye una muestra homogénea, que abarca desde galaxias enanas hasta galaxias centrales de cúmulos. En esta constribución presentamos resultados preliminares del análisis de las propiedades de la región interna de los SCG.

**Abstract** / The analysis of the scaling relations between globular cluster systems (GCSs) and their host galaxies is relevant for our knowledge of the physical processes that ruled their evolution. We have calculated the radial profile of the GCS for a sample of massive early-type galaxies that, together with those presented in our previous articles, constitute a homogeneous sample, spanning from dwarfs to central galaxies in clusters. In this contribution we present preliminary results of the analysis of properties in the inner region of GCSs.

Keywords / galaxies: star clusters: general — galaxies: elliptical and lenticular, cD — galaxies: clusters: general

## 1. Introduction

Globular clusters (GCs) are considered as the massive end in the mass function of stellar clusters. Most of them were formed  $8 - 10 \,\text{Gyrs}$  ago (e.g. Usher et al., 2019; Fahrion et al., 2020), at the maximum peak of star formation (Madau & Dickinson, 2014). The extreme environmental conditions that lead to their origin might also favour their disruption during the first Gyr after cluster formation(Li & Gnedin, 2019). In this scenario, merger episodes played a key role to redistribute them to the halo of the host galaxy (Kruijssen, 2015). Then, the build-up of globular cluster systems (GCSs) is tightly related to the merging history of their host galaxies (e.g. Kruijssen et al., 2019; Choksi & Gnedin, 2019). This is particularly relevant for bright early-type galaxies (ETGs), whose GCSs are the result of a two-phase process, with the *in-situ* population being enriched by GCs from accreted satellites (e.g. Forbes et al., 2011; Caso et al., 2017; El-Badry et al., 2019).

Hence, the fact that GCSs observed in the nearby Universe are conformed by the remaining objects of massive starburst episodes should not be overlooked, and many properties of GCs as well as their scaling relations at z = 0 should be interpreted in this context (e.g. Mieske et al., 2014; Rossi et al., 2016; Choksi & Gnedin, 2019). In this sense, literature results show that the average half-light radius of GCs seems to correlate with galactocentric distances ( $r_{\rm gal}$ , Jordán et al. 2005), and the turn-over magnitude of the GC luminosity function (GCLF) in massive cluster galaxies becomes

fainter for larger values of  $r_{\rm gal}$  (Harris et al., 2014). Both of these relations can be interpreted as evidence of the greater influence of tidal interactions in the disruption of GCS towards intergalactic medium. Although the inner regions of massive galaxies constitute a test bench for GC disruption, there are only few results about the inner part of the GCSs radial distribution in the literature (e.g. Brockamp et al., 2014; Capuzzo-Dolcetta & Mastrobuono-Battisti, 2009).

In this article we present preliminary results of the analysis of the inner GCS radial profile for a sample of massive and nearby ETGs. They complement our previous studies about scaling relations in ETGs, Caso et al. (2019) and De Bórtoli et al. (2022), hereafter Paper I and II, respectively, with the aim of contributing to the understanding of the processes that rule the evolution of GCSs and their host galaxies.

#### 2. Observations and reduction

The data set consists of observations for a sample of nine galaxies from Virgo (programme 9401 Côté et al., 2004) and Fornax (programme 10217, Jordán et al., 2007) clusters, carried out with the ACS Wide Field Camera, mounted at the Hubble Space Telescope, and available at the Mikulski Archive for Space Telescopes<sup>\*</sup> (MAST). The filters are F475 and F850, widely used to select and analyse GC candidates.

<sup>\*</sup>https://archive.stsci.edu/



Figure 1: Completeness as a function of  $z_0$  for M 87. The completeness curves were calculated in different ranges of galactocentric distance  $(r_{\text{gal}})$ . The vertical line at  $z_0 = 24 \text{ mag}$  indicates the assumed magnitude limit.

#### 2.1. Photometry

The tasks ELLIPSE and BMODEL within IRAF are used to model the smoothed brightness distribution of the galaxy, which is subtracted to the original image. The detection of sources is performed with SOURCEEXTRACTOR (Bertin & Arnouts, 1996), using the same selection parameters as in Paper I. The aperture photometry for the point-sources is performed by means of DAOPHOT within IRAF, with an aperture radius of 5 px. Aperture corrections are calculated for each filter, from bright and relatively isolated point-sources.

# 2.2. Calibration, extinction correction and GC candidates selection

The instrumental magnitudes (F475, F850) are calibrated following the expressions from Sirianni et al. (2005), corresponding to magnitudes in g and z bands, respectively. Corrections for Galactic extinction are obtained from Schlafly & Finkbeiner (2011). Finally, GC candidates are chosen by their colour, fulfilling  $0.6 < (g - z)_0 < 1.7$ , a typical range for extragalactic GCs (see Paper I and references therein).

#### 2.3. Completeness analysis

The photometric completeness for each galaxy is obtained by adding artificial stars to the images in both bands. Typically, 50 artificial stars are added per image, spanning the colour range of GCs and  $20 < z_0 < 25.5$ , and the process is repeated to achieve a final sample of 120 000 artificial stars. The photometry is performed in the same manner as in the science fields. The recovered artificial stars are used to build completeness curves in several ranges of  $r_{\rm gal}$  (see Fig 1). The magnitude limit is chosen at  $z_0 = 24$  mag, based on the drop in completeness for fainter objects.



Figure 2: Radial profile for GC candidates, centred on M 87, split in three different magnitude ranges. The solid curves represent modified Hubble profiles, fitted to the data.

#### 3. Results

#### 3.1. Radial distribution

The radial profiles of the GC candidates around the galaxies in our sample are obtained from concentric circular rings. At each bin, the corresponding completeness curve is used to correct the density. Several functions are used in the literature to fit radial profiles, including power-law and Sérsic profiles (Sersic, 1968). In this case, we choose the modified Hubble profile (Binney & Tremaine, 1987) which behaves as a power-law for large  $r_{\rm gal}$ , and presents a central core that allows us to quantify the depletion of GCs in the inner regions of the galaxies. Considering the limited field-of-view of the HST/ACS images, and the typical extension of the GCSs in massive galaxies, the exponent of the profile is obtained from large scale studies from the literature, and only the scale radius of the core  $(r_{0,GCS})$  and the central density are fitted.

Besides, in the most populated GCSs the GCs are separated into brightness intervals, and their radial profiles are fitted in the same manner as for the entire sample. For instance, Fig. 2 presents the radial profiles for three magnitude ranges of the GCS associated to M 87. The radial profile corresponding to the faintest range presents a larger scale radius,  $r_{0,GCS}$ . This behaviour is in agreement with the GC erosion being driven by tidal disruption, which affects low-mass GCs more severely, rather than dynamical friction.

#### 3.2. Comparison with properties of the host galaxy

The left panel in Fig. 3 shows the ratio between  $r_{0,GCS}$ and the effective radius of the host galaxy,  $r_{\rm eff,gal}$ , as a function of the stellar mass of the galaxy,  $M_{\star}$ . The latter is obtained from the K magnitude of the galaxies available in NASA/IPAC Extragalactic Database<sup>\*\*</sup>, and the mass-to-light ratios (M/L) derived by Bell et al. (2003). The red filled circles correspond to the galaxies analysed in this work, and the blue open ones represent the intermediate-mass galaxies from Papers I and II. In the vast majority of cases, the ratios range from 0.5 to

<sup>\*\*</sup>https://ned.ipac.caltech.edu/classic/
Caso et al.



Figure 3: Left panel: ratio between the scale radius of the GCS,  $r_{0,GCS}$ , and the effective radius of the host galaxy,  $r_{eff,gal}$ , as a function of the stellar mass of the galaxy,  $M_{\star}$ . The red filled circles correspond to the galaxies analysed in this work, and the blue open ones represent the intermediate-mass galaxies from Papers I and II. The dashed line is only for comparison purposes. Right panel:  $r_{0,GCS}$  as a function of the central velocity dispersion of the host galaxy,  $(\sigma_0)$ , symbols follow the same coding than the previous panel.

1.5, suggesting that both quantities are proportional. Although for massive galaxies ratios below one might prevail, the trend seems to span over two orders of magnitude in stellar mass. This implies a coeval evolution of the radial distribution for the GCS and the galaxy population, which is in agreement with the prediction from Brockamp et al. (2014).

The right panel presents the parameter  $r_{0,GCS}$  as a function of the central velocity dispersion of the host galaxy ( $\sigma_0$ ). The symbols follow the same coding as the previous panel. For GCSs in galaxies with  $\sigma_0$  between 50 and 150 km s<sup>-1</sup> (corresponding to intermediate-mass galaxies), the scale radius of the core does not vary significantly with  $\sigma_0$ , but it increases for larger values of  $\sigma_0$ (i.e., massive galaxies). Considering that  $\sigma_0$  can be assumed as invariant to environmental processes (Spindler & Wake, 2017), the behaviour for massive galaxies could be related to the profusion of accretions and mergers in these galaxies, and their influence in redistributing GCs to the halo.

### 4. Summary

In this work we presented preliminary results of the analysis of radial profiles of GCSs associated with a sample of nearby massive galaxies. From the radial distribution of GCSs, the scale radius of the modified Hubble profile seems to increase for fainter GCs, suggesting a larger disruption towards lower masses. If no restriction on the brightness of the GCs is assumed, this parameter correlates with the effective radius of the host galaxy but presents a more complex behaviour as a function of its central velocity dispersion. Both of these relations denote a coeval evolution between the GCS and the underlying stellar population of the galaxy. Our results also suggest the relevance of tidal disruption in eroding the inner GCS, and past mergers to redistribute GCs to the halo. Further analysis on a larger sample is needed to confirm our results.

#### References

- Bell E.F., et al., 2003, ApJS, 149, 289
- Bertin E., Arnouts S., 1996, A&AS, 117, 393
- Binney J., Tremaine S., 1987, Galactic dynamics
- Brockamp M., et al., 2014, MNRAS, 441, 150
- Capuzzo-Dolcetta R., Mastrobuono-Battisti A., 2009, A&A, 507, 183
- Caso J.P., Bassino L.P., Gómez M., 2017, MNRAS, 470, 3227
- Caso J.P., et al., 2019, MNRAS, 488, 4504
- Choksi N., Gnedin O.Y., 2019, MNRAS, 488, 5409
- Côté P., et al., 2004, ApJS, 153, 223
- De Bórtoli B.J., et al., 2022, MNRAS, 510, 5725
- El-Badry K., et al., 2019, MNRAS, 482, 4528
- Fahrion K., et al., 2020, A&A, 637, A27
- Forbes D.A., et al., 2011, MNRAS, 413, 2943
- Harris W.E., et al., 2014, ApJ, 797, 128
- Jordán A., et al., 2005, ApJ, 634, 1002
- Jordán A., et al., 2007, ApJS, 169, 213
- Kruijssen J.M.D., 2015, MNRAS, 454, 1658
- Kruijssen J.M.D., et al., 2019, MNRAS, 486, 3180
- Li H., Gnedin O.Y., 2019, MNRAS, 486, 4030
- Madau P., Dickinson M., 2014, ARA&A, 52, 415
- Mieske S., Küpper A.H., Brockamp M., 2014, A&A, 565, L6
- Rossi L.J., Bekki K., Hurley J.R., 2016, MNRAS, 462, 2861
- Schlafly E.F., Finkbeiner D.P., 2011, ApJ, 737, 103
- Sersic J.L., 1968, Atlas de Galaxias Australes
- Sirianni M., et al., 2005, PASP, 117, 1049
- Spindler A., Wake D., 2017, MNRAS, 468, 333
- Usher C., et al., 2019, MNRAS, 490, 491

### Evolución de la actividad nuclear de galaxias centrales en cúmulos de galaxias simulados

M.B. Pereyra<sup>1</sup> & C. Ragone-Figueroa<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación, UNC, Argentina

<sup>2</sup> Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina

<sup>3</sup> Osservatorio Astronomico di Trieste, INAF, Italia

Contacto / mariana.pereyra.722@mi.unc.edu.ar

**Resumen** / En el presente trabajo se estudia la evolución de la actividad nuclear (AGN) en las galaxias más brillantes de cúmulos de galaxias (BCGs) explotando un conjunto de simulaciones hidrodinámicas de cúmulos de galaxias con modelado de acreción y *feedback* de agujeros negros supermasivos (SMBH). A diferencia de lo que sucede en las observaciones para galaxias de campo, nuestros resultados preliminares sugieren un desfasaje entre el pico de la evolución de la tasa de acreción de los SMBHs y la historia de formación estelar de las BCGs que los contienen. Con respecto a la conexión entre la tasa de formación estelar (SFR) y la actividad nuclear, a lo largo de la evolución estelar. Sin embargo, también es posible encontrar instantes en los que ninguna correlación es clara. Atribuimos este resultado, en parte, a las diferentes escalas temporales y espaciales involucradas en los procesos de acreción y formación estelar.

**Abstract** / In this work, we study the evolution of active galactic nuclei (AGN) in the brightest cluster galaxies (BCGs) by exploiting a suite of hydro-dynamical simulations with modeling of super-massive black hole (SMBH) accretion and feedback. At variance with observational works based on field galaxies, our preliminary results suggest the existence of a delay in the peak of the SMBH accretion rate evolution with respect to the peak in the star formation history of the galaxies. Regarding the connection between star formation rate (SFR) and nuclear activity, it is possible to detect snapshots during the evolution of the simulated BCG sample in which SFR and SMBH accretion rates are correlated. Nevertheless, it can also be envisaged periods in which no correlation is evident. We ascribe this fact to the different time and spatial scales involved in the accretion and star formation processes.

Keywords / galaxies: nuclei — galaxy: clusters, cD — galaxies: evolution — hydrodynamics

### 1. Introducción

En el modelo de Universo actual los Núcleos Galácticos Activos (AGN), son el producto de la acreción de agujeros negros supermasivos (SMBH), que habitan en los centros de las galaxias. En términos generales se puede decir que las galaxias con AGN son galaxias que poseen en sus centros una región muy compacta, del orden de miliparsec, desde donde se emiten cantidades enormes de energía.

La inclusión del *feedback* de núcleos activos de galaxias en los modelos de formación de galaxias es un ingrediente fundamental para poder obtener galaxias con masas comparables a las observadas. En particular, en simulaciones hidrodinámicas la masa de las galaxias más brillantes de los cúmulos de galaxias (BCG) se ve aumentada en un orden de magnitud si no se considera un modelado de *feedback* de AGN (Ragone-Figueroa et al., 2013). Sin embargo, los resultados observacionales sobre el efecto que el AGN tiene en la formación estelar de la galaxia que lo hospeda no son concluyentes. Dependiendo del trabajo, se encuentran SFRs de muestras de galaxias AGN comparables, mayores o menores que las de muestras control de galaxias sin AGN (ver Mulcahey et al. (2022) y sus citas).

En este trabajo se estudia la evolución de la actividad AGN, asociada a la tasa de acreción del agujero negro supermasivo y su impacto en la formación estelar en BCGs simuladas.

### 2. Galaxias simuladas

Las simulaciones utilizadas en este trabajo fueron presentadas en Ragone-Figueroa et al. (2018). Las mismas fueron corridas con el código GADGET3, el cual es una versión modificada del código público GADGET2 Springel (2005) para incluir recetas que tratan la física bariónica que ocurre a resoluciones mayores a las alcanzadas por la simulación (física *sub-grid*). La muestra consiste de 29 BCGs obtenidas de re-simulaciones hidrodinámicas de cúmulos de galaxias. Los cúmulos fueron extraídos de una caja cosmológica con sólo gravedad de 1 Gpc h<sup>-1</sup> de lado, 24 de ellos con masas M<sub>200</sub> > 10<sup>15</sup>  $M_{\odot}$  h<sup>-1</sup>, y luego resimulados con mejor resolución espacial y de masa incluyendo hidrodinámica y física *subgrid* (enfriamiento radiativo, formación estelar, enriquecimiento químico, *feedback* de supernovas, crecimiento de SMBHs y *feedback* de AGN). Las resoluciones involuc<br/>radas son: materia oscura y gas = 5.6 kpc h^{-1}; Estrellas y BH<br/>s = 3.0 kpc h^{-1}. Mientras que las masas de las partículas: DM =  $8.47 \times 10^8 M_{\odot}$  h^{-1}; Gas =  $1.53 \times 10^8 M_{\odot}$  h^{-1}.

Finalmente, para estudiar la evolución de las propiedades de interés en este trabajo, identificamos cada BCG a  $z\sim0$  y buscamos su progenitora principal hacia atrás en el tiempo.

#### 2.1. Modelado de los SMBH

En las simulaciones utilizadas, los SMBH se modelaron utilizando partículas no colisionales. Estas partículas sólo están sujetas a interacciones gravitacionales con otras partículas. La siembra de un SMBH, es decir, su aparición dentro de una galaxia, se realiza cuando el halo de la galaxia ha adquirido un mínimo de masa (~10<sup>11</sup>  $M_{\odot}$  h<sup>-1</sup>).

#### 2.2. Modelado de la acreción de los SMBHs

A partir de la aparición de un SMBH en la galaxia, este empieza a crecer por acreción del gas del medio circundante o bien por fusiones con otros SMBHs. En la simulación, la acreción de gas en el BH ( $\dot{M}_{BH}$ ) se determina como el mínimo entre la tasa de acreción de Bondi  $\alpha$ -modificada Bondi (1952) y el límite de Eddington,

$$\dot{M}_{Bondi,\alpha} = \alpha \frac{4\pi G^2 M_{BH}^2 \rho}{(c_s^2 + \nu_{BH}^2)^{3/2}} \tag{1}$$

$$\dot{M}_{Edd} = 4\pi \frac{Gm_p}{c\sigma_T} \frac{M_{BH}}{\epsilon_r} \tag{2}$$

donde,  $m_p$ : masa de protón,  $\sigma_T$ : sección eficaz de Thompson, c: velocidad de la luz,  $M_{BH}$ : masa del SMBH, G: constante de gravitación,  $\nu_{BH}$ : velocidad relativa entre el SMBH y el gas,  $\rho$ : densidad del gas,  $c_s$ : velocidad del sonido en el gas circundante al SMBH,  $\epsilon_r$ : fracción de masa acretada que se convierte en energia y  $\alpha$  es un factor igual a 10 o 100 dependiendo de si el gas que se acreta es caliente o frío respectivamente, siendo T= 5 × 10<sup>5</sup> K el límite entre las dos fases.

La ecuación 1, describe la acreción de un objeto en el medio interestelar. La ecuación 2, asegura que la presión de radiación producida no revierta el flujo de gas.

### 3. Resultados

# 3.1. Evolución temporal de SFR y $\dot{M}_{BH}$ de la muestra global de galaxias

La Fig. 1 muestra la evolución de la mediana de la tasa de acreción del SMBH  $(\dot{M}_{BH})$  y de la tasa de formación estelar (SFR) en azul y rojo respectivamente \*. La tasa

de acreción típica de los agujeros negros comienza a crecer hasta alcanzar un pico alrededor de 9 Gyr ( $z\sim1.4$ ). Por su parte, la SFR alcanza un pico más rápidamente alrededor de 11.8 Gyr ( $z\sim3.2$ ). Luego de sus respectivos picos ambas tasas decrecen mostrando un aumento en la dispersión de sus valores. En el caso de la mediana de la SFR se observa una oscilación en los últimos 4 Gyr que no parece estar correlacionada con el comportamiento de ( $\dot{M}_{BH}$ ) en ese lapso de tiempo.

Puesto que la formación estelar y el crecimiento del SMBH usan el mismo combustible -el gas- podría esperarse que estas dos cantidades estén relacionadas. De hecho, las observaciones muestran que la densidad de formación estelar (SF) y la densidad de tasa de acreción de SMBHs como función del tiempo poseen un pico que coincide alrededor de  $z\sim2$  (LBtime ~10 Gyr), por ej. Aird et al. (2015).

Sin embargo, en este trabajo el pico encontrado para la tasa de formación estelar de las galaxias progenitoras de las BCGs simuladas, sucede antes que el pico de la SF cósmica. Probablemente debido a que las progenitoras de estas galaxias BCGs se encuentran en regiones de alta densidad, donde el colapso y la formación estelar comienzan antes que en las demás regiones del Universo.



Figura 1: Evolución de las medianas de la tasa de acreción de los SMBHs (línea roja) y de la tasa de formación estelar (línea azul) en función del *Lookback Time*. Las sombras de colores correspondientes a cada línea representan los cuartiles  $0.25 \ge 0.75$ .

Al contrario de lo encontrado en observaciones para muestras generales de galaxias, en la Fig. 1 se puede ver que en nuestras simulaciones existe un desfasaje de 2.5 Gyr entre los picos de la SFR y la  $\dot{M}_{BH}$  de las galaxias progenitoras de BCGs. Este desfasaje puede estar siendo enmascarado en las observaciones debido a que tanto la historia de la SF cósmica como la densidad de la tasa de acreción de los SMBHs son construidas teniendo en cuenta muestras de objetos de diferentes masas no dominadas por galaxias masivas y mucho menos por progenitoras de BCGs de cúmulos que a z = 0 tienen masas mayores a  $10^{15} M_{\odot}$ , como es el caso de los cúmulos simulados en este trabajo.

El retraso del máximo de acreción del SMBH con

<sup>\*</sup>Los puntos correspondientes a las medianas de las tasas de acreción y formación estelar fueron suavizados usando la función savgol\_filter de scipy. Esta función implementa un algoritmo de suavizado basado en el filtro planteado por Savitzky & Golay (1964), el cual permite reducir el ruido y resaltar tendencias subyacentes en los datos.

respecto al máximo de la SFR en las simulaciones se encuentra en acuerdo con el modelo de Granato et al. (2004). En este modelo, la acreción del SMBH y la formación estelar comienzan simultáneamente hasta que el SMBH, el cual crece bajo el Límite de Eddington, alcanza una masa suficiente para realizar un *feedback* capaz de suprimir la formación estelar. En este momento la SFR alcanza su máximo y comenzará a descender mientras que la acreción del SMBH continúa debido a que se asume que el *feedback* no afecta al reservorio de gas disponible para la acreción. El motivo del desfasaje en las simulaciones utilizadas en este trabajo es tema de futuros estudios.

### 3.2. Correlación SFR vs $\dot{M}_{BH}$

En la subsección anterior estudiamos la evolución temporal de las medianas de la SFR y la  $\dot{M}_{BH}$  para la muestra completa de galaxias simuladas, encontrando que no existe una correlación evidente entre estas cantidades medias. Sin embargo, al estudiar individualmente la evolución de cada galaxia podemos observar períodos en los que ambas cantidades crecen juntas, períodos en los que no se observa ninguna conexión entre ellas y también períodos en los que no se insinua ninguna correlación. Una posible causa de este comportamiento puede atribuirse a que las escalas espaciales y temporales involucradas en los procesos de formación estelar, acreción y feedback del AGN son distintas.

La Fig. 2 muestra para diferentes instantes la relación entre la tasa de formación estelar normalizada a la masa estelar de la galaxia (sSFR) y la tasa de acreción  $\dot{M}_{BH}$  normalizada a  $\dot{M}_{Edd}$ . Recorriendo los paneles de izquierda a derecha y de arriba hacia abajo se encuentran salidas de la simulación cada vez más tardías. Puede observarse una correlación fuerte a tiempos tempranos (el coeficiente de correlación  $\mathbb{R}^2$  se encuentra evidenciado en cada panel) que parece debilitarse a medida que se consideran instantes más tardíos, siendo la excepción el panel 6, en donde se obtiene un valor de  $\mathbb{R}^2$  más grande que en los paneles 4 y 5 \*\*.

Es relevante mencionar que los procesos involucrados son complejos, interactúan entre ellos y suceden en escalas temporales y espaciales diferentes (tiempo y escala de la formación estelar y el ciclo de actividad del AGN). Por lo tanto, es probable que el juego entre estas variables sea el responsable de que observacionalmente se encuentren resultados confirmando o poniendo en duda una conección entre la actividad AGN y la formación estelar para muestras de galaxias generales.

### 4. Conclusiones

Haciendo uso de simulaciones hidrodinámicas de cúmulos de galaxias estudiamos la evolución temporal de la mediana de la tasa de formación estelar de sus galaxias BCGs y la tasa de acreción de los SMBH que habitan en ellas. A diferencia de lo que sucede cuando se considera la población general de galaxias, para las galaxias BCGs los picos de estas dos tasas se encuentran desfasados, sugiriendo que no existe una correlación entre ellas. Sin embargo, estudiando la correlación SFR vs  $\dot{M}_{BH}$  a diferentes salidas de las simulaciones, es posible encontrar instantes o períodos en los que la SFR de las progenitoras de las galaxias centrales guarda relación con la tasa de acreción de los SMBH. Esta relación es evidente a tiempos tempranos, mientras que se debilita o se pierde hacia *redshift* cero.



Figura 2: sSFR en función de la tasa de acreción normalizada a la tasa de acreción de Eddington de las galaxias BCGs simuladas para diferentes *redshifts*. La línea a trazos gris representa un ajuste lineal siendo  $R^2$  el coeficiente de correlación. El sombreado representa un intervalo de confianza del 90 %.

### Referencias

- Aird J., et al., 2015, MNRAS, 451, 1892
- Bondi H., 1952, MNRAS, 112, 195
- Granato G.L., et al., 2004, ApJ, 600, 580
- Mulcahey C.R., et al., 2022, A&A, 665, A144
- Ragone-Figueroa C., et al., 2013, MNRAS, 436, 1750
- Ragone-Figueroa C., et al., 2018, MNRAS, 479, 1125
- Savitzky A., Golay M.J.E., 1964, Analytical Chemistry, 36, 1627
- Springel V., 2005, MNRAS, 364, 1105

<sup>&</sup>lt;sup>\*\*</sup>La ocurrencia de SFR=0,  $\dot{M}_{BH}$ =0 ó SMBHs aún no creados puede modificar el número de puntos en la figura.

### Análisis de métodos observacionales de detección de subestructura mediante simulaciones

J.P.  $Caso^{1,2}$ 

<sup>1</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>2</sup> Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

<sup>3</sup> Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

Contacto / jpcaso@fcaglp.unlp.edu.ar

**Resumen** / La existencia de subestructura en los cúmulos de galaxias cercanos tiene implicaciones en el estado dinámico de estos, y a partir de allí en nuestra interpretación de los mecanismos astrofísicos que los rigen. Por esto, es necesario contrastar los resultados observacionales de detección de subestructura en cúmulos de galaxias del Universo local, con aquellos surgidos de aplicar métodos análogos en simulaciones numéricas. En esta contribución se presentan resultados preliminares del estudio de tres métodos observacionales de determinación de subestructura.

**Abstract** / The existence of substructure in nearby galaxy clusters has implications in their dynamical state, and subsequently in our understanding of the astrophysical processes that rule them. On account of this, it is necessary to corroborate the observational results of substructure detection in clusters of galaxies from the Local Universe, with those emerging from numerical simulations. In this work are presented preliminary results from the analysis of three observational methods for substructure detection.

Keywords / galaxies: clusters: general — galaxies: distances and redshifts — galaxies: halos

### 1. Introducción

El ambiente en que las galaxias residen afecta su historia evolutiva, siendo el mejor ejemplo de esto la influencia del mismo en la proporción de galaxias de tipo temprano (GTT, e.g. McNaught-Roberts et al., 2014). Pero la influencia del ambiente no se detiene allí, pues diversos trabajos apuntan a diferencias en los caminos evolutivos de GTT en ambientes de baja densidad, lo cual se refleja en sus propiedades a z = 0 (e.g Tal et al., 2009; Lacerna et al., 2016), así como propiedades disímiles entre galaxias centrales y satélites en cúmulos de galaxias (Spindler & Wake, 2017; Cora et al., 2018), e incluso entre galaxias pertenecientes a cúmulos en diferentes estados dinámicos (Roberts & Parker, 2017; Costa et al., 2018; Nascimento et al., 2019). Debido a esto, una correcta caracterización del entorno es relevante para alcanzar una mejor comprensión de los procesos astrofísicos que moldean las galaxias del Universo Local.

En trabajos observacionales, la detección de subestructura depende de múltiples factores relacionados con la recolección y posterior análisis de los datos, como los métodos usados, la profundidad fotométrica del relevamiento, o la fracción de galaxias con velocidades radiales medidas(e.g. Hou et al., 2009), pero también de propiedades astrofísicas, como la masa total de los cúmulos estudiados, o el rango de *redshift* cosmológico (e.g. Roberts & Parker, 2019). En función de estas características, la fracción de cúmulos de galaxias con subestructura significativa puede diferir entre menos de 20 % y más del 80 % (Girardi et al., 1997; Wing & Blanton, 2013). La comparación de los distintos métodos existentes mediante catálogos de galaxias simulados, pone en relieve la sensibilidad de los mismos para detectar subestructuras existentes, pero también su propensión a generar falsos positivos (Yu et al., 2015).

En Caso & Vega-Martínez (2019) hemos analizado el método de percolación para identificar grupos y cúmulos, planteando posibles restricciones tendientes a disminuir el grado de contaminación. En la presente contribución se presentan resultados preliminares del análisis de tres métodos de detección de subestructura, con el objetivo de identificar sus fortalezas y debilidades.

### 2. La muestra

Para generar la muestra de cúmulos de galaxias simulados se utiliza la simulación cosmológica de materia oscura MDPL2, perteneciente al proyecto Multidark (Klypin et al., 2016) y disponible públicamente en la página del proyecto<sup>\*</sup>. El catálogo de halos corresponde al generado por el código ROCKSTAR (Behroozi et al., 2013) para la instantánea correspondiente a z = 0. Para cada halo se extraen su posición, velocidad, masa virial y clasficación (i.e., halo principal, o subhalo asociado a otro más masivo). Se utiliza la masa virial para establecer un corte inferior en  $10^{11} M_{\odot}$ . Se supone que cada subhalo alberga una galaxia satélite, en tanto que las galaxias centrales residen en halos principales. Puesto que el objetivo es generar muestras similares al Universo Local, se dividió el volumen de la simulación en cubos de  $100 \, h^{-1} \, Mpc$  de lado, teniendo cuidado de no generar biases en los bor-

<sup>\*</sup>https://www.cosmosim.org/

Análisis de métodos de detección de subestructura



Figura 1: Distribución de los estadísticos  $\Delta$  (panel izquierdo, Dressler & Shectman, 1988) y  $\kappa$  (panel derecho, Colless & Dunn, 1996). Los símbolos representan tres rangos de halos principales, separados de acuerdo a la cantidad de subhalos, que se asume en este caso como un proxy de la masa total del sistema.

des. Para evitar el cálculo de proyecciones, el análisis es restringido a los planos resultantes de las coordenadas cartesianas. Las distancias en la línea de la visual son usadas para calcular las velocidades de recesión, suponiendo  $H_0 = 67.77 \,\mathrm{km \, s^{-1} \, Mpc^{-1}}$ , y las mismas se suman a las velocidades propias de cada halo.

### 2.1. Asignación de magnitudes

Puesto que se supone que cada halo alberga una única galaxia, se asigna a éstos luminosidades en el filtro K, a partir de un método HOD (Vale & Ostriker, 2006; Conroy et al., 2006), sin diferenciar entre galaxias satélites y centrales. Se utiliza la función de luminosidad de Schechter (Schechter, 1976) en magnitudes, proponiendo los parámetros ajustados por Kochanek et al. (2001) a partir del relevamiento 2MASS. Se toma como punto de partida la magnitud absoluta de NGC 4889, la galaxia más brillante del cúmulo de Coma,  $M_K = -26.5$ .

### 2.2. Incertezas en medición de velocidades en la línea de la visual

Para incluir incertezas en las mediciones de velocidades radiales, se tuvieron en cuenta los errores medios y sus desvíos como función de la magnitud aparente K, calculados a partir del catálogo del 2MASS Redshift Survey (Huchra et al., 2012). De este modo, y en función de la magnitud aparente de la galaxia que alberga, se añadió un error aleatorio a la velocidad de recesión en la línea de la visual de cada halo, usando los mencionados errores medios y dispersiones como parámetros de una distribución Gaussiana. Para mayor información sobre los procedimientos descriptos en esta Sección puede consultarse Caso & Vega-Martínez (2019).

### 3. Los métodos

Se trabaja con tres métodos ampliamente utilizados por la comunidad. Los dos primeros son métodos de vecinos cercanos, y se valen de información 3D, i.e. posición proyectada y velocidad en la línea de la visual, para evaluar apartamientos en la distribución de velocidades. El método  $\Delta$  (Dressler & Shectman, 1988) tiene en cuenta variaciones locales de la velocidad media y la dispersión, calculadas a partir de los *n* vecinos más próximos, respecto a los parámetros globales del cúmulo. Si bien el método fue originalmente planteado con un valor fijo de n = 10, trabajos recientes han adoptado una escala variable, igual a la raíz cuadrada de la cantidad de miembros del sistema (e.g. Aguerri & Sánchez-Janssen, 2010; Foëx et al., 2017). Para cada miembro del sistema se estima su desviación respecto a los parámetros globales, a partir de la expresión:

$$\delta_i = \left\{ \frac{\sqrt{N_{\text{tot}}} + 1}{\sigma_{\text{tot}}} \left[ (\bar{v}_i - \bar{v}_{\text{tot}})^2 + (\sigma_i - \sigma_{\text{tot}})^2 \right] \right\}^{\frac{1}{2}} (1)$$

donde  $\bar{v}_i$  y  $\sigma_i$  representan la velocidad media y la dispersión de velocidades calculadas mediante los  $\sqrt{N_{\text{tot}}}$ vecinos más próximos, en tanto que  $\bar{v}_{\text{tot}}$  y  $\sigma_{\text{tot}}$  son los parámetros obtenidos a partir de la totalidad de los miembros del sistema. El estadístico resultante para el sistema es  $\Delta = \sum \delta_i$ .

El método  $\kappa$  (Colless & Dunn, 1996) supone que la distribución de velocidades en la línea de la visual podría no ser adecuadamente descripta por sus dos primeros momentos, por lo que utiliza la probabilidad resultante de una distribución Kolmogorov-Smirnov para dos muestras. Dichas muestras están conformadas por los  $\sqrt{N_{\rm tot}}$  vecinos más próximos a cada objeto, y por la población completa del sistema. La probabilidad obtenida en cada caso,  $P_{\rm KS,i}$ , contribuye al estadístico del sistema, según la expresión  $\kappa = \sum -\log(P_{\rm KS,i})$ . Para ambos tests, la significancia estadística del resultado se estima a partir de muestras simuladas, en las que las velocidades radiales medidas para las galaxias se intercambian aleatoriamente.

El tercer método tiene en cuenta la distribución proyectada de las galaxias para generar un mapa de densidad suavizado. Siguiendo el procedimiento descripto en Armitage et al. (2018), se representó cada galaxia con una Gaussiana de dispersión 200 kpc, y se ajustó un perfil de King en coordenadas elípticas. Luego se obtienen los residuos, respecto al mapa suavizado, y se calcula su peso relativo respecto al ajuste, generando el estadístico  $\Delta_{dens}$ , que resulta en un proxy de la fracción de galaxias involucradas en la subestructura.



Figura 2: Distribución del estadístico  $\Delta_{dens}$ , correspondiente al tercer método. Los símbolos representan tres rangos de halos principales descriptos previamente.

#### 4. Resultados

Para evitar problemas relacionados con estadística de bajos números, se limita el estudio a halos principales que contengan al menos 10 subhalos (i.e.,  $N_{\rm gal} > 10$ ), puesto que sistemas con menos miembros pueden conducir a resultados poco confiables (e.g. Hou et al., 2012). Además, con el objetivo de analizar posibles variaciones en sistemas con distinta riqueza, se divide la muestra en tres intervalos, que corresponden a halos principales con  $10 < N_{\rm gal} < 25, 25 \le N_{\rm gal} < 100, y N_{\rm gal} \ge 100$ . Los halos principales en estos rangos presentan valores medios de masas viriales de  $3 \times 10^{13} M_{\odot}, 10^{14} M_{\odot}$  y  $10^{15} M_{\odot}$ , respectivamente, y se asemejan a las masas estimadas para los cúmulos de Fornax (Drinkwater et al., 2001; Schuberth et al., 2010), Virgo (Côté et al., 2003; Rines & Diaferio, 2006; Simionescu et al., 2017) y Coma (Kubo et al., 2007).

La Figura 1 muestra la distribución de estadísticos para los métodos  $\Delta$  y  $\kappa$ , separando los halos principales según los rangos previamente indicados. La presencia de subestructura significativa aparentaría ser más frecuente conforme se incrementa la cantidad de subhalos en el sistema. Si planteamos niveles de confianza superiores a 0.9, similar a otros trabajos de la literatura, entonces el  $15\,\%$  de los halos principales con  $10 < N_{\rm gal} < 25$  presentan subestructura significativa según los test<br/>s $\Delta$ y $\kappa,$ este valor crece a 26-29% para halos con  $25 \le N_{\rm gal} < 100$ , y llega a 65-70% en halos con  $N_{\rm gal} \ge 100$ . Otro parámetro que podemos determinar es la fracción de subhalos que pertenecen a las subestructuras. Para esto, consideramos aquellos subhalos en los que  $\delta_i$ , en el caso del test

 $\Delta$ , o  $P_{\text{KS},i}$ , en el caso del test  $\kappa$ , sean mayores que el valor correspondiente al percentil 90 entre aquellos obtenidos a partir de las muestras simuladas. Para halos principales con subestructura significativa, la media de la fracción de subhalos asociados a las mismas presenta una dispersión considerable, con valores medios que varían de 0.40 para halos principales con 10 <  $N_{\rm gal}$  < 25, a 0.25 para halos con  $N_{\text{gal}} \ge 100$ , en el caso del test  $\Delta$ . El test $\kappa$ arroja fracciones sensiblemente menores, que pocas veces superan 0.20.

El último método proporciona la fracción de subhalos que contribuyen a la existencia de subestructura. Con respecto a los métodos anteriores, los resultados son menos concluyentes (ver Figura 2). Un test K-S arroja un estadístico D = 0.37, y por ende un valor de probabilidad de $\approx 20\,\%,$ que no permite establecer diferencias significativas entre las distribuciones para halos con  $10 < N_{\rm gal} < 25$ y con $25 < N_{\rm gal} < 100.$  Mismo resultado se obtiene al comparar la distribución de estos últimos con la de aquellos halos con  $N_{\rm gal} \geq$  100, en tanto que el test K-S sí resulta en un rechazo al 95 % de confianza cuando se comparan las distribuciones correspondientes a ambos extremos,  $10 < N_{\rm gal} < 25$  y  $N_{\rm gal} \geq 100.$ 

Estos resultados son preliminares, y se requiere mejorar el análisis para los tres métodos.

### Referencias

- Aguerri J.A.L., Sánchez-Janssen R., 2010, A&A, 521, A28
- Armitage T.J., et al., 2018, MNRAS, 474, 3746
- Behroozi P.S., Wechsler R.H., Wu H.Y., 2013, ApJ, 762, 109
- Caso J.P., Vega-Martínez C.A., 2019, MNRAS, 489, 4875
- Colless M., Dunn A.M., 1996, ApJ, 458, 435
- Conroy C., Wechsler R., Kravtsov A., 2006, ApJ, 647, 201
- Cora S.A., et al., 2018, MNRAS, 479, 2
- Costa A.P., Ribeiro A.L.B., de Carvalho R.R., 2018, MN-RAS, 473, L31
- Côté P., et al., 2003, ApJ, 591, 850
- Dressler A., Shectman S.A., 1988, AJ, 95, 985
- Drinkwater M., Gregg M., Colless M., 2001, ApJL, 548, L139
- Foëx G., Böhringer H., Chon G., 2017, A&A, 606, A122
- Girardi M., et al., 1997, ApJ, 482, 41
- Hou A., et al., 2009, ApJ, 702, 1199
- Hou A., et al., 2012, MNRAS, 421, 3594
- Huchra J.P., et al., 2012, ApJS, 199, 26
- Klypin A., et al., 2016, MNRAS, 457, 4340
- Kochanek C.S., et al., 2001, ApJ, 560, 566
- Kubo J.M., et al., 2007, ApJ, 671, 1466
- Lacerna I., et al., 2016, A&A, 588, A79
- McNaught-Roberts T., et al., 2014, MNRAS, 445, 2125
- Nascimento R.S., et al., 2019, MNRAS, 483, L121
- Rines K., Diaferio A., 2006, AJ, 132, 1275
- Roberts I.D., Parker L.C., 2017, MNRAS, 467, 3268
- Roberts I.D., Parker L.C., 2019, MNRAS, 490, 773
- Schechter P., 1976, ApJ, 203, 297
- Schuberth Y., et al., 2010, A&A, 513, A52 Simionescu A., et al., 2017, MNRAS, 469, 1476
- Spindler A., Wake D., 2017, MNRAS, 468, 333
- Tal T., et al., 2009, AJ, 138, 1417
- Vale A., Ostriker J.P., 2006, MNRAS, 371, 1173
- Wing J.D., Blanton E.L., 2013, ApJ, 767, 102
- Yu H., et al., 2015, ApJ, 810, 37

## La galaxia peculiar lenticular NGC 2911 y su sistema de cúmulos globulares

B.J. De Bórtoli<sup>1,2,3</sup>, J.P.  $Caso^{1,2,3}$  & L.P.  $Bassino^{1,2,3}$ 

<sup>1</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>2</sup> Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

<sup>3</sup> Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

Contacto / brudebo.444@gmail.com

**Resumen** / Se presentan resultados preliminares del primer análisis del sistema de cúmulos globulares de la galaxia S0 peculiar NGC 2911, que presenta un prominente camino de polvo y plumas en su distribución de brillo superficial. Se encontró una distribución de color de los cúmulos globulares (CG) trimodal, con los clásicos CG "pobres" y "ricos" en metales (i.e. azules y rojos, respectivamente) sumados a una población de color intermedio. Se observa en la distribución espacial que mientras que la subpoblación azul presenta una distribución extendida, las subpoblaciones intermedia y roja están más concentradas hacia el centro de la galaxia.

**Abstract** / We present preliminary results of the first analysis of the globular cluster system of the peculiar S0 galaxy NGC2911, a galaxy with a prominent dust lane and plumes in the surface brightness distribution. The color distribution of the globular clusters (GCs) show a trimodal distribution with the clasic "poor" and "rich" GCs (i.e. blue and red, respectively), plus an intermediate color subpopulation. The spatial distribution shows that while the blue subpopulation present an extended distribution, the intermediate and red subpopulations are more concentrated towards the center of the galaxy.

Keywords / galaxies: star clusters: general — galaxies: elliptical and lenticular, cD — galaxies: evolution

### 1. Introducción

Los cúmulos globulares (CG) son en su mayoría objetos antiguos (por ej. Hansen et al., 2013; Tonini, 2013) por lo que brindan valiosa información sobre las primeras fases de formación de sus galaxias anfitrionas y, dado su brillo intrínseco y estructura compacta pueden observarse incluso a más de 100 Mpc (Alatalo et al., 2013; Harris, 2016; Harris et al., 2017). À pesar de que se demostró la presencia de poblaciones estelares múltiples en estos sistemas estelares (por ej. Gratton et al., 2012), los CG son la mejor aproximación a una población estelar simple. Además, los sistemas de cúmulos globulares (SCG) de galaxias de tipo temprano (GTT) masivas suelen contener poblaciones de miles de CG, que se asumen como consecuencia de una historia con numerosas fusiones (por ej. Bassino et al., 2008; Durrell et al., 2014; Oldham & Auger, 2016; Caso et al., 2017).

NGC 2911 es una galaxia peculiar lenticular brillante, ubicada en AR = 09h 33m 46.1s y  $\delta = 10^{\circ} 09' 08.8''$ (J 2000.0), que muestra un camino de polvo y plumas que subyacen bajo la componente suave en su distribución de brillo superficial. Se trata de una galaxia clasificada como SA0(s):pec que pertenece a un grupo de 6 miembros (LGG 177 Garcia, 1993). Esta galaxia se encuentra a una distancia de  $d \approx 51Mpc$ , según una estimación realizada con el plano fundamental (Saulder et al., 2016). Asumiendo esta distancia tiene una magnitud visual absoluta  $M_V \approx -22.2$  mag, lo que indica que se trata de una galaxia masiva. A pesar de su alto brillo intrínseco, no existen hasta el momento estudios



Figura 1: Configuración del campo observado con GMOS-N  $(5.5 \times 5.5 \text{ arcmin})$ . El Norte está arriba, el Este a la izquierda. Imagen tomada del relevamiento DSS, en el filtro V.

de su SCG.

La presencia de un camino de polvo en una galaxia de este tipo puede ser un indicio de que la misma ha sufrido un evento de fusión o acreción reciente, ya que las fuentes internas no son suficientes para explicar esa cantidad de polvo en las GTT (Patil et al., 2007; Finkelman et al., 2012).



Figura 2: Diagramas color-color para los objetos puntuales seleccionados. Las líneas continuas indican los límites en color empleados para seleccionar los candidatos a CG.

### 2. Observaciones y fotometría

Se obtuvieron imágenes con el instrumento GMOS-N de GEMINI (programa GN-2018A-Q-129 obtenido con tiempo argentino), en las bandas g' (12×770 seg), r' (6×480 seg) e i' (6×420 seg), en noches con calidad fotométrica. En la Fig. 1 se presenta la configuración del campo observado.

Para calcular la contaminación por estrellas de la Vía Láctea y galaxias de fondo se empleó un campo de control de GEMINI (GN-2001B-SV-67) que posee una latitud galáctica similar en valor absoluto a la de NGC 2911 y fue observado en los mismos filtros. Es por esto que se espera que represente adecuadamente el nivel de contaminación de la galaxia.

Para procesar, combinar y registrar las imágenes se utilizaron tareas de los paquetes GMOS y DAOPHOT de IRAF, obteniendo una imagen final para cada filtro. En cada una de ellas se aplicó un filtrado para borrar en la mayor medida posible la componente suave de brillo de la galaxia.

Luego se corrió el software SOURCEEXTRACTOR (Bertin & Arnouts, 1996), que brinda un parámetro llamado CLASS\_STAR (índice de estelaridad) a partir del cual se puede discriminar las fuentes extendidas de las puntuales. Se realizó un primer catálogo de fuentes puntuales, seleccionando aquellos objetos que cumplen CLASS\_STAR > 0.4.

Por último, se realizó la fotometría PSF y se derivó un nuevo catálogo de fuentes puntuales a partir de los parámetros estadísticos que brinda esta tarea ( $\chi^2$  y *sharpness*). Las magnitudes fueron calibradas al sistema estándar y corregidas por enrojecimiento.

### 3. Resultados

### 3.1. Selección de candidatos a CG

Se seleccionaron los candidatos a CG siguiendo criterios de magnitud y color. Se estableció como límite débil de magnitud  $i'_0 \sim 25$  mag para garantizar una completitud adecuada. Por otro lado, se calculó un límite brillante de magnitud que permite limpiar la muestra de candidatas a enanas ultra compactas. Para esto se adoptó como límite la magnitud  $M_I$  obtenida por Mieske et al. (2006) ( $M_I = -12$  mag) y se usaron ecuaciones de trans-



Figura 3: Distribución de color de los candidatos a CG de la galaxia NGC 2911. Las líneas de trazos y sólidas muestran un histograma suavizado y las Gaussianas ajustadas por el test de GMM, respectivamente.

formación y la distancia adoptada, resultando un valor de  $i'_0 = 21.8 \text{ mag.}$ 

La Fig. 2 muestra los diagramas color-color,  $(r'-i')_0$ contra  $(g'-i')_0$  y  $(g'-r')_0$  contra  $(g'-i')_0$  para las fuentes puntuales seleccionadas. Se identifican secuencias bien definidas delimitadas con líneas sólidas que muestran los límites de color utilizados. Se consideraron candidatos a CG a aquellas fuentes en los rangos de color  $0.4 < (g'-i')_0 < 1.5, -0.1 < (r'-i')_0 < 0.7$  y  $0.3 < (g'-r')_0 < 1$  (por ej. Caso et al., 2015; Ennis et al., 2019; De Bórtoli et al., 2020).

#### 3.2. Distribución de color

Se presenta en la Fig. 3 la distribución de color  $(g' - i')_0$  para los candidatos a CG, con un bin de 0.06 mag. La línea de trazos muestra un histograma suavizado, realizado con un *kernel* Gaussiano de  $0.5\sigma$ . Las líneas sólidas representan las Gaussianas ajustadas utilizando el test GMM (Muratov & Gnedin, 2010).

Teniendo en cuenta estos ajustes, podría deducirse que además de las subpoblaciones "azul" y "roja" tradicionales, se encuentra una población "intermedia". Se obtienen colores medios  $(g-i)_0' \approx 0.75, (g-i)_0' \approx 1.00$  y  $(g-i)_0' \approx 1.15$  para las subpoblaciones azul, intermedia y roja, respectivamente.

## 3.3. Distribución espacial de las subpoblaciones de CG

La Fig. 4 muestra la distribución espacial proyectada de los candidatos a CG. Las poblaciones azul, intermedia y roja se muestran en los *paneles izquierdo*, *intermedio y derecho*, respectivamente. Los límites empleados fueron De Bórtoli et al.



Figura 4: Distribución espacial proyectada para las subpoblaciones azul (panel izquierdo), intermedia (panel intermedio) y roja (panel derecho). Las distintas curvas muestran contornos de igual densidad numérica proyectada, con colores más oscuros hacia densidades más altas y viceversa. Los números muestran el valor de densidad respecto al máximo. El centro de la galaxia se marca con una cruz.

 $(g-i)'_0 \approx 0.95 \text{ y} (g-i)'_0 \approx 1.1.$ 

Se presenta la ubicación de los candidatos a CG de cada una de estas subpoblaciones con puntos y una distribución suavizada, con colores más oscuros hacia densidades más altas, v viceversa. Las curvas muestran contornos de densidad numérica constante con valores que indican la densidad respecto al máximo.

Se observa que la subpoblación azul presenta una distribución extendida mientras que las subpoblaciones roja e intermedia están más concentradas hacia el centro de NGC 2911. Los contornos de la población intermedia son elípticos y están orientados con una dirección similar a la de las isofotas de la galaxia.

#### 4. **Resumen y conclusiones**

En este trabajo se presenta el primer estudio fotométrico del SCG de la galaxia NGC 2911, una galaxia lenticular peculiar intrínsecamente brillante ubicada en un entorno de baja densidad. Usando imágenes de GEMINI/GMOS en los filtros g', r' e i', se investigaron las distribuciones de color y espacial de su SCG. Se obtuvieron las siguientes conclusiones:

- La distribución de color de los CG es trimodal, presentando una subpoblación azul, una intermedia y una roja con medias de color  $(g' - i')_0 \approx 0.75$ ,  $(g' - i')_0 \approx 1.00$  y  $(g' - i')_0 \approx 1.15$ .
- La subpoblación azul presenta una distribución espacial extendida, mientras que las subpoblaciones intermedia y roja están más concentradas hacia el centro de la galaxia. Los contornos de densidad constan-

te de la subpoblación intermedia tienen una forma similar a las isofotas de la galaxia.

Agradecimientos: Este trabajo ha sido financiado por el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina, Agencia Nacional de Promoción Científica y Tecnológica, y Universidad Nacional de La Plata, Argentina. Este trabajo fue realizado con tiempo argentino del telescopio GEMINI.

### Referencias

- Alatalo K., et al., 2013, MNRAS, 432, 1796
- Bassino L.P., Richtler T., Dirsch B., 2008, MNRAS, 386, 1145
- Bertin E., Arnouts S., 1996, A&AS, 117, 393
- Caso J.P., Bassino L.P., Gómez M., 2015, MNRAS, 453, 4421
- Caso J.P., Bassino L.P., Gómez M., 2017, MNRAS, 470, 3227
- De Bórtoli B.J., et al., 2020, MNRAS, 492, 4313
- Durrell P.R., et al., 2014, ApJ, 794, 103
- Ennis A.I., et al., 2019, MNRAS, 488, 770
- Finkelman I., et al., 2012, MNRAS, 422, 1384
- Garcia A.M., 1993, A&AS, 100, 47
- Gratton R.G., Carretta E., Bragaglia A., 2012, A&A Rv, 20, 50
- Hansen B.M.S., et al., 2013, Nature, 500, 51
- Harris W.E., 2016, AJ, 151, 102
- Harris W.E., Blakeslee J.P., Harris G.L.H., 2017, ApJ, 836, 67
- Mieske S., et al., 2006, AJ, 131, 2442
- Muratov A.L., Gnedin O.Y., 2010, ApJ, 718, 1266 Oldham L.J., Auger M.W., 2016, MNRAS, 455, 820
- Patil M.K., et al., 2007, A&A, 461, 103
- Saulder C., et al., 2016, A&A, 596, A14
- Tonini C., 2013, ApJ, 762, 39

### Galaxias anilladas en distintos ambientes de densidad local

J. Fernandez<sup>1,2</sup>, S. Alonso<sup>1,2</sup>, V. Mesa<sup>3,4,5</sup> & M. Roca<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Departamento de Geofísica y Astronomía, Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, UNSJ, Argentina

<sup>2</sup> Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

<sup>3</sup> Instituto de Investigación Multidisciplinar en Ciencia y Tecnología, Universidad de La Serena, Chile

<sup>4</sup> Association of Universities for Research in Astronomy (AURA)

<sup>5</sup> Grupo de Astrofísica Extragaláctica-IANIGLA, CONICET, UNCuyo, Argentina

Contacto / fernandezmjulia@unsj-cuim.edu.ar

**Resumen** / Presentamos un análisis de las propiedades de las galaxias espirales con estructura anillada que habitan en diferentes entornos de densidad local. Para ello, utilizamos un catálogo de galaxias anilladas en un rango de redshift 0.01 < z < 0.1, magnitud g < 16.0, relación de semiejes b/a > 0.5 e índice de concentración C < 2.8. Comparamos galaxias anilladas con una muestra control adecuada de galaxias sin anillos con distribuciones de z, luminosidad, morfología y densidades locales similares a las de las galaxias anilladas. Se realizó un análisis detallado del efecto del entorno local sobre las propiedades de las galaxias anilladas, teniendo en cuenta el estudio de la tasa de formación de estrellas, población estelar y metalicidad respecto a las galaxias de la muestra control. Encontramos que las galaxias anilladas tienden a habitar ambientes de densidad local media/alta y que dichos ambientes influyen en las diferentes propiedades de estas galaxias.

**Abstract** / We present an analysis of the properties of spiral galaxies with ring structures inhabiting different local density environments. For this purpose, we use a catalog of ringed galaxies in a redshift range 0.01 < z < 0.1, magnitude g < 16.0, axial ratio b/a > 0.5 and concentration index C < 2.8. We compare ringed galaxies with a suitable control sample of galaxies without rings with similar distributions of z, luminosity, morphology, and local densities. A detailed analysis of the effect of the local environment on the properties of the ringed galaxies was carried out, taking into account the study of the star formation rate, stellar population and metallicity with respect to the galaxies in the control sample. We found that ringed galaxies tend to inhabit environments of medium/high local density, and that such environments influence the different properties of these galaxies.

Keywords / galaxies: general — galaxies: structure — galaxies: statistics

### 1. Introducción

Los anillos resonantes o normales constituyen la mayoría de las galaxias anillo observables. Las principales resonancias ligadas a estas galaxias producen anillos nucleares (resonancia de Lindblad interna, ILR), anillos internos (asociados a la resonancia 4:1 interna, I4R) y anillos externos (asociados a la resonancia externa de Lindblad, OLR), aunque también los pseudoanillos y la combinación de anillos internos y externos se han considerado (Comerón et al., 2010; Buta, 2017) dentro de las anilladas resonantes (Buta, 2017; Fernandez et al., 2021).

En cuanto a la relación entre las galaxias anilladas y su entorno, autores como Elmegreen et al. (1992) encontraron que los anillos externos son menos frecuentes en galaxias barradas tempranas en un ambiente denso, a diferencia de los pseudoanillos externos cuya frecuencia aumenta en esas mismas condiciones. También observaron que en las galaxias tardías que no presentan barras, la frecuencia de pseudoanillos externos disminuye a medida que aumenta la densidad del entorno. Estos resultados sugieren que los anillos externos son una etapa evolutiva más avanzada que los pseudoanillos externos y que la presencia de una galaxia compañera influye en los anillos externos de algunas galaxias tempranas barradas, destruyéndolos o convirtiéndolos en pseudoanillos externos (Elmegreen et al., 1992).

Este trabajo está estructurado como sigue. La sección 2 describe la base de datos de nuestro catálogo, las muestras utilizadas, así como los criterios de selección de la muestra control. En la sección 3 estudiamos las propiedades de los diferentes tipos de galaxias anilladas con respecto a las no anilladas en diferentes ambientes de densidad local. Finalmente, la sección 4 resume nuestras principales conclusiones. La cosmología adoptada a lo largo de este documento es  $\Omega_m = 0.3$ ,  $\Omega_{\Lambda} = 0.7$  y  $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$ .

### 2. Muestras de galaxias

Para el presente trabajo se utilizó el catálogo de galaxias anilladas de Fernandez et al. (2021), el cual se obtuvo a partir del Sloan Digital Sky Survey (SDSS; York et al., 2000) Data Release 14 (DR14; Abolfathi et al., 2018), y cuenta con un total de 1868 galaxias. Se agruparon las galaxias anilladas en cuatro categorías basadas en la clasificación realizada por Fernandez et al. (2021), estas categorías incluyen: galaxias con anillo interno, galaxias con otro tipo de anillo (externo, nuclear, i+e y parciales), así como galaxias anilladas con y sin barra. Se construyó una muestra control, formada por galaxias que no presentaban estructuras anilladas con

| Densidad         | Baja | Media | Alta |
|------------------|------|-------|------|
| Anillo interno   | 25%  | 37%   | 38%  |
| Otros anillos    | 25%  | 40%   | 35%  |
| Anillo sin barra | 24%  | 43%   | 33%  |
| Anillo+barra     | 26%  | 36%   | 38%  |
| Galaxias control | 27%  | 38%   | 35%  |

Tabla 1: Porcentajes de los distintos tipos de galaxias anilladas y sin anillo en diferentes ambientes de densidad local.

similares distribuciones de *redshift*, magnitud absoluta en la banda r,  $M_r$  e índice de concentración C \*, siguiendo como modelo el trabajo de (Fernandez et al., 2021). Además, se tuvo en cuenta el parámetro de densidad ambiental  $\Sigma_5 = 5/[\pi r_5^2]$ . Este parámetro se define a partir de la distancia  $r_5$  que existe entre cada galaxia anillada y su quinto vecino más próximo, teniendo además en cuenta un límite en magnitud absoluta de  $M_r = -20$ . Para evitar efectos de proyección se adoptó un corte en la velocidad alrededor de cada galaxia del orden de  $\pm 1000 \text{ km s}^{-1}$  minimizando así el número de tales alineaciones. De acuerdo con los criterios establecidos se obtuvo una muestra control formada por galaxias espirales no anilladas con igual número de objetos que la muestra de galaxias con estructuras anilladas. Se utilizó la prueba de Kolmogorov-Smirnov (prueba K-S test) para testear la confiabilidad de la muestra obteniendo un valor de p > 0.05, por lo que no se puede rechazar la hipótesis de que las muestras provengan de la misma población.

### 3. Análisis

### 3.1. Análisis del ambiente de densidad local

La Fig. 1 muestra la distribución del parámetro de densidad  $Log(\Sigma_5)$  para las galaxias con anillo interno, otra clase de anillos y anilladas con y sin barra. Se observa que la mayoría de las galaxias anilladas caen en una franja de densidad media. Para confirmar esto, se usan los cortes propuestos por Sol Alonso et al. (2006) quien define tres clases de ambientes con respecto al  $Log(\Sigma_5)$ : baja densidad  $Log(\Sigma_5) < -0.57$ , densidad media  $-0.57 < Log(\Sigma_5) < 0.05$  y densidad alta  $Log(\Sigma_5) > 0.05$ . Se comprobó efectivamente que un  $38\,\%$  de las galaxias anilladas ca<br/>en en densidades medias a comparación de un 25% en densidades bajas y un 36 % en densidades altas. La tabla 1 nos muestra los porcentajes de galaxias anilladas con distintos tipos de anillos y como se distribuyen en diferentes entornos locales. Las que presentan anillo interno se ubican en su mayoría en altas densidades, mientras que las galaxias con otra clase de anillo en densidades medias. Por otra parte, las anilladas barradas tienden a ubicarse en más altas densidades que las sin barra y estas, a su vez, se ubican en densidades medias al igual que las galaxias de la muestra control.





Figura 1: Panel izquierdo: distribución del  $Log(\Sigma_5)$  para galaxias con anillo interno (línea magenta trazo corto), otra clase de anillos (línea azul en cadena) y galaxias control (línea negra trazo largo). Panel derecho: Distribución del  $Log(\Sigma_5)$ para la muestra de galaxias anilladas sin barra (línea magenta trazo corto), anilladas con barra (línea azul en cadena) y galaxias de la muestra control (línea negra trazo largo)

### 3.2. Análisis de las propiedades con respecto al $\Sigma_5$

En la presente sección se realiza un análisis de los valores medios para cinco bines con sus errores bootstrap asociados para: la actividad de formación estelar (*Star Formation Rate*, SFR, Brinchmann et al. (2004)), edad de la población de estrellas Dn(4000) (Balogh et al., 1999) y metalicidad 12 + Log(O/H) (Tremonti et al., 2004) respecto de la densidad local para las distintas clases de anilladas. Dichas propiedades fueron obtenidas del catálogo MPA/JHU1 \*\*

El panel superior de la Fig. 2 muestra el valor medio del  $Log(SFR/M_*)$  respecto al  $Log(\Sigma_5)$  para las distintas clases de galaxias anilladas y para la muestra control. Se observa que la SFR de las distintas muestras de galaxias consideradas disminuve a medida que aumenta la densidad local, siendo esta tendencia más marcada en las galaxias anilladas que en la muestra control. Se observa además, que las galaxias con anillo interno y anilladas con barras son las que presentan una formación estelar menos eficiente que sus contrapartes de galaxias (con otros tipos de anillos y sin barras), para los diferentes ambientes de densidad local. Los paneles medios de la Fig. 2 muestran la variación del parámetro Dn(4000)con la densidad local. Se observa que para las distintas muestras de galaxias anilladas consideradas se presentan altos valores del Dn(4000), lo que indica poblaciones estelares envejecidas que se encuentran preferentemente habitando regiones de alta densidad local. Se observa además que, para todo el rango del  $Log(\Sigma_5)$ , las galaxias con anillo interno y galaxias anilladas con barra tienen valores mayores de Dn(4000) respecto a las galaxias con otro tipo de anillo distinto a un único anillo interno y aquellas que presentan estructuras anilladas sin presencia de barras galácticas. Los paneles inferiores de la Fig. 2 muestran la relación entre 12 + Log(O/H) y el ambiente de densidad local para los casos antes mencionados. Se puede observar que, en general, la metalicidad tiene una tendencia a aumentar en entornos más poblados para las distintas muestras estudiadas en este trabajo, a excepción de las galaxias con anillo interno y anilladas con barra que presentan una leve disminución de su

<sup>\*\*</sup>https://wwwmpa.mpa-garching.mpg.de/SDSS/DR7/



Figura 2: Paneles superiores:  $\langle Log(SFR/M_*) \rangle$  vs  $Log(\Sigma_5)$ . Paneles medios:  $\langle Dn(4000) \rangle$  vs  $Log(\Sigma_5)$ . Paneles inferiores:  $\langle 12 + Log(O/H) \rangle$  vs  $Log(\Sigma_5)$ . Los paneles de la izquierda muestran: galaxias anilladas (línea roja continua), galaxias con anillo interno (línea magenta punteada), otros anillos (línea azul en cadena) y muestra control (línea negra a trazos). Los paneles de la derecha muestran: galaxias anilladas (línea roja continua), galaxias anilladas sin barra (línea magenta punteada), galaxias anilladas con barra (línea azul en cadena) y muestra control (línea negra a trazos).

metalicidad hacia altas densidades. Además, estas galaxias presentan metalicidades con valores más altos que los de las galaxias de la muestra control en los distintos ambientes de densidad local.

### 4. Conclusiones

Nuestro análisis de galaxias con estructura anillada en diferentes ambientes de densidad local revela que las mismas tienden a habitar ambientes de densidad local media y alta, siendo las galaxias con anillo interno y anilladas con barras las que se ubican en ambientes de mayor densidad.

Asimismo, este estudio muestra que las galaxias con anillo interno y anilladas barradas presentan menor eficiencia en formar nuevas generaciones de estrellas a medida que aumenta la densidad ambiental local. Este efecto se ve reflejado en la disminución de la tasa de formación estelar de las galaxias anilladas hacia ambientes de mayor densidad local, así como también en las poblaciones estelares envejecidas y altas metalicidades, respecto a su contraparte de galaxias espirales sin anillos de la muestra control.

Agradecimientos: Este trabajo fue parcialmente financiado por el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas y la Secretaría de Ciencia y Técnica de la Universidad Nacional de San Juan. V. M. También agradece el apoyo del proyecto Fondecyt N° 3190736.

### Referencias

Abolfathi B., et al., 2018, ApJS, 235, 42 Balogh M.L., et al., 1999, ApJ, 527, 54 Brinchmann J., et al., 2004, MNRAS, 351, 1151 Buta R.J., 2017, MNRAS, 471, 4027 Comerón S., et al., 2010, MNRAS, 402, 2462 Elmegreen D.M., et al., 1992, A&A, 257, 17 Fernandez J., et al., 2021, A&A, 653, A71 Sol Alonso M., et al., 2006, MNRAS, 367, 1029 Tremonti C.A., et al., 2004, ApJ, 613, 898 York D.G., et al., 2000, AJ, 120, 1579

# The globular cluster system of nearby spirals through multi-band imaging surveys: The case of M81

J.P. Caso<sup>1,2</sup>, A.I. Ennis<sup>3,4</sup>, B.J. De Bórtoli<sup>1,2</sup>, A.L. Chies-Santos<sup>5</sup>, R.S. de Souza<sup>6</sup>, M. Canossa<sup>5</sup>, P. Floriano<sup>5</sup>, E. Godoy<sup>5</sup>, P. Lopes<sup>5</sup>, N.L. Miranda<sup>5</sup> & C. Bonato<sup>5</sup>

<sup>1</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>2</sup> Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

<sup>3</sup> Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

<sup>4</sup> Waterloo Centre for Astrophysics, University of Waterloo, Canada

<sup>5</sup> Perimeter Institute for Theoretical Physics, Waterloo, Canada

<sup>6</sup> Instituto de Física, UFRGS, Brasil
 <sup>7</sup> Shanahai Astronomical Observatoru

<sup>7</sup> Shanghai Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, China

Contact / jpcaso@fcaglp.unlp.edu.ar

**Resumen** / El análisis de los sistemas de cúmulos globulares (SCG) asociados a galaxias espirales cercanas es útil para revelar su historia evolutiva, pero resulta desafiante debido a su gran extensión angular. En la presente contribución nos valemos del gran campo de visión del relevamiento Javalambre Photometric Local Universe Survey (J-PLUS) para encarar el estudio del SCG de la galaxia espiral M 81. Estimamos su extensión y población total, y analizamos su distribución de color.

**Abstract** / Although the analysis of globular cluster systems (GCSs) in nearby spirals provides relevant information about their evolutionary history, it is challenging because of their angular extension. In this work we take advantage of the large field-of-view of the Javalambre Photometric Local Universe Survey (J-PLUS) to perform a wide-field study of the GCS of the spiral M81. Its extension and population are estimated, and its colour distribution is analysed.

Keywords / galaxies: star clusters: general — galaxies: spiral — galaxies: groups: individual (M81)

### 1. Introduction

The assembly of globular cluster systems (GCSs) has proven to be tightly related to the evolutionary processes experienced by their host galaxies (e.g. Kruijssen et al., 2019), and the analysis of their current properties provides valuable information about the mass-growth and star-forming histories of galaxies (Fensch et al., 2020; Villaume et al., 2020). Then, an appropriate study of the GCS is desirable to achieve a comprehensive description of its host galaxy. This is particularly interesting in the case of spirals, since there is a vast number of them with stellar masses above  $10^{10} \,\mathrm{M_{\odot}}$ , and this abundance produces tension with the hierarchical scenario (Haslbauer et al., 2022, and references there in). Besides the Local Group galaxies, GCSs in spirals have been poorly studied in the literature, and the few analvsis that exist usually lack spatial coverage to properly describe the outer regions of the GCSs and to calculate their extension and population (e.g. Nantais et al., 2011; Lomelí-Núñez et al., 2022).

M 81 is a nearby spiral ( $D \approx 3.6$  Mpc,Tully et al. 2013), that dominates a group of  $\approx 30$  members. It constitutes a triplet with the starburst spiral M 82 and the irregular NGC 3077, which are thought to be recently accreted (Oehm et al., 2017). The triplet presents signs of interaction, like bridges in HI connecting the galaxies (de Blok et al., 2018) and low surface-brightness substructure in optical bands (Smercina et al., 2020). Regarding the M81 GCS, several globular clusters (GCs) have been confirmed as members (Nantais et al., 2010), including some GCs from the outer halo (Perelmuter et al., 1995) and two possible intra-group GCs (Ma et al., 2017).

This contribution continues the analysis of the GCS of the triplet started by Chies-Santos et al. (2022), hereafter Paper I, based on observations from the Javalambre Photometric Local Universe Survey (J-PLUS, Cenarro et al. 2019). The large field-of-view of the survey allows for the analysis of the full extension of the GCS in nearby spirals, and its photometry is deep enough to reach the turn-over magnitude of the GCS at the distance of M 81, which is necessary for an accurate description of the GCS.

### 2. Observations and photometry

The dataset consists of the processed images in (g, r, i, z) for three pointings from the J-PLUS second data release (DR2), covering the region of the triplet, and spanning to the South, down to a declination of 67.3 deg. The images are downloaded from the J-PLUS collaboration website<sup>\*</sup>.

<sup>\*</sup>http://www.j-plus.es/datareleases/data\_release\_
dr2



Figure 1: Colour-colour diagram for point-sources, with confirmed GCs from the literature highlighted with green squares. The solid lines represent the colour thresholds.

### 2.1. Photometry

In order to increase the detection of sources in regions where the surface-brightness is large, the images are pre-processed. A median filter of size 100 px is used to model it on each filter, and then subtracted from the original image. The detection of sources and their aperture photometry are carried out by means of SOURCEEXTRACTOR (Bertin & Arnouts, 1996) in dual mode, with the r filter acting as a reference image. Considering the distance of the galaxy and the mean effective radii of extragalactic GCs (e.g. Peng et al., 2008), they are not expected to be resolved for the typical seeing in these images and can be assumed as point-sources. For each filter we apply an aperture diameter close to three times the seeing of the image. Then, a selection of point-sources is done, based on the SOURCEEXTRACTOR parameters, FWHM and stellarity index, obtained from the r filter.

### 2.2. Photometric corrections

Several bright and isolated stars are used to calculate the aperture corrections in different sections of the fields. Then, zero points are calculated from the crossmatch of the point-sources with the J-PLUS photometric catalogue. Finally, foreground extinction corrections are calculated for each source, taking into account a  $E_{B-V}$  map built from the extinction calculators of the NASA/IPAC Infrared Science Archive<sup>\*\*</sup>, based on the Schlaffy & Finkbeiner (2011) calibration, and the extinction coefficients for the J-PLUS filters from López-Sanjuan et al. (2019). We are aware sources embedded in the disk of both spirals are still affected by their intrinsic extinction.

### 3. Results

### 3.1. Selection of GC candidates

The point-sources catalogue is matched with Gaia EDR3 (Gaia Collaboration et al., 2021) to add information



Figure 2: Radial profile for GC candidates, centred on M 81 (black circles). The green squares correspond to GC candidates in the inner region of M 81 (Nantais et al., 2011), where our completeness drops. The dashed blue curve represents a Sérsic law fitted to the profile.

on proper motions. Following Paper I, objects with  $\mu > 3.6 \text{ mas yr}^{-1}$  are rejected. The GC candidates are selected from their colours (see Fig. 1), following typical ranges for old GCs (e.g. Ennis et al., 2020). These are also in agreement with colours of M 81 GCs from the literature (indicated in the figure with green squares). In addition, we restricted the sample to sources in the range of magnitudes  $16 < i_0 < 20.75$ . The bright limit restricts contamination from bright Galactic stars, at luminosity ranges where GCs are scarcely found (e.g. Harris et al., 2014). The faint limit is motivated by the completeness drop for lower luminosities.

### 3.2. Radial distribution

In Fig. 2 we show the radial distribution for GC candidates, centred on M81. The GCs densities are obtained from elliptical rings, with ellipticity and position angle following those of M81 disk. The black circles correspond to our photometry from the J-PLUS images. It is evident that the completeness decreases for galactocentric distances below 2.5 arcmin, where GCs are embedded in the disk of the galaxy. Hence, the analysis is complemented with GC candidates selected by colour and size criteria by Nantais et al. (2011) from HST/ACS images (green squares). A Sérsic law (Sersic, 1968) is fitted to the profile, together with an additive constant, to account for the contamination level. The profile seems to flatten at galactocentric distances larger than  $\approx 20 \operatorname{arcmin}$  (i.e.  $\approx 20 \operatorname{kpc}$  at M 81 distance). The numerical integration of the Sérsic law up to this limit results in  $\approx 280$  GCs brighter than  $i_0 = 20.75$  mag. According to the GC luminosity function (GCLF) from Nantais et al. (2011), and assuming no significant variations of the GCLF for the outskirts, this represents  $\approx$ 0.75 of the GCs, resulting in a population of  $\approx 370$  GCs. From the infrared magnitudes of M 81 indicated in the website of the NASA/IPAC Extragalactic Database\*\*\*, and the relations from Bell et al. (2003), the galaxy has a stellar mass of  $M_{\star} \approx 6 \times 10^{10} \,\mathrm{M_{\odot}}$ . We adopt the pa-

<sup>\*\*</sup>https://irsa.ipac.caltech.edu/applications/DUST/

<sup>\*\*\*</sup>https://ned.ipac.caltech.edu/classic/



Figure 3: Colour distribution for GC candidates around M 81, split into two radial regimes. In the left panel, the dashed histogram corresponds to GC candidates from Nantais et al. (2011) and the solid orange one to our J-PLUS photometry. In the right panel, the grey colour highlights the contribution with  $(g-i)_0 < 0.5 \text{ mag}$ , that is due to presumably young stellar clusters, concentrated towards the spiral arms of M 81.

rameter defined by Zepf & Ashman (1993) to measure the richness of GCS, leading to  $T_N \approx 6$ , which is an intermediate value for spiral galaxies in this mass range.

#### 3.3. Colour distribution

The Fig.3 shows the colour distribution of the GCs around M81, split into two radial regimes. The left panel corresponds to the region in common with Nantais et al. (2011). The orange solid histogram is built from our catalogue, and the green dashed one represents the GC candidates brighter than i = 20.75 mag from Nantais et al. (2011), with magnitudes converted from (V, I) to (g, i) by means of the equations from Bassino & Caso (2017). Although there are differences in completeness between the photometries from J-PLUS and HST/ACS, both samples are dominated by GCS with intermediate colours, and a bimodal distribution is not evident. The right panel corresponds to the colour distribution at larger galactocentric distances, up to the total extension of the GCS indicated in the previous section. It resembles a bimodal distribution, with peaks at  $(g-i)_0 = 0.75 \text{ mag}$  and  $(g-i)_0 = 1.2 \text{ mag}$ , respectively. These values are in agreement with typical mean colour for blue and red subpopulations of old GCs in the literature. The objects with  $(g - i)_0 < 0.5 \text{ mag}$  are mainly concentrated towards the spiral arms of the galaxy, and are assumed to be young stellar clusters.

#### 4. Summary

In this work we presented preliminary results of the analysis of the globular cluster system associated to the spiral galaxy M81. The system has an extension of  $\approx 20$  kpc, a population of  $\approx 370$  GCs, and a colour distribution that behaves as unimodal in the portion embedded in the disk of the galaxy, and as bimodal in the outskirts.

### References

- Bassino L.P., Caso J.P., 2017, MNRAS, 466, 4259 Bell E.F., et al., 2003, ApJS, 149, 289 Bertin E., Arnouts S., 1996, A&AS, 117, 393 Cenarro A.J., et al., 2019, A&A, 622, A176 Chies-Santos A.L., et al., 2022, MNRAS, 516, 1320 de Blok W.J.G., et al., 2018, ApJ, 865, 26
- Ennis A.I., et al., 2020, MNRAS, 499, 2554
- Fensch J., et al., 2020, A&A, 644, A164
- Gaia Collaboration, et al., 2021, A&A, 649, A1
- Harris W.E., et al., 2014, ApJ, 797, 128
- Haslbauer M., et al., 2022, ApJ, 925, 183
- Kruijssen J.M.D., et al., 2019, MNRAS, 486, 3180
- Lomelí-Núñez L., et al., 2022, MNRAS, 509, 180 López-Sanjuan C., et al., 2019, A&A, 631, A119
- Ma J., et al., 2017, MNRAS, 468, 4513
- Nantais J.B., et al., 2010, AJ, 139, 1413
- Nantais J.B., et al., 2011, AJ, 142, 183
- Oehm W., Thies I., Kroupa P., 2017, MNRAS, 467, 273
- Peng E.W., et al., 2008, ApJ, 681, 197
- Perelmuter J.M., Brodie J.P., Huchra J.P., 1995, AJ, 110, 620
- Schlafly E.F., Finkbeiner D.P., 2011, ApJ, 737, 103
- Sersic J.L., 1968, Atlas de Galaxias Australes
- Smercina A., et al., 2020, ApJ, 905, 60
- Tully R.B., et al., 2013, AJ, 146, 86
- Villaume A., et al., 2020, ApJ, 900, 95
- Zepf S.E., Ashman K.M., 1993, MNRAS, 264, 611

## SExtractor detection and measurement of Fornax galaxies in S-PLUS images

R.F. Haack<sup>1</sup>, A.V. Smith Castelli<sup>1,2</sup>, F.R. Faifer<sup>1,2</sup>, C. Mendes de Oliveira<sup>3</sup>, F. Almeida Fernandes<sup>3,4</sup> & A.R. Lopes<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>2</sup> Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

<sup>3</sup> Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas, Universidade de São Paulo, Brasil

<sup>4</sup> NSF's NOIRLab, USA

Contact / rodrihaack@fcaglp.unlp.edu.ar

**Resumen** / El Southern Photometric Local Universe Survey (S-PLUS) tiene como objetivo mapear ~9300 grad<sup>2</sup> del Hemisferio Sur Celeste utilizando el sistema de filtros Javalambre que incluye 12 bandas ópticas, 5 de las cuales son similares a las utilizadas por el Sloan Digital Sky Survey (SDSS), mientras que las 7 restantes (angostas) trazan zonas específicas del espectro óptico ([OII], Ca H+K, D4000, H $\delta$ , Mgb, H $\alpha$  and CaT). S-PLUS es llevado adelante con el telescopio robótico T80-South de 0.826-m de diámetro, el cual se encuentra alojado en el Observatorio Interamericano de Cerro Tololo (CTIO) y está equipado con una cámara de campo amplio (FoV~ 2 grad<sup>2</sup>). En esta contribución presentamos el avance de una Tesis de Licenciatura actualmente en desarrollo en la FCAG-UNLP. En ella analizamos los resultados de considerar diferentes parámetros de entrada para el software de detección y medición automática SExtractor, con el fin de detectar y medir correctamente galaxias ubicadas en el cúmulo de Fornax en imágenes de S-PLUS.

**Abstract** / The Southern Photometric Local Universe Survey (S-PLUS) aims at mapping ~9300 deg<sup>2</sup> of the southern sky using the Javalambre photometric system that includes 12 optical bands among which 5 are similar to those used by the Sloan Digital Sky Survey (SDSS) and 7 are narrow bands tracing different spectroscopic features ([OII], Ca H+K, D4000, H $\delta$ , Mgb, H $\alpha$  and CaT). S-PLUS is being carried out with the robotic telescope T80-South of 0.826-m diameter which is placed at Cerro Tololo Inter-American Observatory (CTIO) and it is equipped with a wide-field camera (FoV~ 2 deg<sup>2</sup>). In this contribution we present the progress on a Diploma Thesis being developed at FCAG-UNLP. We analyze different sets of input parameters for the software of automatic detection and measurement SExtractor, in order to properly detect galaxies in the Fornax cluster on S-PLUS images.

Keywords / galaxies: clusters — surveys — techniques: photometric

### 1. Introduction

Fornax is the second richest galaxy cluster within 20 Mpc after Virgo thus representing a remarkable environment in the southern sky. Though highly studied, Fornax has never been analyzed simultaneously with a wide field of view and 12 (5 broad + 7 narrow) band filters before. The S-PLUS Fornax Project (S+FP) (Smith Castelli et al., 2021), one of the scientific projects of the S-PLUS collaboration, aims at studying the Fornax galaxy cluster using S-PLUS images and catalogs. The project started analyzing 23 S-PLUS fields observed as part of the iDR3, covering an area of  $\sim 45 \text{ deg}^2$  out to a radius of  $\sim 5$  deg from the cluster center ( $\sim 2.5$ Virial Radius; Rvir). The motivation for this work is that some dwarf and bright Fornax galaxies are missed in the catalogs<sup>\*</sup> of the Data Release 3 (DR3) of S-PLUS because the input parameters of SExtractor (Bertin & Arnouts, 1996) used to obtain them aims at providing useful data for both galactic and extragalactic purposes.

Poster contribution

Here we present an effort to identify SExtractor input parameters that are suitable to properly detect galaxies previously catalogued as spectroscopically confirmed or likely members of the Fornax cluster in the S-PLUS images of the internal Data Release 4 (iDR4). In addition, we intend to automatize the process of running SExtractor on a large amount of S-PLUS images through its implementation in a Python code.

### 2. Data

We have considered four data sets for this work.

- Catalogs from the iDR4 with homogeneous photometry for objects located in 106 S-PLUS fields that did not include some bright and dwarf Fornax galaxies.
- Images of 43 S-PLUS fields observed as part of the iDR3 and covering part of the compiled galaxies.
- Images of 63 S-PLUS fields obtained from iDR4 that complete the coverage of the galaxies collected from the literature.
- Compilation of 1005 objects from 21 catalogs of galaxies reported in the literature as spectroscopi-

 $<sup>^{\</sup>star}\mathrm{Only}$  the catalogs were released as part of the publicly available DR3.



Figure 1: Projected spatial distribution of the S-PLUS iDR4 fields of Fornax+Outskirts and that of the Fornax literature galaxies.

cally confirmed members of Fornax, or considered as probable members from morphological criteria (orange dots in Figure 1). After checking radial velocities from the literature and morphologies using the DESI Legacy Imaging Surveys DR9, we obtained a final literature catalog of ~ 850 Fornax galaxies observable by eye in the Fornax S-PLUS images as a consequence of their photometric depth (r ~ 20.5 mag). Among them, 233 are spectroscopically confirmed members and the rest are morphological candidates.

Therefore, we have worked on images obtained in 12 filters for 106 S-PLUS fields  $(12 \times 106 = 1272 \text{ images})$  covering Fornax galaxies collected from the literature. Figure 1 shows that the areal coverage considered for this work is much wider than those considered by, for example, the Next Generation Fornax Survey (NGFS; Muñoz et al. 2015) and the Fornax Deep Survey (FDS; Iodice et al. 2016), which map Fornax up to 1 Rvir (black circle in Figure 1.

### 3. Methodology

We have built a Python code to automatize the process of running SExtractor with different sets of parameters and on a large amount of S-PLUS images, in dual mode. That means that the software finds the positions and apertures of all objects in a first image (the detection image) and then use that information on a second image to obtain the photometry on an individual filter. With the aim of favoring the detection of faint objects, we considered the sum of the G, R, I and Z images as the detection image for each field.

This code obtains SExtractor catalogs taking into account specific parameters of the input images, like zero points and seeing, that depends on the observing conditions under which each image was taken. In addition, the input parameters are optimized to detect certain types of objects like dwarf-faint or bright-extended galaxies. A schematic plot of the steps performed by the code can be seen in Figure 2.



Figure 2: Schematic plot showing the steps of the automatization process.

We run our code with two sets of SExtractor input parameters. Hereafter, we will refer to them as Run 1 and Run 2. The top panel of Figure 3 presents, from left to right, the set of parameters that differ in iDR4, Run 1 and Run 2, respectively. The parameters used in the iDR4 are not optimized to detect any particular type of object. On the contrary, the parameter set of Run 1 is intended to detect faint and compact objects located in the vicinity of bright galaxies, while that of Run 2 aims at properly characterizing bright and extended galaxies. The definition and allowed values of all SExtractor input parameters can be found in Bertin & Arnouts (1996).

Specific differences among runs are that Run 1 performs a local background estimation using a grid with a default subregion size while Run 2 applies a global background estimation, using a grid with a larger subregion size and setting the background value to 0. This strategy favors that Run 1 better detect objects below the halo of bright galaxies in comparison with Run 2. In addition, the differences in the deblending parameters in both runs cause that Run 1 deblend galaxies displaying knots of star formation as if these knots were independent objects while Run 2 tend to consider them as part of a single and larger object.

### 4. Results

At the Fornax distance, the SExtractor input parameters used for iDR4 tend to excessively deblend galaxies displaying knots with star formation and to miss faint galaxies and compact objects near bright galaxies. We have found two sets of parameters that, in the first case (Run 1) properly detect those missed faint and compact objects but still tend to deblend star formation knots and to underestimate the sizes of the apertures for bright galaxies, as can be seen in the SExtractor aperture images shown in the second column of Figure 3. In the second case  $(\operatorname{Run} 2)$  the parameters allow to detect bright galaxies with larger apertures and diminish the deblending of substructures, but still miss faint galaxies near bright galaxies, as can be seen in the SExtractor aperture images shown in the third column of Figure 3. According to these results, compact objects like UCDs

Haack et al.



Figure 3: Top panel: Sextractor parameters used to obtain the photometric catalogs of S-PLUS iDR4 (*left*), Run 1 (*center*) and Run 2 (*right*). Middle and bottom panels: Aperture images obtained from iDR4, Run 1 and Run 2. The first row corresponds to an example of a faint object and the second to a bright one.

or globular clusters in Fornax would be better detected with the parameters of Run 1, while Fornax brighter objects would be better characterized using the parameters of Run 2.

We also obtained a Python code that automatizes the execution of SExtractor in a large amount of widefield images, and two catalogs containing homogeneous photometry of resolved and unresolved objects located over a total area of  $\sim 208 \text{ grad}^2$  in the direction of the Fornax cluster. Each of these catalogs contains:

- $\operatorname{Run} 1 = 2,900,926$  objects.
- $\operatorname{Run} 2 = 1,390,237$  objects.

It is expected that the catalogs corresponding to both runs will soon be delivered as Value Added Catalogs (VACs) to the entire S-PLUS collaboration. Acknowledgements: We thank the anonymous referee for her/his comments that helped to improve the content of this contribution. S-PLUS is an international collaboration founded by Universidade de Sao Paulo, Observatório Nacional, Universidade Federal de Sergipe, Universidad de La Serena and Universidade Federal de Santa Catarina. This work was funded with grants from FAPESP, CONICET, Agencia I+D+i, CIN and Universidad Nacional de La Plata.

### References

Bertin E., Arnouts S., 1996, A&AS, 117, 393 Iodice E., et al., 2016, ApJ, 820, 42 Muñoz R.P., et al., 2015, ApJL, 813, L15 Smith Castelli A.V., et al., 2021, BAAA, 62, 180

### Origin of supermassive black holes: predictions for the black hole population

M. Liempi<sup>1</sup>, L. Almonacid<sup>1</sup>, D.R.G. Schleicher<sup>1</sup> & A. Escala<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Departamento de Astronomía, Universidad de Concepción, Chile

<sup>2</sup> Departamento de Astronomía, Universidad de Chile, Chile

Contact / mliempi2018@udec.cl

**Resumen** / La presencia de agujeros negros super masivos con corrimiento al rojo z > 6 plantea algunas preguntas sobre su formación y crecimiento en el universo primitivo. Debido a la construcción de nuevos telescopios como el ELT, el cual estará capacitado para observar y detectar agujeros negros super masivos, será útil derivar estimaciones teóricas de la población y comparar observaciones y predicciones de modelos en el futuro. En consecuencia nuestro principal objetivo es estimar la población de estos objetos utilizando un código semi-analítico conocido como GALACTICUS, el cual es un código para la formación y evolución de galaxias donde podemos simular diferentes escenarios para la formación de agujeros negros indicando la masa inicial de estos y las condiciones de formación y evolución de los distintos componentes de las galaxias. Nuestros resultados preliminares muestran que el mecanismo principal del crecimiento de los agujeros negros se la fusión de galaxias y la acumulación de material. Además, calculamos los radios de influencia de los agujeros negros para comparar con los datos observacionales en la literatura.

**Abstract** / The presence of supermassive black holes at redshift z > 6 raises some questions about their formation and growth in the early universe. Due to the construction of new telescopes like the ELT to observe and detect SMBHs, it will be useful to derive theoretical estimates for the population and to compare observations and model predictions in the future. In consequence our main goal is to estimate the population of SMBHs using a semi-analytic code known as GALACTICUS which is a code for the formation and evolution of galaxies where we are about to include different scenarios for SMBHs formation indicating the initial mass of the black hole seed, its formation conditions and recipes for the evolution of the components of the galaxies. We found that the principal mechanism of growing SMBHs is is via galaxy mergers and accretion of matter. For the comparison of our results with observations, we calculate the radius of influence of the black hole to estimate which part of the population could be detected, leading to relations similar to the observed ones.

Keywords / black hole physics — galaxies: nuclei — methods: analytical

### 1. Introduction

It is known that the origin of supermassive black holes (SMBHs), whose presence in the center of most galaxies has been confirmed in the last decades (Kormendy & Ho, 2013), is still unclear (Volonteri, 2010). Moreover, the detection of nuclear star clusters (NSCs) (Böker et al. (2001); Côté et al. (2006)) in the center of some galaxies requires a mechanism to explain the (co)-existence of SMBHs and/or NSCs in the galactic nuclei.

The best example is our Galaxy, which hosts a SMBH called Sagittarius A<sup>\*</sup>. That was detected with the EHT telescope (Chael et al., 2023) and a NSC detected with studies of stellar orbits around the SMBH (Ghez et al. (2008); Genzel et al. (2010)); Gillessen et al. (2017)).

The detection of SMBHs at high redshifts (e.g., Banados et al. (2018); Onoue et al. (2019); Tripodi et al. (2022)) further complicates the escenario since they must have had a short period of time to reach masses often exceeding  $> 10^9 M_{\odot}$  (Paliya et al., 2019).

In order to solve the question regarding the origin of SMBHs, some pathways were proposed to explain how they were formed in the early universe. The first situation proposes the existence of SMBH seeds in the early universe. A seed is a black hole with an initial mass in the range from a few hundreds to about a million solar masses (Volonteri et al., 2021). The channels currently linked to the origin of black hole seeds are based on the ideas of Rees (1978), starting from a "gas cloud" and depending on the physical processes that the cloud goes through (e.g. star formation, contraction, collapse and/or accretion) it could form a black hole seed. More recent works use those ideas for the direct collapse of a primordial cloud onto a SMBH (e.g., Bromm & Loeb (2003); Schleicher et al. (2013)).

Another channel linked to SMBH formation is driven by runaway stellar collisions in galactic nuclei. The latest results show that it is possible to form SMBHs via stellar collisions in NSCs. If a central massive object more massive than  $10^8 M_{\odot}$ , with a relaxation time longer than its collision time, is too dense it will collapse into a SMBH (Escala (2021); Vergara et al. (2022)).

In the first instance, we will focus our investigation on the evolution of SMBHs seeds scenario in GALACTI-CUS.



Figure 1: Key interactions between the components in GALACTICUS. Not all the components exists in each galaxy. The complete details of the interactions and the model used can be constructed seeing the manual indicated in subsection 2.2.

### 2. Methodology

### 2.1. The code

GALACTICUS is an open source semi-analytic model to study galaxy formation and evolution written by Benson (2012). It is designed to be easily expanded and explored. The advantages of GALACTICUS are its computationally inexpensive cost compared to cosmological codes, allowing the fast exploration of the parameter space. The basic structure in GALACTICUS is a merger tree, which consists of a linked tree of nodes. Each node represents a single dark matter halo or sub-halo (and its content) which have various properties (e.g. black hole mass, stellar mass, gas mass, etc.). For more details about the components and the interaction between each other see Fig. 1.

### 2.2. Merger tree sample building

We use the merger tree task of Galacticus to build our merger trees where we start from a uniformly distributed sample at z = 0 with masses between  $10^6 - 10^{15} M_{\odot}$ . The initial distribution is specified at z = 0 for the reason that GALACTICUS works reconstructing the history of merger trees following it backward in time. The internal merger tree builder uses the algorithm of Cole et al. (2000) with a minor modification and requires some de-

Table 1: Relevant parameters used to initialize the black hole component in GALACTICUS.

| Model | $\epsilon_{ m wind}$ | Seed mass ${\rm M}_{\odot}$ | Mass resolution $M_{\odot}$ |
|-------|----------------------|-----------------------------|-----------------------------|
| А     | 0.0024               | $10^{2}$                    | $10^{10}$                   |
| В     | 0.0024               | $10^{5}$                    | $10^{10}$                   |

scription of the branching probabilities in trees. We choose the branching probability distribution of Parkinson et al. (2008) and a sampling rate for the mass evolution of the halo given by a power-law with the exponent  $\alpha = 1$ . All the details about the models available can be found on GITHUB<sup>\*</sup>.

### 2.3. Supermassive black holes

In this section we describe briefly the physical meaning of the parameter set in model A & B. The initial conditions for the SMBH initialization are given in Table 1. The evolution of the SMBH is given by:

$$M_{\bullet} = (1 - \epsilon_{\text{radiation}} - \epsilon_{\text{jet}})\dot{M}_0, \qquad (1)$$

where  $\epsilon_{\text{radiation}}$  is the radiative efficiency of the accretion flow feeding the black hole,  $\epsilon_{\text{jet}}$  is the efficiency with which accretion power is converted into jet power and  $\dot{M}_0$  is the rest mass accretion rate.GALACTICUS assumes the rest mass accretion as a Bondi-Hoyle-Lyttlelon accretion rate from the spheroid gas reservoir. The black hole is assumed to cause feedback in two ways (see Fig. 1):

- The first way is a radio mode, where any jet power from the black hole-accretion disk system is included in the hot halo heating rate.
- The other way is given by the addition of the mechanical wind luminosity of Ostriker et al. (2010) to the gas component of the spheroid. The expression used is

$$L_{\rm wind} = \epsilon_{\rm wind} \epsilon_{\rm radiation} \dot{M}_0 c^2, \qquad (2)$$

with  $\epsilon_{\text{wind}}$  the black hole wind efficiency. The initial value of  $\epsilon_{\text{wind}}$  is fixed to be equal to the best fit model value described in GALACTICUS GITHUB website.

### 3. Preliminary results

We calculate the radius of the sphere of influence of the SMBHs using the following definition

$$r_{\text{influence}} = \frac{GM_{\bullet}}{\sigma^2},$$
(3)

where G is the gravitational constant,  $M_{\bullet}$  is the mass of the black hole and  $\sigma$  stellar velocity dispersion of the host bulge following the definition of Kormendy & Ho (2013).

We define a critical value  $r_{\text{influence}} = 1 \text{ pc}$ , calculated with the data provided in Kormendy & Ho (2013), in order to discriminate SMBHs which could be detected at z=0 via stellar/gas dynamics. These results are summarized in Fig. 2 where it is possible to see, how a better resolution can impact in the detection of SMBHs with  $r_{\text{influence}} < 1 \text{ pc}$ .

<sup>\*</sup>https://github.com/galacticusorg/galacticus





Figure 2: Comparison between the influence radius for simulated data and observed data. We also show how the population changes when we select SMBHs with  $r_{\rm influence} > 1$  pc. The observational data was extracted from Kormendy & Ho (2013), where classical bulges are defined as an elliptical galaxy, except that they are embedded in disks, while pseudo-bulges are classical bulges which have properties that are more disk-like than those of classical bulges.



Figure 3: Mass evolution of models A & B in function of redshift. We show the mean mass and the maximum mass of the SMBHs at a given z. Model A represents a light seed while model B represents a heavy seed.

We also explore the mass evolution for the model A and B (see Fig. 3), where we found a similar evolution independent of the initial black hole seed mass.

### 4. Conclusion and future work

Although our work is preliminarily in agreement with Volonteri et al. (2021), who concludes that accretion is the first source for the SMBHs growth, and mergers play a secondary role in the mass budge of SMBHs, we need to explore the dependence on the mass resolution to improve our data analysis and to made the statistical work for the SMBH population. We found that observations detected SMBHs with  $r_{\text{influence}} \gtrsim 1 \text{ pc}$ . It is evident that the number of the SMBHs detections could be higher if the resolution to detect dynamically the local SMBHs increases, and of course, this is something that we will explore in more detail to predict the SMBH population. Finally, in the future we plan to implement a black hole formation scenario based on collisions in NSCs.

Acknowledgements: We gratefully acknowledge support by the ANID BASAL projects ACE210002 and FB210003, as well as via the Millenium Nucleus NCN19-058 (TITANs).

### References

- Banados E., et al., 2018, Nature, 553, 473
- Benson A.J., 2012, NewA, 17, 175
- Böker T., et al., 2001, arXiv preprint astro-ph/0112086
- Bromm V., Loeb A., 2003, ApJ, 596, 34
- Chael A., et al., 2023, ApJ, 945, 40  $\,$
- Cole S., et al., 2000, MNRAS, 319, 168
- Côté P., et al., 2006, ApJS, 165, 57
- Escala A., 2021, ApJ, 908, 57
- Genzel R., Eisenhauer F., Gillessen S., 2010, Rev. Mod. Phys., 82, 3121
- Ghez A.M., et al., 2008, ApJ, 689, 1044
- Gillessen S., et al., 2017, ApJ, 837, 30
- Kormendy J., Ho L.C., 2013, ARA&A, 51, 511
- Onoue M., et al., 2019, ApJ, 880, 77
- Ostriker J.P., et al., 2010, ApJ, 722, 642
- Paliya V.S., et al., 2019, arXiv preprint arXiv:1903.06106
- Parkinson H., Cole S., Helly J., 2008, MNRAS, 383, 557
- Rees M.J., 1978, 77, 237
- Schleicher D.R., et al., 2013, A&A, 558, A59
- Tripodi R., et al., 2022, A&A, 665, A107
- Vergara M., et al., 2022, arXiv preprint arXiv:2209.15066
- Volonteri M., 2010, A&A Rv, 18, 279
- Volonteri M., Habouzit M., Colpi M., 2021, Nat. Phys., 3, 732

### Analysis of Fornax-like clusters in numerical simulations and its comparison with Fornax cluster data obtained with S-PLUS

L.J. Zenocratti<sup>1,2</sup>, A.V. Smith Castelli<sup>1,2</sup>, M.E. De Rossi<sup>3,4</sup> & F.R. Faifer<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>2</sup> Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

<sup>3</sup> Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina

<sup>4</sup> Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina

Contact / ljzenocratti@gmail.com

**Resumen** / A partir de datos fotométricos en 12 bandas ópticas obtenidos dentro de la colaboración S-PLUS, y con el objetivo de estudiar detalladamente el cúmulo de galaxias de Fornax, en dicha colaboración se definió el proyecto Fornax (S+FP). En el marco de dicho proyecto, y como continuación de un trabajo previo, analizamos candidatos a cúmulos simulados similares a Fornax, extraídos de las simulaciones numéricas cosmológicas EAGLE (modelo RefL0100N1504) e ILLUSTRIS-TNG (modelos TNG100-1 y TNG300-1), seleccionándolos a partir de características observadas en el cúmulo de Fornax. En esta contribución, presentamos la comparación entre las características principales de los cúmulos simulados seleccionados y aquellas observadas en Fornax, con mejoras tanto en nuestros criterios de selección de cúmulos simulados, como así también en la implementación del código usado para generar cantidades simuladas directamente comparables con las observaciones. Entre otras propieda-des, se pretende comparar las morfologías de las galaxias simuladas pertenecientes a los cúmulos simulados con aquellas exhibidas por las galaxias en Fornax.

**Abstract** / Using photometric data in 12 optical bands obtained within the S-PLUS collaboration, and with the goal of studying in detail the Fornax cluster of galaxies, the Fornax project (S+FP) was defined in that collaboration. In the framework of this project, and as a continuation of a previous work, we analyze Fornax-like candidates extracted from the EAGLE (RefL0100N1504 model) and the ILLUSTRIS-TNG (TNG100-1 and TNG300-1 models) cosmological numerical simulations, selecting them according to observed features in the Fornax cluster. In this contribution, we present the comparison between the main characteristics of the selected clusters and those observed in Fornax, with improvements in both our simulated clusters selection criteria, and in the implementation of the code we use to generate simulated quantities that can be directly compared with observations. Among other properties, we plan to compare the morphologies of the simulated galaxies in the selected clusters with those displayed by the galaxies in Fornax.

*Keywords* / galaxies: elliptical and lenticular, cD — galaxies: evolution — cosmology: theory — surveys — galaxies: clusters: individual (Fornax)

### 1. Introduction

The Southern Photometric Local Universe Survey (S-PLUS, Mendes de Oliveira et al., 2019) aims at providing detailed spetrophotometric catalogues of the southern hemisphere, mapping ~ 9300 deg<sup>2</sup> of the southern sky. This is achieved by using the 0.8 m T80-South robotic telescope (Cerro Tololo, Chile), equipped with a  $1.4 \times 1.4 \text{ deg}^2$  FoV camera, and a system of 12 photometric filters. Complete details about the S-PLUS proyect can be found in Mendes de Oliveira et al. (2019). The S-PLUS Fornax project (S+FP, Smith Castelli et al., 2021; Smith Castelli et al., in prep.) aims at extensively studying the Fornax galaxy cluster, using photometric data in the 12 S-PLUS photometric bands, analysing 98 S-PLUS fields that cover the Fornax cluster and its surroundings (a total sky area of  $\approx 192 \text{ deg}^2$ ). As a part of that project, and in order to propose possible formation and evolution paths for the Fornax cluster and its

galaxies, we identified Fornax-like clusters in cosmological numerical simulations, based on observed properties of Fornax. In this work, we present our selection criteria to identify simulated Fornax-like clusters, and show preliminary results of our study of such systems and its comparison with S-PLUS observations. This work is a continuation of Zenocratti et al. (2022), but here we have improved our selection criteria of simulated Fornax-like clusters, as well as the implementation of the code we use to generate simulated spectra, colours and magnitudes, as detailed in the following Sections.

### 2. Simulated Fornax-like clusters

We extracted simulated samples of galaxy clusters from the EAGLE (e.g. Schaye et al., 2015; Crain et al., 2015) and the ILLUSTRIS-TNG (e.g. Springel et al., 2018; Nelson et al., 2018) cosmological hydrodynamical numerical simulations. In both suites, the most relevant physical

#### Simulated Fornax-like clusters



Figure 1: Top: mock images of three central galaxies of simulated Fornax-like clusters, extracted from EAGLE RefL0100N1504 (*left*), ILLUSTRIS-TNG TNG100-1 (*middle*), and TNG300-1 simulations (*right*). The galaxy identifier, stellar mass  $M_{\star}$  and stellar half-mass radius  $R_{h,\star}$  are listed. Images generated with the composition of gri S-PLUS bands using the scheme of Lupton et al. (2004). Bottom: spectral energy distribution of the corresponding galaxies. The solid green line represents the simulated spectrum, while the dashed red line corresponds to the spectrum of NGC 1399 observed with S-PLUS. As a comparison, in the left panel, the dotted grey line shows the simulated SED as estimated by Zenocratti et al. (2022).

processes involved in galaxy formation and evolution are modeled, following the merger histories of dark matter and baryonic structures. The simulations assume a  $\Lambda$ CDM cosmology, with parameters taken from the Planck Collaboration (2015): h = 0.677,  $\Omega_{\Lambda} = 0.693$ ,  $\Omega_{\rm m} = 0.307$ ,  $\Omega_{\rm b} = 0.04825$ , and Y = 0.248. From EAGLE, we used the reference model RefL0100N1504, while from ILLUSTRIS-TNG, we used the TNG100-1 and TNG300-1 simulations. The EAGLE RefL0100N1504 and ILLUSTRIS-TNG TNG100-1 simulations have box size  $L \sim 100$  comoving Mpc and baryonic mass resolution  $m_{\rm b} \sim 10^6 {\rm M}_{\odot}$ , while the ILLUSTRIS-TNG TNG300-1 has a larger box size ( $L \sim 300$  comoving Mpc) but a lower resolution ( $m_{\rm b} \sim 10^7 {\rm M}_{\odot}$ ). Clusters from this simulation were included to extend the simulated sample.

We selected clusters at redshift z = 0, with a virial mass  $10^{13}$  M<sub> $\odot$ </sub>  $\leq M_{\rm vir} \leq 10^{14}$  M<sub> $\odot$ </sub> (given that  $M_{\rm vir}$ , Fornax  $\approx 6 \times 10^{13}$  M<sub> $\odot$ </sub>, Maddox et al., 2019). NGC 1399, the central galaxy of the Fornax cluster, has stellar mass  $M_{\star, \text{NGC 1399}} \approx 2.8 \times 10^{11} \text{ M}_{\odot}$ , so we selected clusters in which the stellar mass of the central galaxy is  $1 \times 10^{11} M_{\odot} \leq M_{\star} \leq 5 \times 10^{11} M_{\odot}$ . Moreover, given that NGC 1399 has spherical morphology and half-light radius  $R_{\text{NGC}1399} \approx 30$  kpc (see e.g. Iodice et al., 2019), to refine the sample of simulated Fornax-like clusters presented in Zenocratti et al. (2022), we restrict our sample of clusters to those with stellar half-mass radius 20 kpc  $\leq R_{h,\star} \leq 40$  kpc, and a visually spherical morphology. In this work, we do not impose restrictions to the virial radius of simulated clusters, in contrast with Zenocratti et al. (2022). We obtained 10 simulated Fornax-like clusters from EAGLE RefL0100N1504, 6 clusters from ILLUSTRIS-TNG TNG100-1, and 29 clusters from TNG300-1. Each simulated cluster is identified with an unique number within the simulation ('gn' or 'GroupNumber'), and each galaxy is completely identified with the 'GroupNumber' of the cluster it belongs to, and two additional numbers ('sgn' or 'SubGroup-Number', and 'GalaxyID'). The 'GalaxyID' identifier is unique for each galaxy within the simulation, while 'sgn' can be used to identify central (sgn=0) and satellite (sgn>0) galaxies. To avoid resolution issues, we only consider simulated galaxies with  $M_{\star} \ge 10^8$  M<sub> $\odot$ </sub>.

### 3. Mock images and simulated spectra

We used the SKIRT code (Camps & Baes, 2020) to generate mock images, spectra, and data cubes of all the galaxies in our sample of Fornax-like clusters. Our implementation of SKIRT is based on that described in Zenocratti et al. (2022), but here, the wavelength grid we use (for both the spectra and the datacubes) includes only the 12 S-PLUS photometric bands with their corresponding transmission curves (an important improvement with respect to the previous work). The obtained spectra and the derived magnitudes and colours (see Sec. 4), can be directly compared with S-PLUS observed data. Mock images were generated with the S-PLUS image scale  $(0.55 \text{ arcsec px}^{-1})$ , using a square FoV of  $(100 \text{ kpc})^2$  at the distance of Fornax, and assuming the same distance modulus of Fornax, (m - M = 31.51), Iodice et al., 2019). Top panels of Fig. 1 show mock images of the central galaxy for three simulated Fornaxlike clusters (one per each simulation used in this work), generated using the gri S-PLUS bands and the scheme of Lupton et al. (2004) with the same stretch and softening parameters in all galaxies. Bottom panels of Fig. 1 show the spectral energy distribution (SED) of the corresponding galaxy, compared to the SED of NGC 1399. The simulated spectra are normalized at  $\lambda = 6258$  Å with the corresponding to NGC 1399, and it can be seen that they are consistent with S-PLUS observations.

Zenocratti et al.



Figure 2: Top: schematic view of three simulated Fornax-like clusters, extracted from EAGLE RefL0100N1504 (left), ILLUSTRIS-TNG TNG100-1 (middle) and TNG300-1 (right). Dashed black circles enclose the cluster virial radius, centred in the central galaxy. Solid red circles enclose the central galaxy and the second most massive galaxy in the cluster. The cluster 'GroupNumber', virial mass and virial radius are listed in each panel. Bottom:  $M_r$  vs. (g-r) colour-magnitude diagrams of each simulated cluster. For comparison, grey stars correspond to Fornax galaxies observed with S-PLUS.

### 4. Spatial distribution and colour-magnitude diagram of simulated galaxies

Using mock images and SEDs generated with SKIRT, we can, respectively, visualize the distribution of galaxies in each Fornax-like cluster, and estimate their magnitudes and colours with the 12 S-PLUS bands. Three of our Fornax-like candidates (one extracted from each simulation used here) and their corresponding  $M_{\rm r}$  vs. (g-r) colour-magnitude diagrams (CMDs) are shown in the top and bottom panels of Fig. 2, respectively. The Fornax-like cluster extracted from TNG300-1 (top right panel) looks more similar to the Fornax Cluster, in the sense that there are two main sub-structures: the central region (analogue to the central region of Fornax), and a second region outside the virial radius of the cluster, resembling the surroundings of NGC 1316 (Fornax A; see e.g. Smith Castelli et al., 2021, Fig. 1). With respect to CMDs, the simulated diagrams shown here are consistent with the CMD of Fornax obtained from S-PLUS. Observed colours and magnitudes were extinction- and reddening-corrected, and they were extracted from S-PLUS DR3 catalogues. S-PLUS magnitudes were measured using several apertures, optimised for different applications. Here, we used apertures labelled as 'AUTO', defined in terms of the Kron elliptical aperture to integrate the total flux of extended soruces, being these magnitudes the most appropriate for bright objects (see Almeida-Fernandes et al. 2022 for details).

### 5. Further work

We are still improving our implementation of the SKIRT code, to obtain simulated magnitudes, colours and mock images as similar as possible to those observed with S- PLUS. With refined simulated images, a morphological analysis (both visual and quantitative) will be carried out, aiming at comparing statistically the population of galaxies in our simulated clusters with those in the Fornax cluster. Physical properties of simulated galaxies in our Fornax-like clusters will be studied and compared exhaustively with those derived from S-PLUS observations. Our final goal is to analyse the assemble history of our simulated clusters, to propose possible formation and evolution scenarios for the Fornax galaxy cluster.

Acknowledgements: We thank Asociación Argentina de Astronomía for allowing us to communicate our results. We acknowledge support from PICT-2015-3125 and PICT 2019-03299 of ANPCyT, PIP 112-201501-00447 of CONICET and G151 of UNLP. We acknowledge the Virgo Consortium for making their EAGLE simulation data available, and the Max Planck Computing and Data Facility for undertaking and making public the ILLUSTRIS-TNG simulations. S-PLUS is an international collaboration founded by Universidade de Sao Paulo, Observatório Nacional, Universidade Federal de Sergipe, Universidad de La Serena and Universidade Federal de Santa Catarina.

### References

Almeida-Fernandes F., et al., 2022, MNRAS, 511, 4590
Camps P., Baes M., 2020, Astron. Comput., 31
Crain R.A., et al., 2015, MNRAS, 450, 1937
Iodice E., et al., 2019, A&A, 627, A136
Lupton R., et al., 2004, PASP, 116, 133
Maddox N., et al., 2019, MNRAS, 490, 1666
Mendes de Oliveira C., et al., 2019, MNRAS, 489, 241
Nelson D., et al., 2018, MNRAS, 475, 624
Planck Collaboration, 2015, A&A, 594, A13
Schaye J., et al., 2015, MNRAS, 446, 521
Smith Castelli A.V., et al., 2021, BAAA, 62, 180
Springel V., et al., 2018, MNRAS, 475, 676
Zenocratti L.J., et al., 2022, BAAA, 63, 205

# Kinematics of the Local Group gas and galaxies in the ${\rm H}{\rm ESTIA}$ simulations

L. Biaus<sup>1,2</sup>, S.E. Nuza<sup>2,3</sup> & C. Scannapieco<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina

<sup>2</sup> Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

<sup>3</sup> Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina

Contact / lbiaus@df.uba.ar

**Resumen** / El Grupo Local (LG) está formado por dos galaxias espirales gigantes, la Vía Láctea (MW) y Andrómeda (M31), y varias galaxias más pequeñas. MW y M31 se están acercando a una velocidad radial de  $-109 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$ . Evidencia observacional sugiere que hay un movimiento general de caída de gas y galaxias en el LG, dominado por la dinámica de sus dos miembros principales. Desde nuestra perspectiva, este flujo imprime un patrón dipolar de velocidades en el cielo cuando se remueve la rotación Galáctica. Investigamos las propiedades cinemáticas del gas y galaxias en el LG usando un conjunto de simulaciones de alta resolución de la colaboración HESTIA (High-resolution Environmental Simulations of The Immediate Area). Nuestras simulaciones incluyen la cosmografía correcta alrededor de regiones similares al LG. Construimos mapas del cielo desde el sistema de reposo local, Galáctico y del LG. Encontramos que, al remover la rotación Galáctica, se establece un dipolo de velocidad radial en la dirección preferencial correspondiente al baricentro del LG para material por fuera del radio virial de la MW cuando la velocidad radial relativa entre la MW y M31 es similar al valor observado. Este resultado favorece un escenario donde el gas y las galaxias caen hacia el baricentro del LG, produciendo el dipolo de velocidades observado.

**Abstract** / The Local Group (LG) consists of two giant spiral galaxies, the Milky Way (MW) and Andromeda (M31), and several smaller galaxies. The MW and M31 are approaching each other at a radial velocity of about  $-109 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$ . Observational evidence suggests that there is an overall infalling motion of gas and galaxies in the LG, dominated by the dynamics of its two main members. From our perspective, this flow imprints a velocity dipole pattern in the sky when Galactic rotation is removed. We investigate the kinematic properties of gas and galaxies in the LG using a suite of high-resolution simulations performed by the HESTIA (High-resolution Environmental Simulations of The Immediate Area) collaboration. Our simulations include the correct cosmography surrounding LG-like regions. We build sky maps from the local, Galactic and LG standard of rest reference frames. Our findings show that the establishment of a radial velocity dipole near the preferred barycentre direction is a natural outcome of simulation kinematics for material *outside* the MW virial radius after removing galaxy rotation when the relative radial velocity of MW and M31 is similar to the observed value. These results favour a scenario where gas and galaxies stream towards the LG barycentre, producing the observed velocity dipole.

Keywords / Local Group — galaxies: kinematics and dynamics — intergalactic medium — methods: numerical

### 1. Introduction

The Local Group (LG) encompases the Milky Way (MW), Andromeda (M31) and several other minor galaxies. The MW and M31 are on a collision course, due to the general motion of LG galaxies towards the group's barycenter (e.g, Binney & Tremaine, 2008). Observations suggest that a giant multiphase gas halo surrounds the MW and M31 and possibly point out to the existence of LG gas located outside the virial radius of the MW.

Observational evidence for the kinematics of the LG gas is mainly derived from absorption-line measurements in the spectra of background sources, probing the chemical composition of intervening material by studying the imprint of a variety of ions at different wavelengths. In particular, Richter et al. (2017) analysed a large sample of high-velocity absorbers drawn from archival UV spectra of extragalactic background sources and determined the existence of a velocity dipole at high Galactic latitudes (as seen from the Local Standard of Rest or LSR). They interpreted this as possible evidence for intragroup gas streaming towards the LG barycenter as a result of the expected general flow of gas and galaxies inwards. In this work, we studied if this interpretation is consistent with the simulated kinematics of gas in LG-like regions belonging to the HESTIA cosmological suite of simulations.

This proceeding is organised as follows. In Sec. 2 we introduce the main aspects about the LG simulations used in this work. In Sec. 3 we describe how we set up the Sun's position and velocity within the simulated MW to define the velocity reference frames used throughout this work. In Sec. 4 we present the predictions for gas kinematics in the analysed simulations. Finally, in Sec. 5 we summarise and discuss our results.



Figure 1: Sky distribution of galaxies with  $L_V > 10^4 L_{V_{\odot}}$ outside the virial radius of the MW analog for realisation 17\_11. Solid circles are colour-coded by LSR velocity with radius indicating a size of  $2R_{200}$  for each halo. The mean mass-weighted gas velocity at any given line of sight is also shown. Crosses indicate the LG barycentre (green) and antibarycentre (red) directions.

### 2. Simulations

Simulations in the HESTIA project aim at obtaining galaxy systems resembling the LG within a cosmological context. Here we present a summary of its main characteristics, and for further details we refer the reader to Libeskind et al. (2020) and references therein.

The simulations were run using the moving-mesh, cosmological code AREPO (Springel, 2010; Weinberger et al., 2020), which computes the joint evolution of gas, stars and dark matter (DM) by solving the gravitational and ideal magnetohydrodynamics (MHD) equations coupled to the AURIGA galaxy formation model (Pakmor & Springel, 2013; Grand et al., 2017).

In this work, we use three simulation runs, dubbed as 37\_11, 9\_18 and 17\_11, consisting of two overlapping high-resolution spheres of  $2.5 h^{-1}$  Mpc radius centred on the MW and M31 candidates that are surrounded by lower-resolution particles. All simulations in the HES-TIA project aim to reproduce the following main cosmographic features: the Virgo cluster, the local void and the local filament. Throughout this proceeding, we will focus on realisation 17\_11, as it has the most similar infall velocity between the two main haloes to the observed value (infall velocites are +9, -74 and -102 km  $s^{-1}$  for realisations 37.11, 9.18 and 17.11 respectively, whereas the observed value reported by van der Marel et al. 2012 is  $109 \pm 4.4$  km s<sup>-1</sup>). For further details regarding the analysis of realisations 37\_11 and 9\_18, we refer the reader to Biaus et al. (2022).

### 3. Analysis

In this work, we refer to the Local Standard of Rest (LSR), the Galactic Standard of Rest (GSR) and the Local Group Standard of Rest (LGSR). To define these frames of reference, we locate the Sun in the simulated MW's midplane at a distance of 8 kpc from the galactic



Figure 2: Mollweide projection of mean mass-weighted gas and galaxies GSR velocities in realisation 17\_11 *outside* the MW's virial radius. Crosses indicate the LG barycentre (green) and anti-barycentre (red) directions. The black dotted line outlines the circumgalactic medium of M31.

centre and at an azimuthal angle from which the longitude of the simulated M31 matches the observed one.

When considering the motion of the Sun around the MW, we take the galaxy's circular velocity at the observer radius pointing towards  $(l, b) = (90^{\circ}, 0^{\circ})$  as the Sun's velocity vector  $(|\mathbf{v}_{\odot}| = 218 \text{ km s}^{-1}$  for realisation 17\_11). This defines our LSR reference frame. When referring to the GSR, we simply exclude the velocity field produced by the rotation of the galaxy while, to refer to the LGSR, we additionally exclude the radial motion of the MW with respect to the LG barycentre (e.g. Karachentsev & Makarov, 1996)

### 4. Results

### 4.1. Simulated LSR map

Fig. 1 shows the sky distribution of galaxies viewed from the LSR (colour-coded by radial velocity) that are *outside* the MW's virial radius in the realisation 17\_11 with a lower cutoff of  $L_V \sim 10^4 L_{\odot}$  (symbols sizes are proportional to halo apparent size, based on its  $R_{200}$  and distance from the observer). The coloured background is a map for LSR gas velocity, which we compute by performing a mass-weighted average of all gas cells along the line of sight, for gas outside the MW's virial radius up to 1000 kpc.

The distribution of gas radial velocity displays a perceptible velocity dipole pattern, resulting from the combination of the MW's galaxy rotation and its motion towards the LG barycentre. Not surprisingly, galactic rotation is the main responsible for the sharp velocity contrast seen between  $0^{\circ} < l < 180^{\circ}$  and  $180^{\circ} < l < 360^{\circ}$ . This effect is, however, more relevant at latitudes close to the galactic plane. At higher latitudes, the relative motion between MW and M31 also imprints a dipole pattern in the sky whose strength and overall sign depends on the absolute velocity between the two main galaxies. The map shows a velocity dipole for the gas that persists even at high latitudes.



Figure 3: LSR and LGSR velocity distributions for gas outside the MW virial radius for our three high-resolution realisations. We probe 6080 directions evenly distributed along the quadrants containing the barycentre and anti-barycentre in each simulation.

#### 4.2. Excluding Galactic rotation

In Fig. 2, we show the GSR velocity sky map for the gas outside the simulated MW's virial radius. Overplotted dots are galaxies belonging to the LG, where the green (red) cross indicates the sky position of the barycentre (anti-barycentre) and the black dotted line outlines the virial radius of M31. As it can be clearly seen in this figure, a velocity dipole in the general barycentreantibarycentre direction is evident, both for gas and galaxies, but particularly for the former. The approaching gas (blue) extends far beyond M31's circumgalactic medium, which supports the idea that this velocity dipole is related not only to the relative motion of the MW and M31 but rather to the global kinematics of the LG, implying that some of the observed absorption lines towards the approximate direction of M31 could be linked to LG gas.

### 4.3. Moving to the LGSR frame

Observationally, a necessary (but not sufficient) condition for the gas to be located outside the virial radius of the MW is to observe a decrease in the spread of the radial velocity distributions as one moves from the LSR to the GSR and LGSR reference frames (Sembach et al., 2003). With this in mind we plot, in Fig. 3, the radial velocity distribution of gas in the general barycentre and anti-barycentre directions in our three simulations. For comparison, we show distributions for both LSR and LGSR reference frames. The histograms are done selecting all line of sight found at two sky regions separated by the lines  $l = 180^{\circ}$  and  $b = 0^{\circ}$  (i.e., quadrants II and IV in simulation 9-18, and I and III in simulations 37\_11 and 17\_11, for the barycentre and anti-barycentre "regions", respectively). The figure shows that after transforming the gas velocities to the LGSR, the standard deviation of the distributions noticeably decreases. Moreover, we find that for gas outside MW's virial radius, the LGSR velocity distribution is bimodal in the three simulations, strengthening the usual interpretation made by observers of LG gas flowing towards the barycentre for material seen towards these sky regions (see e.g. Bouma et al., 2019, and references therein).

### 5. Conclusions

In this work, we have studied the kinematic properties of LG gas and galaxies in a suite of three high-resolution (37\_11, 9\_18 and 17\_11) re-simulations of the LG belonging to the HESTIA project (Libeskind et al., 2020) as seen from an observer located at the Sun's position.

We have shown that the existence of a radial velocity dipole for both gas and galaxies outside the MW virial radius from the LSR is a natural outcome in realisation 17\_11 where the approaching velocity of MW and M31 galaxy candidates is similar to the observed value. We also show that, after removing the MW's galactic rotation, a velocity dipole persists.

When studying gas kinematics in the LGSR, the radial velocity distributions of gas outside the virial radius towards the barycentre/anti-barycentre quadrants in all simulations are in line with the results of Richter et al. (2017), suggesting that the usual observational interpretation of gas and galaxies flowing towards the LG barycentre may be justified.

Acknowledgements: The authors acknowledge support provided by UBACyT 20020170100129BA.

#### References

Biaus L., et al., 2022, MNRAS, 517, 6170

- Binney J., Tremaine S., 2008, Galactic Dynamics: Second Edition
- Bouma S.J.D., Richter P., Fechner C., 2019, A&A, 627, A20
- Grand R.J.J., et al., 2017, MNRAS, 467, 179
- Karachentsev I.D., Makarov D.A., 1996, AJ, 111, 794
- Libeskind N.I., et al., 2020, MNRAS, 498, 2968
- Pakmor R., Springel V., 2013, MNRAS, 432, 176
- Richter P., et al., 2017, A&A, 607, A48
- Sembach K.R., et al., 2003, ApJS, 146, 165
- Springel V., 2010, MNRAS, 401, 791
- van der Marel R.P., et al., 2012, ApJ, 753, 8
- Weinberger R., Springel V., Pakmor R., 2020, ApJS, 248, 32

### Formación de grupos compactos de galaxias en simulaciones cosmológicas hidrodinámicas

B.M. Celiz<sup>1</sup>, J.A. Benavides<sup>2,3</sup> & M.G. Abadi<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación, UNC, Argentina

<sup>2</sup> Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina <sup>3</sup> Observatoria Astronómica de Cárdeba, UNC, Argentina

<sup>3</sup> Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

Contacto / bruno.celiz@mi.unc.edu.ar

**Resumen** / Utilizando la simulación cosmológica hidrodinámica TNG 100-1 estudiamos el proceso de formación de grupos compactos de galaxias dentro del modelo cosmológico  $\Lambda$ CDM. Basados en resultados observacionales, identificamos como grupos compactos a corrimiento al rojo z = 0 a aquellos sistemas conformados por galaxias que pertenecen a un mismo grupo, con masas estelares similar a la más masiva y con brillo superficial  $\overline{\mu}_r < 26.33 \text{ mag arcsec}^{-2}$ . Seguimos la evolución temporal inversa de estos grupos desde z = 0 hasta z = 1 y encontramos que la mayoría de ellos cumplen los criterios de compacticidad sólo en los últimos 2 Gyrs de la evolución cósmica. Este resultado apunta a que un grupo compacto es una configuración transitoria de un grupo de galaxias cuyos miembros, independientemente de la multiplicidad en la que formaron al grupo, se encuentran lo suficientemente cerca para cumplir los criterios de identificación.

**Abstract** / Using the cosmological hydrodynamic simulation TNG 100-1 we studied the formation process of compact groups of galaxies in the cosmological model  $\Lambda$ CDM. Based on the observational results, we identified as compact groups at redshift z = 0 those systems conformed by galaxies that belong to the same group, with stellar masses similar to the most massive and with surface brightness  $\overline{\mu}_r < 26.33 \text{ mag arcsec}^{-2}$ . Then, we follow the inverse temporal evolution of these groups from z = 0 to z = 1 and we found that the majority of them were compact only in the last 2 Gyrs of cosmic evolution. This result shows that a compact group is a transient configuration of a galaxy group which members, independently of the multiplicity of accretion to the group, are close enough to fulfill the identification criteria.

Keywords / galaxies: groups: general — galaxies: kinematics and dynamics

### 1. Introducción

Un grupo compacto de galaxias (GC) es una agrupación aislada de pocas galaxias ( $N \ge 4$ ) que se encuentran muy próximas entre sí, con radios proyectados de hasta 200 kpc (McConnachie et al., 2009). Esto los convierte en sistemas extremadamente densos, ideales para estudiar los efectos de las interacciones entre galaxias y su evolución a lo largo del tiempo.

Si bien los primeros GCs identificados datan desde hace más de 100 años (véase Stephan 1877), probablemente el catálogo más famoso sea el de "Grupos Compactos de Hickson" (Hickson, 1982), al ser uno de los primeros autores en definir cuantitativamente criterios para identificar estas agrupaciones. Los requisitos enunciados en el trabajo original de Hickson para identificar los grupos de su catálogo son:

- $N \ge 4$  (Población: cantidad de galaxias con brillo similar).
- $\Delta m \leq 3$  (Brillo similar: sólo se consideran aquellas galaxias con diferencia de magnitudes no mayor a 3 de la más brillante.)
- $\Theta_N > 3 \cdot \Theta_G$  (Aislamiento: que no haya galaxias de brillo similar dentro de 3 veces el tamaño angular del grupo).
- $\mu_G$  < 26 mag arcsec<sup>-2</sup> (Compacticidad: límite de

densidad de brillo superficial del grupo, calculado según Ec. 1).

$$\mu_G = -2.5 \log\left(\frac{\sum_{i=1}^N 10^{-0.4m_i}}{\pi \Theta_G^2}\right).$$
 (1)

Uno de los problemas de utilizar únicamente estos criterios es que pueden estarse considerando miembros que no tengan velocidades a lo largo de la línea de la visual similares a las demás galaxias del grupo (Hickson et al., 1992). Es decir, que no estén interactuando entre sí. Entonces, en trabajos posteriores que han estudiado GCs (véase por ejemplo McConnachie et al. 2009; Sohn et al. 2015; Díaz-Giménez et al. 2018; Hartsuiker & Ploeckinger 2020) se añade un nuevo criterio que deben cumplir las galaxias para formar un GC:

•  $v_{LOS} \in (\overline{v}_{LOS} \pm 1000) \text{ km/s}$  (Velocidad concordante: las galaxias miembro deben tener velocidades a lo largo de la línea de la visual similar al promedio del grupo).

Aún así, diversos autores que han identificado GCs con estos criterios en simulaciones numéricas (véase por ejemplo McConnachie et al. 2008; Díaz-Giménez & Mamon 2010; Díaz-Giménez et al. 2020; Hartsuiker & Ploeckinger 2020) reportan que entre un 20 % y 80 % de GCs no son físicamente compactos (según como se defina): cumplen el criterio de compacticidad sólo por efectos de proyección.

En este trabajo nos proponemos estudiar la formación y evolución temporal de los grupos físicamente compactos de galaxias. Para ello, seguimos hasta corrimiento al rojo z = 1 la trayectoria de cada galaxia que forme un GC a z = 0 para reconstruir la historia de ensamblaje de estas agrupaciones. Para cuantificar el grado de compacticidad de un grupo sin estar sesgados por efectos de proyección utilizamos el brillo superficial  $\mu_r$  del grupo promediado en las 3 proyecciones ortogonales (XY, XZ, YZ).

Dado que requerimos las posiciones 3-dimensionales, la luminosidad y la masa de galaxias a lo largo del tiempo, utilizaremos los datos disponibles de la simulación cosmológica hidrodinámica TNG100-1 (Nelson et al., 2019), que es la realización de todo el conjunto de simulaciones *IllustrisTNG*<sup>\*</sup> de volumen 110.7<sup>3</sup>Mpc<sup>3</sup> con mayor resolución disponible. El código AREPO (Springel, 2010) es empleado para evolucionar un universo de cosmología  $\Lambda$ CDM desde  $z \approx 20$  hasta z = 0, constituido por partículas de materia oscura y bariónica de masas  $m_{\rm DM} = 7.5 \times 10^6 {\rm M}_{\odot} {\rm y} m_{\rm baryon} = 1.4 \times 10^6 {\rm M}_{\odot}$ (respectivamente), teniendo en cuenta efectos de evolución estelar como realimentación por vientos estelares, enfriamiento por radiación, formación de agujeros negros supermasivos, entre otros.

### 2. Muestra

Utilizando los catálogos de galaxias y grupos de galaxias provistos por la simulación TNG100-1, a partir de un algoritmo *Friends-of-Friends* (FoF) (Davis et al., 1985) para los grupos de galaxias y un identificador *Subfind* (Springel, 2010) para los subhalos, identificamos grupos físicamente compactos al pedir los siguientes criterios:

- $M_* > 10^9 \,\mathrm{M}_{\odot}$  (Corte en masa estelar: sólo consideramos galaxias bien resueltas. Es decir, con más de 1000 partículas estelares).
- Mismo grupo FoF (Aislamiento: todas las galaxias deben estar asignadas a un mismo grupo FoF de TNG 100-1).
- $N \ge 4$  (Población: cantidad de galaxias con masa estelar similar).
- $M_{*,i} > M_{*,\max}/10$  (Masa estelar similar: sólo consideramos aquellas galaxias con masa estelar mayor al 10% de la más masiva, dentro del mismo grupo FoF.)
- $\overline{\mu}_r < 26.33 \text{ mag arcsec}^{-2}$  (Compacticidad: límite de brillo superficial del grupo en la banda r del SDSS (*Sloan Digital Sky Survey*<sup>\*\*</sup>, York et al. 2000) sugerido por Taverna et al. (2016), promediado sobre las proyecciones XY, XZ, YZ).

### 3. Resultados

En la Fig. 1 mostramos la compacticidad de los grupos de galaxias a z = 0 en función de la suma de las masas estelares de las galaxias miembro de cada grupo. El



Figura 1: Brillo superficial de grupos Fo<br/>F con 4 o más galaxias de masas similares, en función de la masa estelar del grupo. En línea discontinua negra el valor límite de compacticidad elegido en los criterios de GC de este trabajo ( $\overline{\mu}_r=26.33~{\rm mag\,arcsec^{-2}}$ ). En puntos azules, los grupos que cumplen el criterio de compacticidad, es decir, los que identificamos como GC. En puntos rojos, los grupos de galaxias que no cumplen el criterio de compacticidad.



Figura 2: Curvas de compacticidad de cada GC identificado a z = 0, hasta z = 1. La línea discontinua horizontal indica el límite de densidad de brillo superficial elegido en los criterios de GC de este trabajo ( $\overline{\mu}_r = 26.33 \text{ mag}\,\mathrm{arcsec}^{-2}$ ). El histograma superior indica en qué instante de tiempo cósmico cada grupo cruza por primera vez el límite de compacticidad, y en línea discontinua vertical se muestra la mediana de estos "tiempos de compactificación".

<sup>\*</sup>https://www.tng-project.org/

<sup>\*\*</sup>https://skyserver.sdss.org/dr18/



Figura 3: Panel superior: Trayectorias de las galaxias de 3 GCs diferentes en el plano XY. Se muestran regiones cuadradas de 1.6 Mpc físicos de lado, centrados en el centro geométrico del grupo. Panel inferior: Curvas de compacticidad de los 3 mismos GCs del panel superior. Panel izquierdo: Grupo FoF 243 (encuentro reciente entre pares de galaxias). Panel central: Grupo FoF 57 (galaxias que provienen desde diferentes lugares que ya atravesaron su configuración de máxima compacticidad). Panel derecho: Grupo FoF 142 (4 galaxias que han estado interactuando entre sí desde hace más de 2 Gyrs).

estimador de compactic<br/>dad $\overline{\mu}_r$  de cada grupo fue calculado a partir de la magnitud absoluta en la banda<br/>r y de la posición 3-dimensional de las galaxias dentro de la simulación, para medir la magnitud aparente y el<br/>radio proyectado del grupo (círculo de menor tamaño que encierra a todos los miembros, centrado en el centro geométrico) en cada proyección. Luego, calculamos<br/> $\mu_{XY}, \ \mu_{XZ} \ y \ \mu_{YZ}$  según la Ec. 1 y los promediamos, asignando un único un valor de compacticidad a cada grupo.

Encontramos en total 15 GC, formados por 4 galaxias (12 GCs), por 5 (2 GCs) o por 7 (1 GC), con dispersión de velocidades en el rango de 150 km s<sup>-1</sup> a 700 km s<sup>-1</sup> y con tamaños (promedio de radios proyectados en las 3 proyecciones) desde 80 kpc hasta 320 kpc, resultados comparables a los observacionales (por ejemplo McConnachie et al. 2009 o Sohn et al. 2015) y a los obtenidos de catálogos simulados (por ejemplo Mc-Connachie et al. 2008 o Díaz-Giménez et al. 2020). Al analizar la evolución temporal de la compacticidad los grupos (Fig. 2), observamos que 12 de 15 (80% de la muestra) cumplen todos los criterios de identificación sólo en los últimos 2 Gyrs de tiempo cósmico.

Por otro lado, del análisis de las trayectorias de las galaxias miembro que forman un GC, vemos que no hay un único mecanismo de formación de estas agrupaciones: Por ejemplo, pueden ensamblarse a partir de un encuentro reciente de 2 pares de galaxias (panel superior izquierdo, Fig. 3), del encuentro cercano de galaxias que provienen desde diferentes puntos del espacio (panel superior central, Fig. 3), o de galaxias que estuvieron interactuando entre sí durante mucho tiempo (panel superior derecho, Fig. 3), entre otras posibilidades.

### 4. Discusión

Los criterios utilizados en este trabajo nos permiten identificar y seguir la evolución de grupos físicamente compactos.

El 80 % de los GCs identificados a z = 0 cumplen el criterio de compacticidad sólo desde hace 2 Gyrs o menos. Las curvas de compacticidad de los 3 ejemplos mostrados en la Fig. 3 muestran que un GC es en realidad un grupo de 4 o más galaxias de masa estelar similar que está atravesando brevemente una configuración que le permite cumplir los criterios de compacticidad cuando sus miembros se encuentran lo suficientemente cerca. Estas configuraciones transitorias ocurren cuando: i) Diferentes galaxias se encuentran por primera vez (caso del Grupo 243, panel izquierdo de la Fig. 3). ii) Galaxias que tuvieron un primer encuentro cercano en el pasado (vemos un mínimo en su curva de compacticidad) y sus miembros se están alejando entre sí a z = 0 (caso del Grupo 57, panel central de la Fig. 3). iii) Galaxias que tuvieron su primer encuentro cercano, se alejaron lo suficiente para dejar de cumplir el criterio de compacticidad pero a z = 0 están atravesando un nuevo encuentro cercano tal que el grupo vuelve a cumplir los criterios de compacticidad (caso del Grupo 142, panel derecho de la Fig. 3).

Los resultados obtenidos evidencian que los GCs son sólo el extremo más compacto de la población de grupos de galaxias (Fig. 1). Al pedir que se cumplan los criterios enumerados en la Sec. 2 en TNG100-1 logramos identificar configuraciones compactas de grupos de galaxias con historias de formación muy variadas.

### Referencias

- Davis M., et al., 1985, ApJ, 292, 371
- Díaz-Giménez E., Mamon G.A., 2010, MNRAS, 409, 1227
- Díaz-Giménez E., Zandivarez A., Taverna A., 2018, A&A, 618, A157
- Díaz-Giménez E., et al., 2020, MNRAS, 492, 2588
- Hartsuiker L., Ploeckinger S., 2020, MNRAS, 491, L66
- Hickson P., 1982, ApJ, 255, 382
- Hickson P., et al., 1992, ApJ, 399, 353
- McConnachie A.W., Ellison S.L., Patton D.R., 2008, MN-RAS, 387, 1281
- McConnachie A.W., et al., 2009, MNRAS, 395, 255
- Nelson D., et al., 2019, Comput. Astrophys. Cosmol, 6, 2
- Sohn J., et al., 2015, J. Korean Astron. Soc., 48, 381
- Springel V., 2010, MNRAS, 401, 791
- Stephan M., 1877, MNRAS, 37, 334
- Taverna A., et al., 2016, MNRAS, 461, 1539
- York D.G., et al., 2000, AJ, 120, 1579

### Estudio del enriquecimiento químico de galaxias masivas en simulaciones numéricas cosmológicas

M.E. De Rossi<sup>1,2</sup>, S.E. Grimozzi<sup>3</sup>, R. Santamaria<sup>3</sup>, M.C. Tomasini<sup>3</sup>, L.J. Zenocratti<sup>4,5</sup> & M.C. Zerbo<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina

<sup>2</sup> Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina

<sup>3</sup> Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina

<sup>4</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>5</sup> Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

Contacto / mariaemilia.dr@gmail.com

**Resumen** / Distintos estudios sugieren que las galaxias masivas (i.e., con masas estelares  $M_{\star} \gtrsim 10^{10} \,\mathrm{M_{\odot}}$ ) parecen seguir relaciones de escala asociadas a la metalicidad con características que difieren de aquellas correspondientes a sistemas menos masivos. En este trabajo, analizamos el origen del *scatter* de la relación masa-metalicidad (MZR, por sus siglas en inglés) de galaxias masivas mediante el uso de las simulaciones cosmológicas EAGLE (*Evolution and Assembly of GaLaxies and their Environment*). Encontramos que, a  $M_{\star}$  fija, la metalicidad de la fase gaseosa de las galaxias tiende a decrecer, en promedio, con la edad estelar de las mismas y la masa asociada a agujeros negros supermasivos. Además, en consistencia con trabajos previos, hallamos una clara dependencia del enriquecimiento químico de las galaxias con su morfo-cinemática. En particular, para galaxias de  $M_{\star}$  similar, aquellas con menor soporte rotacional muestran componentes gaseosas de menor metalicidad, siendo esta tendencia más fuerte a medida que aumenta  $M_{\star}$ . De acuerdo a nuestros resultados preliminares, los principales procesos que determinarían la MZR de galaxias masivas serían el *feedback* de núcleos activos de galaxias y las fusiones entre galaxias.

**Abstract** / Different studies suggest that massive galaxies (i.e., with stellar masses  $M_{\star} \gtrsim 10^{10} \,\mathrm{M_{\odot}}$ ) seem to follow scaling relations associated with metallicity with characteristics that differ from those corresponding to less massive systems. In this work, we analyze the origin of the scatter of the mass-metallicity relation (MZR) of massive galaxies using the EAGLE (Evolution and Assembly of GaLaxies and their Environment) cosmological simulations. We find that, at a fixed  $M_{\star}$ , the gas-phase metallicity of galaxies tends to decrease, on average, with their stellar age and the mass associated with supermassive black holes. Furthermore, consistently with previous works, we find a clear dependence of the chemical enrichment of galaxies on their morpho-kinematics. In particular, for galaxies of similar  $M_{\star}$ , those with less rotational support show gas components with lower metallicities, this trend being stronger as  $M_{\star}$  increases. According to our preliminary results, the main processes that would determine the MZR of massive galaxies would be the *feedback* of active galactic nuclei and galaxy mergers.

Keywords / galaxies: abundances — galaxies: evolution — galaxies: formation — galaxies: star formation — galaxies: fundamental parameters — methods: numerical

### 1. Introducción

El estudio de las abundancias químicas de las galaxias puede aportar claves únicas sobre sus historias evolutivas. En particular, el origen de la relación entre la masa estelar  $(M_{\bigstar})$  y la metalicidad de la fase gaseosa\* (MZR, por sus siglas en inglés) de las galaxias ha sido motivo de un intenso debate durante las últimas décadas, tanto desde el punto de vista observacional como teórico (e.g. Tremonti et al., 2004; Lara-López et al., 2010; De Rossi et al., 2017; Sánchez Almeida & Dalla Vecchia, 2018; Maiolino & Mannucci, 2019; Torrey et al., 2019).

En este contexto, se ha reportado que las galaxias masivas  $(M_{\bigstar} \gtrsim 10^{10} \text{ M}_{\odot})$  parecen seguir relaciones de escala asociadas a la metalicidad con características dis-

tintas de aquellas correspondientes a sistemas menos masivos. Por un lado, es bien conocido el hecho de que la MZR se aplana para  $M_{\bigstar} \gtrsim 10^{10} \,\mathrm{M_{\odot}}$  (e.g. Tremonti et al., 2004). Por otro lado, estudios recientes basados en simulaciones numéricas (Zenocratti et al., 2020) predicen que, a  $M_{\bigstar}$  fija, las galaxias masivas con mayor metalicidad en su componente gaseosa tienden a presentar, en promedio, mayor soporte rotacional y una mayor actividad de formación estelar. Por el contrario, las galaxias de menor masa muestran tendencias opuestas (ver, también, Zenocratti et al., 2022).

Mediante el uso de las simulaciones cosmológicas EA-GLE (*Evolution and Assembly of GaLaxies and their Environment*), en este trabajo, extendemos estudios previos, indagando más detalladamente el origen del *scatter* de la MZR. Nuestro objetivo es aportar nuevas claves que contribuyan a explicar las tendencias halladas por Zenocratti et al. (2020).

 $<sup>^{*}</sup>$ Usualmente trazada por la abundancia de oxígeno, 12 +  $\log({\rm O/H}),$  en regiones de formación estelar (ver, e.g., Maiolino & Mannucci 2019).



Figura 1: MZR para galaxias simuladas de alta masa a z = 0. La línea de trazo y punto negra muestra la relación para la muestra completa de galaxias de alta masa, con las barras de error indicando los percentiles 25 % y 75 % de la distribución. La línea continua azul representa la relación para galaxias cuya componente estelar está dominada por rotación, mientras que la línea de trazos roja corresponde a galaxias con componente estelar dominada por dispersión de velocidades.

### 2. Simulaciones y muestra de galaxias

Las simulaciones EAGLE (Schaye et al., 2015; Crain et al., 2015) son un conjunto de simulaciones hidrodinámicas que adoptan una cosmología  $\Lambda \text{CDM}$ :  $\Omega_{\Lambda} =$ 0.693,  $\Omega_{\rm m} = 0.307$ ,  $\Omega_{\rm b} = 0.04825$  y h = 0.6777 (Planck Collaboration, 2015). Incluyen procesos físicos relevantes para estudiar la evolución de galaxias, como enfriamiento radiativo, formación estelar, enriquecimiento químico y *feedback* de supernovas y núcleos activos de galaxias (AGN), entre otros. En este trabajo, utilizamos la simulación llamada "Ref-L0100N1504" (ver Schaye et al. 2015), correspondiente a una caja cúbica de 100 Mpc de lado en coordenadas comóviles. La resolución en masa inicial es de  $1.81 \times 10^6 \text{ M}_{\odot}$  y  $9.7 \times 10^6 \text{ M}_{\odot}$ , para bariones y materia oscura, respectivamente.

Para este trabajo, se seleccionaron, en primer lugar, galaxias con  $M_{\bigstar} \ge 10^{9.8}$  M<sub>☉</sub> a corrimiento al rojo z = 0. Con el fin de disminuir la influencia de efectos ambientales (e.g. *ram-pressure stripping*), se requirió, además, que la muestra a analizar esté constituida sólo por las galaxias centrales de sus halos de materia oscura. Por otro lado, considerando que las abundancias de oxígeno observadas suelen derivarse de regiones H II, estimamos la metalicidad de una dada galaxia a partir de la abundancia de oxígeno de su componente gaseosa en condiciones de formar estrellas (ver De Rossi et al., 2017, por ejemplo). Y, para evitar problemas de resolución numérica, sólo incluímos en nuestra muestra final de galaxias a aquellos sistemas con una masa  $M_{\rm SF,g} \ge 10^{7.75}$  M<sub>☉</sub> de gas en condiciones de formar estrellas.



Figura 2: Matriz de correlación de diversas propiedades de galaxias simuladas con $M_{\bigstar} = 10^{10.6-10.8} \ {\rm M}_{\odot}$ . La escala de colores representa los coeficientes de correlación. Ver el texto para mayores detalles.

### 3. Resultados

### 3.1. Relaciones entre propiedades fundamentales de galaxias masivas

En la Fig. 1 se muestra la MZR para galaxias con  $M_{\bigstar} \gtrsim 10^{10} \,\mathrm{M_{\odot}}$ . Se aprecia la relación para la población general y se comparan, también, los resultados obtenidos al separar a la muestra general según la fracción de energía cinética estelar invertida en rotación ( $\kappa_{\rm co}$ ). En acuerdo con Zenocratti et al. (2020), para  $M_{\bigstar} \approx 10^{10} \,\mathrm{M_{\odot}}$ , las galaxias dominadas por rotación y dispersión de velocidades presentan metalicidades similares, mientras que, para  $M_{\bigstar} > 10^{10} \,\mathrm{M_{\odot}}$ , las primeras presentan mayores metalicidades que las segundas. Más aún, las galaxias con  $\kappa_{\rm co} \leq 0.30 \ (\ge 0.56)$  describen una MZR mediana con pendiente negativa (positiva).\*\* Estas últimas tendencias, sumadas al incremento del porcentaje de galaxias de bajo  $\kappa_{\rm co}$  hacia altas masas, genera que la MZR mediana de la población total pase de ser aproximadamente plana para  $M_{\bigstar} \lesssim 10^{10.75} \,\mathrm{M_{\odot}}$ a presentar pendiente negativa para masas mayores.

La Fig. 2 representa los coeficientes de correlación entre diferentes propiedades de galaxias con masas en el rango  $M_{\bigstar} \approx 10^{10.6-10.8} \,\mathrm{M_{\odot}}$ . Las propiedades evaluadas son: 12 + log(O/H),  $\kappa_{\rm co}$ , elipticidad de la componente estelar ( $\epsilon_{\bigstar}$ ), tasa de formación estelar (SFR, por sus siglas en inglés), fracción de gas en condiciones de formar estrellas ( $f_{\rm SF,g}$ )\*\*\*, triaxialidad de la componente estelar (T), edad estelar promedio, masa ( $M_{\rm BH}$ ) asociada

\*\*\*  $f_{\mathrm{SF,g}} = M_{\mathrm{SF,g}} / (M_{\mathrm{SF,g}} + M_{\bigstar}).$ 

<sup>&</sup>lt;sup>\*\*</sup>Notamos que Zenocratti et al. (2020) hallaron una pendiente despreciable (positiva) para su muestra de menor (mayor)  $\kappa_{\rm co}$ . Las diferencias respecto del presente trabajo son atribuibles a los distintos criterios de selección usados por Zenocratti et al. (2020), cuyas muestras, por ejemplo, incluyen galaxias satélites.



Figura 3: Plano masa-metalicidad coloreado según la masa de agujero negro  $M_{\rm BH}$ , para la muestra de galaxias simuladas de alta masa a z = 0.

a agujeros negros supermasivos (SMBHs, por sus siglas en inglés) y  $M_{\rm BH}/M_{\bigstar}$ . Tendencias similares se obtienen para la matriz de correlación de las galaxias de nuestra muestra en caso de seleccionar otros rangos de  $M_{\bigstar}$  para el análisis.

Se aprecian claramente dos subconjuntos de propiedades que presentan dependencias opuestas. Llamemos A al subconjunto de las siguientes propiedades: 12 + log(O/H),  $\kappa_{\rm co}$ ,  $\epsilon_{\bigstar}$ , SFR y  $f_{\rm SF,g}$ . Y, llamemos B al subconjunto de propiedades dado por: T, edad estelar,  $M_{\rm BH}$  y  $M_{\rm BH}/M_{\bigstar}$ . Los coeficientes de correlación entre propiedades asociadas al mismo subconjunto (i.e. propiedad de A y propiedad de A; ó, propiedad de By propiedad de B) son positivos, mientras que los coeficientes de correlación entre propiedades de distintos subconjuntos (i.e. propiedad de A y propiedad de B, ó viceversa) son negativos. Considerando en forma general las tendencias obtenidas de la matriz de correlación, se ve que, a medida que  $M_{\rm BH}$  se vuelve más dominante en una galaxia, es más probable que la misma: (1) presente menor soporte rotacional, (2) sea más esferoidal, (3) tenga una población estelar más envejecida, (4) muestre menor eriquecimiento químico, y (5) tenga menor actividad de formación estelar.

# 3.2. Impacto del *feedback* de AGN y fusiones de galaxias

De Rossi et al. (2017) analizaron simulaciones EAGLE corridas con diversos modelos de *feedback* de AGN y mostraron que tal proceso tiende a favorecer el calentamiento y eyección de gas en galaxias masivas. Como discuten estos autores, esto último favorece el decrecimiento de la actividad de formación estelar y el enriquecimiento químico de las galaxias. Las dependencias halladas en la Sec. 3.1 entre  $M_{\rm BH}$ , SFR,  $f_{\rm SF,g}$ ,  $12 + \log(O/H)$  y la edad estelar son consistentes con los estudios previos mencionados. Más aún, en la Fig. 3, se puede apreciar la distribución de  $M_{\rm BH}$  en el plano masa-metalicidad para las galaxias de nuestra muestra. Es claro que, a medida que aumenta  $M_{\bigstar}$ , la masa correspondiente a los SMBHs crece, sugiriendo una creciente influencia del *feedback* de AGN para las galaxias de mayor masa. Todos estos resultados sugieren que el *feedback* de AGN es uno de los principales procesos que determinan el enriquecimiento químico de las galaxias masivas y, en particular, el *scatter* de la MZR.

Finalmente, notamos que, adicionalmente al feedback de AGN, otro mecanismo relevante en la evolución de galaxias masivas son las fusiones con otros sistemas galácticos. Un análisis preliminar de las historias evolutivas de nuestra muestra de galaxias para  $M_{\bigstar} \approx 10^{10.6-10.8} \,\mathrm{M}_{\odot}$ , indica que más del 70 % de las galaxias más esferoidales ( $\kappa_{\rm co} \leq 0.3$ ) experimentó al menos una fusión significativa (major merger, en la literatura en inglés) con otra galaxia desde z = 3. Por el contrario, para las galaxias soportadas por rotación ( $\kappa_{\rm co} \geq 0.56$ ), el porcentaje de galaxias que experimentó este tipo de fusiones no supera el ~ 35 %.

### 4. Conclusiones

En este trabajo, se estudió el enriquecimiento químico de galaxias masivas en las simulaciones cosmológicas EAGLE. Encontramos que, a masa estelar fija, las galaxias con mayor soporte rotacional en su componente estelar presentan mayor metalicidad en su fase gaseosa. Además, las galaxias soportadas por rotación (dispersión de velocidades) presentan una MZR con pendiente positiva (negativa), en promedio. Nuestros resultados sugieren que el *feedback* de AGN y las fusiones de galaxias podrían jugar un rol clave en el origen de las tendencias encontradas.

Este artículo muestra resultados de un proyecto de investigación grupal y todos los autores han contribuído por igual al presente trabajo.

Agradecimientos: Agradecemos a la Asociación Argentina de Astronomía por permitirnos mostrar nuestros resultados. Agradecemos también al/a la evaluador/a de este artículo por sus constructivos comentarios. We acknowledge the Virgo Consortium for making their simulation data available. The EAGLE simulations were performed using the DiRAC-2 facility at Durham, managed by the ICC, and the PRACE facility Curie based in France at TGCC, CEA, Bruyères-le-Châtel. This work used the DiRAC@Durham facility managed by the Institute for Computational Cosmology on behalf of the STFC DiRAC HPC Facility (www.dirac.ac.uk).

### Referencias

Crain R.A., et al., 2015, MNRAS, 450, 1937 De Rossi M.E., et al., 2017, MNRAS, 472, 3354 Lara-López M.A., et al., 2010, A&A, 521, L53 Maiolino R., Mannucci F., 2019, A&A Rv, 27, 3 Planck Collaboration, 2015, A&A, 594, A13 Sánchez Almeida J., Dalla Vecchia C., 2018, ApJ, 859, 109 Schaye J., et al., 2015, MNRAS, 446, 521 Torrey P., et al., 2019, MNRAS, 484, 5587 Tremonti C.A., et al., 2004, ApJ, 613, 898 Zenocratti L.J., et al., 2020, MNRAS, 496, L33 Zenocratti L.J., et al., 2022, MNRAS, 512, 6164

### Blue Elliptical galaxies in the Fornax cluster through S-PLUS

A. Cortesi<sup>1</sup>, A.V. Smith Castelli<sup>2,3</sup>, A.R. Lopes<sup>2,4</sup>, D. Brambilla<sup>1</sup>, F. Ferrari<sup>5</sup>, P.A. Lopes<sup>1</sup>, M.E. De Rossi<sup>6</sup>, L. Zenocratti<sup>2,3</sup>, M. Grossi<sup>1</sup>, K. Saha<sup>7</sup> & D.B. Dos Santos<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Observatório do Valongo, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Brasil

<sup>2</sup> Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

<sup>3</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>4</sup> Observatório Nacional, Brasil

<sup>5</sup> Instituto de Matemática, Estatística e Física, UFRGS, Brasil

<sup>6</sup> Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina

<sup>7</sup> Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina

<sup>8</sup> The Inter-University Centre for Astronomy and Astrophysics, India

Contact / aricorte@ov.ufrj.br

**Resumen** / En el contexto del proyecto Fornax de S-PLUS (S+FP), recuperamos una población de galaxias azules elípticas en el cúmulo de Fornax, utilizando los datos multi-banda de S-PLUS. A partir del diagrama colormagnitud, seleccionamos objetos azules y los inspeccionamos visualmente mediante las imágenes gri obtenidas por el DESI Legacy Imaging Survey. Estudiando los parámetros morfológicos de estas galaxias encontramos que algunas de ellas se encuentran clasificadas como irregulares y podrían ser remanentes de fusiones. Un aspecto interesante es que ellas parecen haber caído al cúmulo en épocas tempranas.

**Abstract** / In the context of the S-PLUS Fornax Project (S+FP), we recover a population of blue elliptical galaxies in the Fornax cluster, making use of S-PLUS multi-wavelengths data. From the colour magnitude diagram we selected blue objects and visually inspect the correspondent gri images obtained using Legacy data. Studying morfological parameters of these galaxies we find that some of them are classified as irregular and might be merger remnants. Interestingly, they seem to have fallen in the cluster at early ages.

Keywords / surveys — methods: observational — galaxies: clusters: individual (Fornax) — galaxies: elliptical and lenticular, cD

### 1. Introduction

Elliptical galaxies (Es) present a smooth ellipsoidal morphology, reflecting the random and often very elongated orbits of their constituent stars. Generally, Es live in the densest regions of the Universe (Dressler, 1980), i.e. in the centre of clusters and groups, and are characterised by an old stellar population, rendering their integrated colour red. With the advent of large scale surveys (SDSS; York et al. 2000), blue Es have been discovered and studied (Strateva et al., 2001; Dhiwar et al., 2022). The blue colour of these galaxies could be due to AGN activity, Post AGB stars, or recent star formation. In the latter case, it is interesting to investigate weather the star formation activity was caused by the accretion of a gas rich dwarf or by the effect of the environment. In this context, blue Es act as a tracer of the mass build-up of galaxies clusters and possibly filamentary structures of the cosmic web (Kuchner et al., 2020). The number of blue Es increases with decreasing redshift, while the number density of the red sequence galaxies is also enhanced (Bundy et al., 2005). It implies that blue restframe colors can be the result of minor events of star formation (Gebhardt et al., 2003). Blue Es are generally found in low density environments and present  $Log(M_{\star}) \simeq 9.6 \ M_{\odot}$  (Bamford et al., 2009). Of particular interest is, therefore, studying their location in galaxy clusters. In this work we study a sample of blue Es in the Fornax Cluster, using SPLUS data(Mendes de Oliveira et al., 2019; Smith Castelli et al., 2022).

### 2. Data

The S-PLUS Fornax Project (S+FP) aims at studying the Fornax galaxy cluster using the images and catalogs provided by the Southern Photometric Local Universe Survey (S-PLUS; Mendes de Oliveira et al. (2019)). The S+FP data consist of wide field  $(1.4 \times 1.4 \text{ deg}^2)$  images obtained in 12 photometric (7 narrow- and 5 broad-) bands of 43 pointings covering  $\sim 2.5$  Rvir of the cluster (Rvir $\sim 0.7$  Mpc $\sim 2$  deg) and 63 additional frames covering Fornax outskirts. In addition, we have homogeneous photometry of resolved and unresolved sources located in those 98 S+FP fields from the iDR4 of S-PLUS, as well as additional photometry from two SExtractor runs aimed at recovering bright and faint galaxies not detected in the iDR4 (see Haack et al. in this publication). From the literature, we also compiled a list of  $\sim 900$  galaxies reported as spectroscopically confirmed  $(\sim 20\%)$  or likely Fornax members  $(\sim 80\%)$ , all of which



Figure 1: Colour magnitude diagram of Fornax cluster galaxies with confident photometry in the 12 S-PLUS filters. Their absolute magnitudes are obtained as explained in the text. Objects are colour coded according to their Sérsic indices. Brighter objects tend to have higher Sersic indexes. A less evident connection is found between the Sérsic indices and colours. Objects below the black line are defined blue. Symbol codes are as in the legend.

are located in the S+FP fields.

### 3. Method

In the context of the S+FP, we used a colour-magnitude diagram built from S-PLUS photometry (see Haack et al. in this Boletin) to identify blue Es (Fig. 1). The absolute magnitudes, Mr, are obtained using standard cosmological parameters and the luminosity distances (DL), estimated from the spectroscopic redshifts. The colours are corrected for galactic extinction using values provided by the Nasa Extragalactic Database in the SDSS filters (Schlafly & Finkbeiner, 2011). The best-fit line used to separate objects belonging to the blue cloud is taken from Dhiwar et al. (2022). Then, we visually inspected all the selected objects creating gri colour images from the DESI Legacy Imaging Surveys, which is  $\simeq 4$  magnitudes deeper than S-PLUS. We selected objects having smooth spheroidal shapes, shown as blue circles in Fig.1. In Fig.2 we show the location of the blue Es, as well as of S0 galaxies, and the two brightest galaxies in Fornax: NGC 1316 and NGC 1399.

Moreover, we obtained morfometric parameters of rband Legacy images for the whole sample, using the MORFOMETRIKA (MFMTK) software (Ferrari et al., 2015b). MFMTK is an algorithm designed and developed to perform structural, photometric and morphometric measurements on galaxy images (Ferrari et al., 2015a). The program estimates, among other quantities, single Sérsic 1D and 2D fit parameters and nonparametric morphometric parameters like concentration, asymmetry, M20,  $\sigma_{\phi}$  (used to computed as the image-gradient of the polar map etc.). Detailed explanation of the parameters can be found in Ferrari et al. (2015b).

### 4. Results

We studied the relation between galaxy morphological visual classification and the morfometric parameters. For example, Fig. 3 shows the location of galaxies in the Asymmetry versus Concentration diagram: lenticular galaxies are shown as orange points and blue Es as blue points. Regions where galaxies of a given morphological type tend to fall (see Neichel et al., 2008) are separated by black lines and labeled accordingly. The majority of the blue Es populate the part of the diagram of early-type galaxies. Two of them are classified as irregulars and other two as disks.

Then, we investigated the location of the blue Es in the cluster environment, comparing the location of galaxies in the cluster with simulations (Rhee et al., 2017), and the connection between morfometric parameters and the environment. Specifically, we assigned to every galaxy a probability of belonging to a given region of the projected phase-space (PPS) of the Fornax cluster, as recovered using radial velocities from Maddox et al. (2019). The regions where defined as in Rhee et al. (2017), who made use of cosmological hydrodynamic Nbody simulations of groups and clusters to define a projected phase-space diagram and split it up into distinct regions (labelled A–E), chosen to try to maximize the fraction of a particular time since infall population. For example, region A is dominated by a population of recent infallers, while region E is populated by ancient infallers (see Rhee et al., 2017, and Brambilla et al. 2023). In Fig. 4 we show the location of the galaxy sample in the  $M_{20}$  vs  $\sigma_{psi}$  plane, where  $M_{20}$  is the moment of the fluxes of the brightest 20% of the light in a galaxy, normalized by the total light moment of all pixels (Lotz et al., 2004; Conselice et al., 2008). It is affected by spatial variations and it is sensitive to possible mergers. The parameter  $\sigma_{psi}$  (Ferrari et al., 2015a) is a measure of the presence of coherent substructures in the galaxy image, and it is a good proxy to separate between early and late type galaxies. Surprisingly, blue Es inhabiting region E, where ancient infallers are found, show a high disturbance in their isophotal profiles. Could it be the result of mergers or simply the effect of the continuum harassment of the other cluster galaxies? We are now exploring the galaxies stellar populations, in order to date the last star formation episode and characterize the cause of the blue color.

Acknowledgements: We thank the anonymous referee for her/his comments that helped to improve this contribution. The S-PLUS project, including the T80-South robotic telescope and the S-PLUS scientific survey, was founded as a partnership between the Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP), the Observatório Nacional (ON), the Federal University of Sergipe (UFS), and the Federal University of Santa Catarina (UFSC), with important financial and practical contributions from other collaborating institutes in Brazil, Chile (Universidad de La Serena), and Spain (Centro de Estudios de Física del Cosmos de Aragón, CEFCA). We further acknowledge financial support from the São Paulo Research Foundation (FAPESP), the Brazilian National Research Council (CNPq), the Coordination for the Improvement of Higher Education Personnel (CAPES), the Carlos Chagas Filho Rio de Janeiro State Research Foundation (FAPERJ) and the Brazilian Innovation Agency (FINEP). The
Cortesi et al.



Figure 2: Spatial distribution of Fornax cluster galaxies. The great circles define the virial radius of the Fornax cluster (Rvir~0.7 Mpc, big circle) and that of the infalling subgroup around NGC 1316 (Rvir~0.35 Mpc, small circle), respectively (Iodice et al., 2019). Symbol codes are as in the legend.



Figure 3: Asymmetry vs concentration plot. Galaxies with different morphologies occupy different areas of the plot, black lines are from Neichel et al. (2008). Mergers remnants tend to have larger values of A1 and lower concentrations, early type galaxies occupy the right part of the plot and disk galaxies lie in between. Objects are color coded according to their Sérsic index. Symbol codes are as in the legend. Blue Es seem to be composed by different types of galaxies.

authors made use and acknowledge TOPCAT\* (Taylor, 2005) tool to analyse the data. The Legacy Surveys consist of three individual and complementary projects: the Dark Energy Camera Legacy Survey (DECaLS; Proposal ID #2014B-0404; PIs: David Schlegel and Arjun Dey), the Beijing-Arizona Sky Survey (BASS; NOAO Prop. ID #2015A-0801; PIs: Zhou Xu and Xiaohui Fan), and the Mayall z-band Legacy Survey (MzLS; Prop. ID #2016A-0453; PI: Arjun Dey). A. C. acknowledge the financial support provided by FAPERJ grant E-26/200.607 e 210.371/2022(270993).

### References

Bamford S.P., et al., 2009, MNRAS, 393, 1324 Bundy K., Ellis R.S., Conselice C.J., 2005, ApJ, 625, 621 Conselice C.J., Rajgor S., Myers R., 2008, MNRAS, 386, 909 Dhiwar S., et al., 2022, MNRAS Dressler A., 1980, ApJ, 236, 351

Ferrari F., de Carvalho R.R., Trevisan M., 2015a, ApJ, 814, 55





Figure 4: Second moment of light  $(M_{20})$  vs spirality  $(\sigma_{psi})$ . Larger dots correspond to blue Es, colour coded according to the PPS region they belong to (see diagram from Rhee et al., 2017). Ancient infallers seem to have high spirality, suggesting recent encounters.

Ferrari F., de Carvalho R.R., Trevisan M., 2015b, ApJ, 814, 55

- Gebhardt K., et al., 2003, ApJ, 597, 239
- Iodice E., et al., 2019, A&A, 623, A1
- Kuchner U., et al., 2020, MNRAS, 494, 5473
- Lotz J.M., Primack J., Madau P., 2004, AJ, 128, 163 Maddox N., et al., 2019, MNRAS, 490, 1666
- Mendes de Oliveira C., et al., 2019, MNRAS, 489, 241
- Neichel B., et al., 2008, A&A, 484, 159
- Rhee J., et al., 2017, ApJ, 843, 128
- Schlafly E.F., Finkbeiner D.P., 2011, ApJ, 737, 103
- Smith Castelli A.V., et al., 2022, BAAA, 63, 253
- Strateva I., et al., 2001, AJ, 122, 1861
- Taylor M.B., 2005, P. Shopbell, M. Britton, R. Ebert (Eds.), Astronomical Data Analysis Software and Systems XIV. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, vol. 347, 29
- York D.G., et al., 2000, AJ, 120, 1579

### Sistemas de Galaxias Pares en Vacíos Cósmicos

M.G. Roca<sup>1</sup>, S. Alonso<sup>2</sup>, L. Ceccarelli<sup>3</sup> & V. Mesa<sup>4</sup>

Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, UNSJ, Argentina

<sup>2</sup> Departamento de Geofísica y Astronomía, Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, UNSJ, Argentina

<sup>3</sup> Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET–UNC, Argentina

<sup>4</sup> Departamento de Astronomía, Universidad de La Serena, Chile

Contacto / mgroca11@gmail.com

**Resumen** / Se presenta un catálogo de sistemas de galaxias pares que habitan el interior de vacíos cósmicos (voids). La muestra consta de una población de 72 galaxias pares con distancia proyectada  $r_p < 100 \ h^{-1} \ \text{kpc} \ \text{y}$  velocidad radial relativa  $\Delta V < 500 \ s^{-1} \ \text{km}$  clasificadas según su tipo morfológico. Asimismo se realizaron análisis estadísticos comparativos con muestras de control ajustadas en corrimiento al rojo (z), índice de concentración (C) y magnitud absoluta en la banda  $\mathbf{r}$  ( $M_r$ ) de galaxias pares que se encuentran en ambientes de mayor densidad. Se analizaron diferentes propiedades a partir de los parámetros  $D_n(4000)$ , tasa de formación estelar específica (SFR/M<sub>\*</sub>) e índices de colores (u-r) y (g-r), concluyendo que las galaxias pares que habitan en voids poseen poblaciones estelares más jóvenes, mayor tasa de formación estelar e índice de color más azul, con respecto a galaxias pares en ambientes de mayor densidad local.

**Abstract** / We present a catalogue of galaxy pair systems inhabiting the interior of cosmic voids. The galaxy sample consists of a population of 72 pairs with projected separation  $r_p < 100 h^{-1}$  kpc and relative radial velocities  $\Delta V < 500 s^{-1}$  km classified according to their morphological type. We performed comparative statistical analyzes with adjusted control samples in redshif (z), concentration index (C) and absolute magnitude ( $M_r$ ) of galaxy pairs found in environments of higher density. We analyze different properties from the parameters  $D_n(4000)$ , specific star formation rate ( $SFR/M_*$ ) and colour index (u-r) and (g-r), concluding that the galaxy pairs that inhabit voids have younger stellar populations, a higher rate of star formation and a bluer color index, with respect to paired galaxies in environments of higher local density.

Keywords / galaxies: pairs — galaxies: statistics

### 1. Introducción

En un sistema de galaxias pares la distancia entre las componentes es comparable con sus respectivos tamaños, debido a esto se produce interacción gravitatoria mutua que afecta fuertemente la evolución, morfología y diversos parámetros siendo los más importantes: índices de colores (g - r) y (u - r), salto en la línea de los 4000Å (Dn(4000)) y tasa de formación estelar específica  $(SFR/M_*)$ , esto último se define como masas solares por año que forma la galaxia sobre su masa total. Dos galaxias conforman un sistema par cuando la distancia proyectada  $(r_p)$  y la velocidad relativa entre las componentes  $(\Delta V)$  no supera un máximo establecido, siendo  $r_p < 100 \ h^{-1}$  kpc y  $\Delta V < 500 \ s^{-1}$  km los valores considerados para el presente trabajo. Además no debe haber una tercera o más componentes formando un triplete o sistema múltiple.

Del mismo modo que dos de galaxias se perturban entre si, el ambiente de densidad local afecta al par, en ese sentido Alonso et al. (2004) compararon galaxias pares y galaxias sin compañeros cercanos en cúmulos de galaxias, encontrando que en sistemas pares con  $r_p < 15$  $h^{-1}$  kpc es mayor la formación estelar y tienen índice de color más azul. Para separaciones proyectadas mayores las galaxias en pares poseen menos formación estelar e índice de color más rojo que galaxias aisladas del mismo cúmulo. Las galaxias en pares tienden a contener poblaciones estelares más rojas ya que existen en su mayoría en ambientes de mayor densidad (Patton et al., 2011). Pero esto último depende fuertemente del tipo de interacción: según el trabajo de Lambas et al. (2012) las galaxias en proceso de fusión son más azules mientras que las que presentan colas tidales son más rojas, ambas comparadas con pares no perturbados.

El objetivo del presente trabajo es identificar y estudiar galaxias pares en ambientes de extrema baja densidad como son los vacíos cósmicos los cuales constituyen extensas regiones de hasta 50  $h^{-1}$  Mpc de diámetro y poseen alrededor de 20% de la densidad promedio del Universo (Kirshner et al., 1981). Debido a la baja densidad de galaxias en los *void*, cada sistema par presente en estas regiones evoluciona aislado de otros grupos o cúmulos de galaxias haciendo que la influencia del medio sea mínima y el sistema se aproxime a un problema ideal de dos cuerpos.

### 2. Datos

Se utilizó un catálogo conformado por 25840 galaxias pares de Mesa et al. (2018) cuyas principales características son z < 0.1,  $r_p < 100 \ h^{-1}$  kpc y  $\Delta V < 500 \ s^{-1}$  km. Además un catálogo de 194 *voids* de Ceccarelli et al. (2013) que tiene como parámetros principales z < 0.08

v radio de *void* (Rv) entre 5 – 19  $h^{-1}$  Mpc. Ambos catálogos fueron construidos a partir del relevamiento SDSS-DR14 (Strauss et al., 2002). El primer paso fue hacer una correlación entre catálogos calculando la distancia entre la galaxia más brillante de cada sistema par y el centro de cada void utilizando las distancias comóviles transversal y en la linea de la visual descritas por Hogg (1999). La densidad en los voids aumenta fuertemente con respecto a la distancia al centro dado que las galaxias que se encuentran en ellos tienden a moverse hacia la periferia formando una región conocida como shell (Cautun et al., 2018), debido a esto se eligieron 3 regiones: región central (0 - 0.8 Rv), periferia (0.8 - 1.0 Rv) y shell (1.0 - 1.2 Rv). Cabe destacar que los *voids* no son perfectamente esféricos por lo cual es importante establecer una región de transición para delimitar bien cada void propiamente dicho con su respectivo shell, esta región es la periferia.

Se encontraron 72, 138 y 275 pares de galaxias en la región central, periferia y *shell* respectivamente. La región central es la que posee menor densidad numérica de galaxias por lo tanto las galaxias pares encontradas en esta región representan la principal muestra de estudio y los parámetros de estas galaxias deben ser comparadas con galaxias en la periferia y el *shell*. En la Fig. 1 se muestra la distancia de las galaxias pares respecto al centro de cada *void*.



Figura 1: Distribución espacial de las galaxias pares respecto de la distancia al centro del *void* al cual pertenecen. Donde  $r_{pc}$  es la distancia proyectada entre la galaxia más brillante del par y el centro del *void*,  $R_v$  es el radio de cada *void*. Están presentes las muestras de la región central (azul), periferia (gris) y *shell* (rojo).

### 3. Análisis de las muestras obtenidas

Se comparó la morfología de las muestras obtenidas en la región central, periferia y *shell*. Mediante la clasificación morfológica de Hubble se las identificó como pares espiral-espiral (S-S), espiral-elíptica (S-E) y elípticaelíptica (E-E). Se agruparon las galaxias irregulares y lenticulares dentro de la categoría espiral ya que son escasas para todas las muestras y tienen índices de color más similar entre si comparadas con galaxias elípticas. Además se analizó la magnitud absoluta en la banda **r**  $(M_r)$  y el índice de concentración C, este parámetro se define como  $C = r_{90}/r_{50}$  donde  $r_{90}$  y  $r_{50}$  representan los radios que contienen el 90 % y 50 % del brillo superficial respectivamente. Los resultados se encuentran en la siguiente tabla.

Tabla 1: Comparación de las muestras en cuanto a tipo morfológico, magnitud absoluta  $M_r$  e índice de concentración C.

|                 | Cen (%)   | Per(%) | Shell (%) |
|-----------------|-----------|--------|-----------|
| S-S             | <u>60</u> | 44     | 44        |
| S-E             | 28        | 30     | 36        |
| E-E             | 12        | 26     | 20        |
| $M_{\pi} > -20$ | 60        | 28     | 20<br>57  |
| C > 2.5         | 50        | 44     | 42        |

Debido a que la mayor diferencia estadística entre las muestras se presenta en  $M_r$ , se ajustó una muestra de control para los pares en periferia y *shell* con la misma distribución que poseen los pares de la región central, dichas muestras contienen 97 y 206 pares para la periferia y *shell* respectivamente. Entre la región central y las muestras de control se compararon índices color (u - r) y (g - r), tasa de formación estelar específica  $(SFR/M_*)$  y el índice espectral  $D_n(4000)$ , como indicador de la edad de las poblaciones estelares de las galaxias. Los respectivos histogramas se muestran en la figura 2 . A continuación el resumen estadístico de los datos obtenidos.

Tabla 2: Resumen estadístico comparativo entre la región central y las muestras de control para la periferia y *shell*.

|                      | Cen. (%) | Per. (%) | Shell (%) |
|----------------------|----------|----------|-----------|
| (u-r) < 2.0          | 61       | 37       | 38        |
| (g-r) < 0.6          | 49       | 32       | 32        |
| $D_n(4000) < 1.8$    | 36       | 18       | 22        |
| $log(SFR/M_*) > -10$ | 48       | 28       | 27        |

Para cada parámetro se define un valor que permite comparar las muestras, en cuanto a índice de color (u-r), valores inferiores a 2.0 se considera galaxias azules, mientras que valores mayores corresponden a galaxias rojas. Al comparar las tres muestras se observa que las galaxias de la región central poseen en proporción mayor cantidad de galaxias azules, un 23 % más que en la periferia y el shell. Para el índice (q-r) el corte se lo estableció en 0.6, observándose una distribución similar. Del mismo modo, se hizo un corte para el índice espectral  $D_n(4000)$ , donde valores inferiores a 1.8 está relacionado con poblaciones estelares más jóvenes. El porcentaje de galaxias pares con Dn(4000) por debajo del corte mencionado es un 14 % mayor en la región central (36%) que en el *shell* (22%). Por último, el corte para denotar mayor tasa de formación estelar específica, se estableció por encima de -10.0 y en este caso, el porcentaje de galaxias pares con  $log(SFR/M_*)$  por encima del corte es un 20 % mayor en la región central (48 %) que en la periferia (28%) y en el *shell*(28%).



Figura 2: Distribución de índices de color (u - r), (g - r),  $D_n(4000)$  y  $log(SFR/M_*)$  para galaxias pares ubicadas en la región central (línea azul sólida), periferia (sombreada gris) y *shell* (línea roja puntuada).

### 4. Conclusiones

Se encontraron 72, 138 y 275 sistemas de galaxias pares habitando la región central, periferia y *shell* de *voids* a partir de la correlación entre un catálogo 25840 gala-

xias pares y un catálogo de 194 voids construidos ambos con el relevamiento SDSS DR-14. Se realizaron comparaciones de morfología,  $C \neq M_r$  entre las poblaciones. Debido a que las muestras difieren en mayor medida en magnitud absoluta, se ajustaron muestras de control en  $M_r$  para la periferia y *shell* con la misma distribución que presentan los pares en la región central, reduciéndose a 97 y 206 pares respectivamente, a partir de este punto se realizaron comparaciones estadísticas entre la región central y las muestras de control mencionadas. Analizando los parámetros (u-r) y (g-r),  $D_n(4000)$  y log(SFR/M\*), se determinó que los pares en la región central tienden a presentar en promedio poblaciones estelares más jóvenes, azules y mayor tasa de formación estelar en comparación con las muestras de control de los pares en la periferia y shell. Se puede afirmar por lo tanto que a menor densidad de ambiente, los sistemas pares evolucionan más lentamente que en regiones de mayor densidad.

### Referencias

Alonso M S., et al., 2004, MNRAS, 352, 1088 Cautun M., et al., 2018, MNRAS, 476, 3195 Ceccarelli L., et al., 2013, MNRAS, 44, 1435 Hogg D.W., 1999, arXiv e-prints,, pp astro-ph/9905116 Kirshner R P., et al., 1981, ApJ, 248, L57 Lambas D G., et al., 2012, A&A, 539A, 45L Mesa V., et al., 2018, A&A, A24, 619 Patton D., et al., 2011, MNRAS, 412, 591 Strauss M., Weinberg D., Lupton R., 2002, AJ, 124, 1810

### Simulaciones de fluctuaciones no lineales en eras tempranas del Universo

P.E. Colazo<sup>1,2,3</sup>, A.N. Ruiz<sup>2,3</sup>, F. Stasyszyn<sup>1,2,3</sup> & N.D. Padilla<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación, UNC, Argentina

<sup>2</sup> Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina

<sup>3</sup> Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

Contacto / patricio.colazo@mi.unc.edu.ar

**Resumen** / Las actuales simulaciones cosmológicas se realizan con condiciones iniciales pseudo-lineales y gaussianas en  $z \sim 200$ . Esto podría no ser correcto para modelos alternativos de materia oscura (DM, por sus siglas en inglés). En particular, si los agujeros negros primordiales que se forman en tiempos tempranos del Universo son considerados componentes de la DM, podrían existir efectos no lineales que son despreciados en los modelos actuales. Es por esto que en este trabajo se estudia la evolución de pequeñas fluctuaciones al final de la era de radiación usando simulaciones numéricas de N-cuerpos. Partiendo de un espectro inicial de materia a z > 1100con parámetros cosmológicos típicos de un Universo de materia oscura fría con constante cosmológica ( $\Lambda$ CDM), incrementamos la potencia en modos mayores a 14.75 hMpc<sup>-1</sup> siguiendo posibles modelos alternativos de inflación. Se evoluciona gravitacionalmente esta condición inicial observando efectos no lineales en tiempos anteriores a los encontrados por un espectro estándar  $\Lambda$ CDM. A partir de estos resultados, se podrá caracterizar cómo deben ser las condiciones iniciales con efectos no lineales de épocas tempranas.

**Abstract** / Current cosmological simulations are generated from initial condition which are gaussian and linear in  $z \sim 200$ . This could be incorrect for alternative models of dark matter (DM). Furthermore, if primordial black holes which form in the early Universe are considered components of the DM, there could exist non-linear effects that would not be taken into account. Due to this we study the evolution of small fluctuations at the end of the radiation dominated epoch using N-body numerical simulations. We calculate an initial spectrum of matter at z > 1100 for typical cosmological parameters of a cold dark matter with a cosmological constant ( $\Lambda$ CDM) Universe, increasing the power in modes greater than 14.75 hMpc<sup>-1</sup> following possible alternative inflation models. This condition is evolved gravitationally and we find non-linear effects in earlier times to those found for a standard spectrum  $\Lambda$ CDM. From these results, we will be able to produce initial condition with non-linear effects of early epochs.

Keywords / dark matter — early universe

### 1. Introducción

Las actuales simulaciones cosmológicas se realizan con condiciones iniciales pseudo-lineales y gaussianas las cuales se crean a partir de métodos pseudolineales ( ver, por ejemplo, Bernardeau et al. (2002) y Jenkins (2010)), es por eso que comienzan en  $z \sim 200$  para satisfacer estas condiciones. Esto podría no ser correcto para modelos alternativos de materia oscura como los agujeros negros primordiales (PBH) formados en tiempos tempranos del Universo (Zel'dovich & Novikov (1966); Hawking (1971); Carr & Hawking (1974)). Es importante destacar que en estos modelos no se resuelven las fluctuaciones alrededor de los agujeros negros individuales, y la no linealidad se debe al aumento en la amplitud del espectro de potencia en pequeñas escalas, lo que modifica el régimen lineal. Por otro lado, los PBHs podrían constituir solo una fracción o la totalidad de la materia oscura (DM) (Véase Khlopov (2010); Carr et al. (2016) Carr et al. (2017); Carr & Kühnel (2020)) y debido a su presencia podrían existir efectos no lineales.

Por los motivos mencionados anteriormente, en este trabajo estudiamos la evolución de pequeñas fluctuacio-

Presentación mural

nes desde épocas muy tempranas para observar si presentan efectos no lineales en tiempos anteriores a los encontrados para un espectro estándar  $\Lambda$ CDM (índice espectral primordial  $n_s \sim 1$ ). A partir de estos resultados, se puede caracterizar cómo deben ser las condiciones iniciales cuando la materia oscura incluye PBHs, para evolucionarlas correctamente hasta z = 0. Los espectros de potencia de fluctuaciones de densidad que utilizamos en este trabajo tienen mayor potencia en escalas pequeñas, con  $n_b = 2 \text{ o } 3$ , (Linde, 1994) y corresponden a modelos de inflación que podrían producir PBHs (Kawasaki et al. (2013); Gupta et al. (2020); (Sureda et al., 2021)).

El artículo está ordenado de la siguiente manera: la Sec. 2 tratará de la metodología implementada para hacer las simulaciones y las herramientas empleadas en el análisis, en la Sec. 3 se explica el apartamiento del régimen lineal de las fluctuaciones y por último el análisis y conclusiones se encuentran en la Sec. 4.



Figura 1: Espectros de potencia para distintos redshifts. En el *panel de la izquierda* se pueden ver los espectros medidos con GADGET-4 de 3 simulaciones, de abajo para arriba:  $\Lambda CDM$ ,  $n_b = 2$  y  $n_b = 3$ . Además en línea punteada se observa el espectro lineal esperado obtenido con CAMB para cada uno de los modelos a  $z \sim 1100$ . El *panel de la derecha* muestra el impacto de la evolución no lineal en z = 10, donde se ve un apartamiento significativo del régimen lineal en pequeña escala.

### 2. Metodología

Las simulaciones utilizadas en este trabajo fueron realizadas utilizando dos códigos públicos:

- CAMB (Lewis et al., 2000), se utiliza para calcular los observables cosmológicos con el cual se obtiene un espectro de potencia a z = 1100 que se emplea para generar las condiciones iniciales de nuestras simulaciones de N-cuerpos.
- GADGET-4 (Springel et al., 2021), se utiliza para evolucionar las condiciones iniciales hasta el redshift deseado y calcular los espectros de potencia a un dado z.

Una vez generado el espectro de potencia inicial, para simular los PBHs se toma un  $k_{piv} \sim 14.75 \ h {\rm Mpc}^{-1}$ y se aumenta la potencia al espectro para  $k > k_{piv}$  con otro índice espectral conocido como índice azul  $(n_b > 1)$ . Este incremento está debidamente motivado por modelos alternativos de inflación logrando así que el espectro quebrado simule el hecho de tener agujeros negros primordiales sin agregar partículas especiales. Cabe señalar que el código GADGET-4 emplea una subrutina llamada NGENIC la cual a partir de un espectro de potencia devuelve una distribución de partículas empleando el método de teoría de perturbación lagrangiana de segundo orden, por lo que recrean correctamente el espectro recibido siempre y cuando las fluctuaciones no se encuentren en el régimen no lineal. Es por eso que se debe investigar hasta que número de onda NGENIC genera distribuciones correctas a partir de dicho espectro.

Se realizaron 3 simulaciones solo con DM comenzando en z = 1100 en una caja comovil de 3  $h^{-1}$ Mpc de lado con 256<sup>3</sup> partículas. La cosmología en las tres simulaciones es consistente con los resultados de la misión *Planck* (Planck Collaboration et al., 2020) exceptuando el hecho del incremento de potencia en  $k > k_{piv}$  (escalas pequeñas en espacio real). En la Fig. 1 pueden verse



Figura 2: Cocientes de los espectros de potencia medidos respecto del lineal esperado para los dos modelos más extremos a distinto z. Las áreas en rojo suave y rojo intenso corresponden a los límites de resolución  $k_{nyq}/2$  y  $k_{nyq}$ , respectivamente. Se observa una concordancia entre ambos modelos hasta  $k_{piv}$  pero una evolución diferente para valores mayores.

los distintos espectros iniciales. En adelante, la simulación  $\Lambda$ CDM corresponde al espectro de potencia fiducial (azul en la Fig. 1),  $n_b = 2$  corresponde al espectro inicial que se le incrementó las pequeñas escalas utilizando un índice  $n_b = 2$  (línea naranja) y por último se emplea el índice  $n_b = 3$  para la simulación más extrema (línea verde).

### 3. Régimen lineal vs. no lineal

A medida que la simulación evoluciona, el espectro  $\Lambda$ CDM se va separando del modelo lineal que predice CAMB tal como se espera. Esto también ocurre con los



Figura 3: Estructura presente en las simulaciones  $\Lambda \text{CDM}$  (*iz-quierda*) y  $n_b = 3$  (*derecha*) en z = 10 para una simulación de 3  $h^{-1}$ Mpc de lado. El ancho de la tajada es del 10% del tamaño del box. En el *panel izquierdo* se observan estructuras definidas pero no colapsadas completamente, sin embargo, en el *panel derecho*, estas mismas estructuras están más evolucionadas, lo que significa que aumentar la potencia en escalas chicas acelera el proceso de colapso.

espectros para PBHs (véase el panel de la derecha de la Fig. 1).

En la Fig. 2 se presenta el cociente de cada espectro de potencia medido con GADGET-4 respecto del lineal estimado con CAMB al mismo redshift. Se puede ver una concordancia entre ambos modelos hasta  $k_{piv}$  ya que en este régimen se espera que sea gaussiana, al menos para ACDM por lo tanto la condición inicial no debería poseer apartamientos significativos del régimen lineal para ninguna de las simulaciones (tal como se observa). Por otro lado se observa una evolución diferente para valores mayores de k. Esto asegura que el modelo en las escalas esperadas respeta ACDM y solo se ve modificada la evolución no lineal en las escalas que fueron potenciadas. Para distintos z se ve una tendencia de crecimiento a redshifts más bajos en ambos modelos, sin embargo el modelo ACDM tiene una mayor separación en z = 10que el modelo con  $n_b = 3$ , sugiriendo que el modelo ACDM realiza un apartamiento de la linealidad de golpe comparado con los PBHs para alcanzar las mismas amplitudes en el régimen no lineal. Esto se interpreta como un límite en el crecimiento de las no linealidades para ciertas escalas, haciendo que  $n_b = 3$  no deba decrecer mucho para alcanzar las mismas amplitudes que  $\Lambda CDM$ 

### 3.1. Estructuras

El caso con PBHs muestra algunas diferencias con  $\Lambda$ CDM la Fig. 3 muestra de manera cualitativa la diferencia de estructura a  $z \sim 10$ . Los modelos con índice espectral más alto mantienen la misma estructura que  $\Lambda$ CDM pero con fluctuaciones levemente mayores. Los espectros de potencia que corresponde a PBHs como DM, logran colapsar estructuras más rápido que  $\Lambda$ CDM a un dado redshift. Estos también producirían un cambio en la abundancia de halos de materia oscura de baja masa, lo cual es el objetivo a largo plazo del presente trabajo, generando posibles observables para misiones futuras tales como Rubin-Telescope (Collaboration, 2012).

### 4. Conclusiones

Se emplean espectros teóricos ACDM para generar simulaciones que incluyan agujeros negros primordiales, modificándolos en escalas no medibles actualmente. Esta condición inicial con una pendiente  $n_b$  está motivada por modelos inflacionarios que producirían PBHs. Al evolucionar estos modelos se logra encontrar que las estructuras cósmicas colapsan más rápidamente respecto de un espectro estándar, pero sin cambiar los rasgos de las grandes estructuras. Los estudios y análisis presentados permiten concluir que si las escalas de interés son cercanas al  $k_{piv}$  no es crítico cambiar el inicio de las simulaciones debido a la presencia de los agujeros negros primordiales, pero si las escalas de interés se encuentran en escalas más pequeñas que este límite, deben de comenzar en tiempos tempranos para poder generar las condiciones iniciales pseudo-lineales y gaussianas de manera correcta. Esta conclusión permite conocer como debe ser el punto inicial para elaborar proyectos más costosos computacionalmente que logren alcanzar las resoluciones necesarias y permitan obtener observables para diferenciar estos posibles escenarios cosmológicos.

### Referencias

- Bernardeau F., et al., 2002, PhR, 367, 1
- Carr B., Kühnel F., 2020, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci, 70, 355
- Carr B., Kühnel F., Sandstad M., 2016, Phys. Rev. D, 94, 083504
- Carr B., et al., 2017, Phys. Rev. D, 96, 023514
- Carr B.J., Hawking S.W., 1974, MNRAS, 168, 399
- Collaboration L.D.E.S., 2012, Large synoptic survey telescope: Dark energy science collaboration
- Gupta G., Sharma R., Seshadri T.R., 2020, International Journal of Modern Physics D, 29, 2050029
- Hawking S., 1971, MNRAS, 152, 75
- Jenkins A., 2010, MNRAS, 403, 1859
- Kawasaki M., Kitajima N., Yanagida T.T., 2013, Phys. Rev. D, 87, 063519
- Khlopov M.Y., 2010, Res. Astron. Astrophys., 10, 495
- Lewis A., Challinor A., Lasenby A., 2000, ApJ, 538, 473
- Linde A., 1994, Phys. Rev. D, 49, 748
- Planck Collaboration, et al., 2020, A&A, 641, A6
- Springel V., et al., 2021, MNRAS, 506, 2871
- Sureda J., et al., 2021, MNRAS, 507, 4804
- Zel'dovich Y.B., Novikov I., 1966, AZh, 43, 758

# Effective yields as tracers of feedback effects on the metal enrichment of galaxies

M.C. Zerbo<sup>1</sup>, M.E. De Rossi<sup>2,3</sup>, M.A. Lara-López<sup>4,5,6</sup> & L.J. Zenocratti<sup>1,7</sup>

Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina

Armagh Observatory and Planetarium, Irlanda del Norte

Departamento de Física de la Tierra y Astrofísica, Universidad Complutense de Madrid, España Instituto de Física de Partículas y del Cosmos IPARCOS, Fac. de Ciencias Físicas, Universidad Complutense 6

de Madrid, España Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

Contact / candelazerbo@gmail.com

Resumen / La caracterización de las relaciones de escala entre las propiedades globales de las galaxias puede ayudar potencialmente a la reconstrucción de la trayectoria evolutiva pasada de las galaxias individuales. En este trabajo, utilizamos las simulaciones cosmológicas hidrodinámicas EAGLE (Evolution and Assembly of GaLaxies and their Environments) para testear el potencial de los yields efectivos,  $y_{\rm eff}$ , como indicadores del impacto acumulado de procesos de feedback en tales relaciones. Nuestros resultados logran distinguir comportamientos diferenciados en la distribución de valores de  $y_{\text{eff}}$  cuando se varían, por separado, las eficiencias de feedback de supernova y núcleos activos de galaxias (AGN, por sus siglas en inglés) en los modelos. Además, estudiamos la variación temporal de y<sub>eff</sub> a partir de la construcción de los árboles de fusión de dos galaxias típicas masivas. La simulaciones predicen que los procesos de *feedback* de AGN como las fusiones de galaxias influyen fuertemente en la evolución de  $y_{\text{eff}}$ .

**Abstract** / The characterisation of scaling relations between global galaxy properties can potentially aid the reconstruction of the past evolutionary path of individual galaxies. In this work, we use the EAGLE (Evolution and Assembly of GaLaxies and their Environments) cosmological simulations to test the potential of effective yields,  $y_{\rm eff}$ , as indicators of the accumulated impact of feedback processes in such relations. Our results are able to distinguish differential behaviours in the distribution of values of  $y_{\text{eff}}$  when varying, separately, the supernova and active galactic nuclei (AGN) feedback efficiencies in the models. Furthermore, we study the temporal variation of  $y_{\rm eff}$  by constructing the merger trees of two typical massive galaxies. Simulations predict that AGN feedback processes and galaxy mergers strongly influence the  $y_{\text{eff}}$  evolution.

Keywords / galaxies: abundances — galaxies: evolution — galaxies: formation — galaxies: fundamental parameters — galaxies: star formation — methods: numerical

#### 1. Introduction

Given the complexity of processes involved in the metal enrichment of galaxies, the determination of scaling relations between their chemical and dynamical properties can help constrain their dominant evolutionary paths. Recent efforts have been done to explain the origin of such behaviours. In particular, De Rossi et al. (2017) analysed the stellar mass  $(M_{\star})$ -metallicity relation in the EAGLE simulations and concluded that feedback processes play a central role on reproducing the observed trends. More recently, Lara-López et al. (2019) studied the relation between effective yields  $(y_{\text{eff}})$  and baryonic masses  $(M_{\rm bar})$  of galaxies, reporting a change from a positive to a negative median slope as  $M_{\rm bar}$  increases above  $\sim 10^{10} M_{\odot}$ . The two aforementioned articles support the idea that active galactic nuclei (AGN) feedback quenches the star-formation in massive galaxies, while the influence of metal-enriched outflows and the infall of low-metallicity gas dominates at lower masses.

In this work, we continue analysing the link between  $y_{\text{eff}}$ , and supernova (SN) and AGN feeback processes. Firstly, we assess the connection between  $y_{\rm eff}$ and gas-phase metallicity for dark matter halos of different masses. Secondly, we explore the main events that can trigger significant changes in the temporal evolution of  $y_{\rm eff}$ . More results about this project can be found in Zerbo et al. (2022).

#### 2. The EAGLE simulations

The EAGLE suite (Schaye et al., 2015; Crain et al., 2015; The EAGLE team, 2017) is composed of cosmological hydrodynamical simulations, run with different volumes, resolutions and physical models. They track the joint evolution of dark matter and baryons in cosmologically representative volumes, adopting a flat  $\Lambda CDM$ cosmology with parameters from Planck Collaboration (2015). Subgrid models are implemented for describing star formation, stellar and chemical evolution, SN



#### Effective yields as tracers of feedback effects

Figure 1:  $M_{200} - Z_{SF gas}$  relation as a function of  $y_{eff}$ . Solid lines represent the median relation at z = 0, dotted lines in centre and left panels indicate the z = 0 median relation for the Reference model. Error bars denote the 25th and 75th percentiles. Top panels study the effects of active galactic nuclei (AGN) feedback. Bottom panels evaluate the effects of varying supernova (SN) feedback efficiency.

and AGN feedback, among others relevant processes for galaxy evolution.

In this work, intermediate-resolution simulations with distinct feedback models were explored to test the impact of SN (AGN) feedback. These simulations were run within cubic boxes of side-lengths of L = 25(L = 50) comoving Mpc, considering  $376^3$  ( $752^3$ ) particles per specie. Specifically, models corresponding to weak, reference and strong SN feedback efficiency were tested by means of the so-called WeakFB-, Ref- and StrongFB-L0025N0376 simulations, respectively. Alternatively, models associated with no AGN, reference and a higher AGN feedback impact were explored by using the so-called NOAGN-, Ref- and AGNdT9-L0050N0752 simulations. For the latter simulation, AGN feedback drives a higher gas temperature increase ( $\Delta T_{AGN}$ ) than for the reference model.

### 3. Methodology

To avoid numerical artefacts, we selected a sample composed only by simulated galaxies with  $M_{\star} > 10^9 \text{ M}_{\odot}$ . In addition, we restrict our sample to the central galaxies of halos, so that environmental effects (e.g. ram-pressure stripping) are reduced.

Information about the merger trees of simulated galaxies were extracted from the EAGLE database (McAlpine et al. 2016). We based our analysis on the main branch, which tracks the main progenitor<sup> $\star$ </sup> in each

output of the simulation.

Ideally, a galaxy that does not experience exchange of material with its surroundings is considered a closed box and follows a simple analytical relation between gas metallicity ( $Z_{gas}$ ) and gas mass fraction ( $\mu$ ):

$$Z_{\rm gas} = y_{\rm true} \ln(1/\mu),\tag{1}$$

where  $y_{\rm true}$  is the true stellar yield. Following De Rossi et al. (2017), in this work, we use the star-forming (SF) gas metallicity ( $Z_{\rm SF\,gas}$ ) and the SF gas mass fraction ( $\mu_{\rm SF} = M_{\rm SF\,gas}/(M_{\star} + M_{\rm SF\,gas})$ , where  $M_{\rm SF\,gas}$  is the SF gas mass) to define  $y_{\rm eff}$  as:

$$y_{\rm eff} = \frac{Z_{\rm SF\,gas}}{\ln(1/\mu_{\rm SF})}.\tag{2}$$

 $y_{\rm eff}$  quantifies the departure of a galaxy from a closed-box model. Since real galaxies do not evolve as closed systems,  $y_{\rm eff}$  is expected to be lower than  $y_{\rm true}$  due to the lost of metal-rich gas via outflows and/or the infall of pristine gas (Edmunds 1990). In this article, we study  $y_{\rm eff}$  and  $Z_{\rm SF\,gas}$  for galaxies inhabinting halos of different masses  $(M_{200})^{\star\star}$ .

<sup>\*</sup>The main progenitor is defined as the progenitor with the

largest mass summed across all earlier simulation outputs.

 $<sup>^{\</sup>star\star}M_{200}$  is the total mass enclosed by a sphere whose internal density is 200 times the critical density of the universe,  $3H^2/8\pi G.$ 



Figure 2: Temporal evolution of  $y_{\text{eff}}$  for two typical galaxies, traced by the main branch of their merger trees. Main events in their evolutionary histories are indicated by arrows. Mock images represent the galaxies at z = 0.

### 4. Results

### 4.1. Link between $y_{\text{eff}}$ and feedback processes

In Fig. 1, we show the  $M_{200} - Z_{\rm SFgas}$  relation. The upper panels exhibit the results corresponding to different AGN feedback models. The three considered feedback prescriptions predict similar median relations at the lowmass end. On the contrary, as  $\Delta T_{AGN}$  increases, lower metallicities are obtained for galaxies in more massive halos, generating a change in the slope of the median relation, from a positive value for the NoAGN model to a negative one for the reference and strong feedback models. In addition, a higher  $\Delta T_{\rm AGN}$  leads to a higher number of galaxies with low  $y_{\text{eff}}$ . This particular population is preferably placed in the region of high masses and below the median relation. Our results are consistent with previous works (De Rossi et al. 2017; Lara-López et al. 2019), which claim that the lower metallicities of more massive galaxies are caused by AGN activity, via the ejection of metal-rich gas and the quenching of starformation.

The lower panels of Fig. 1 study the effects of SN feedback. Changes can be seen in both, at the low- and high-mass end, where higher median metallicities and larger scatter are predicted as SN feedback efficiency decreases. With respect to  $y_{\rm eff}$ , the distribution of values changes in disregard of the halo mass. On the one hand, a higher SN feedback efficiency results in a more homogeneous population with intermediate  $y_{\rm eff}$  values, while galaxies exhibit an heterogeneous  $y_{\rm eff}$  distribution as SN feedback efficiency decreases.

### 4.2. Temporal evolution of $y_{\rm eff}$

To gain more insight into the main processes that can drive significant changes in the evolution of  $y_{\text{eff}}$ , we se-

lect two typical galaxies A and B, with  $M_{\rm bar} \sim 10^{10} {\rm M}_{\odot}$ , that exhibit high and low values of  $y_{\rm eff}$  at z = 0, respectively. The main branches of their merger trees are analysed in Fig. 2, where mock images are included at z = 0 for illustrative purposes.\*\*\*

For Galaxy A, a series of minor merger events ocurring after  $t \sim 6$  Gyr increases the reservoirs of SF gas and fuels star formation, thereby preventing the galaxy from quenching. Ultimately, a major merger event at  $z \sim 0$  and, plausibly, a previous interaction with a galaxy of similar mass seem to keep high values of  $y_{\rm eff}$  and a positive trend until present time. Regarding Galaxy B, the first stage in the evolution of  $y_{\rm eff}$  appears to be ruled by the constant growth of  $Z_{\rm SFgas}$  due to star formation. Once the SF gas reservoirs are depleted, the almost null value of  $\mu_{\rm SF}$  generates a steep fall in  $y_{\rm eff}$ . Later on, low values of  $y_{\rm eff}$  are probably kept due to the action of AGN feedback.

### 5. Conclusions

Overall, we find that different feedback scenarios predict distinct features for the  $M_{200} - Z_{\rm SF\,gas}$  relation. Moreover, we distinguished separate behaviours depending on whether variations in SN or AGN feedback efficiencies were considered, with the former dominating mostly at low masses and the latter at high masses. In conclusion, our results suggest that observations of  $y_{\rm eff}$  could constrain the role of feedback in the evolution of real galaxies of different masses.

Regarding the temporal evolution of  $y_{\text{eff}}$ , we have found a strong dependency on AGN feedback, in agreement with previous works. Furthermore, merger events seem to have the potential to affect significantly the  $y_{\text{eff}}$ of galaxies.

Acknowledgements: MCZ thanks the Asociación Argentina de Astronomía for providing a grant, which partially support this project. We acknowledge the Virgo Consortium for making their simulation data available. The eagle simulations were performed using the DiRAC-2 facility at Durham, managed by the ICC, and the PRACE facility Curie based in France at TGCC, CEA, Bruyères-le-Châtel. This work used the DiRAC@Durham facility managed by the Institute for Computational Cosmology on behalf of the STFC DiRAC HPC Facility (www.dirac.ac.uk).

### References

Camps P., Baes M., 2020, Astron. Comput., 31, 100381 Crain R.A., et al., 2015, MNRAS, 450, 1937 De Rossi M.E., et al., 2017, MNRAS, 472, 3354 Edmunds M.G., 1990, MNRAS, 246, 678 Lara-López M.A., et al., 2019, MNRAS, 490, 868 McAlpine S., et al., 2016, Astron. Comput., 15, 72 Planck Collaboration, 2015, A&A, 594, A13 Schaye J., et al., 2015, MNRAS, 446, 521 The EAGLE team, 2017, arXiv e-prints, arXiv:1706.09899 Zerbo M.C., et al., 2022, BAAA, 63, 241

<sup>\*\*\*</sup>Mock images were created using the SKIRT radiative transfer code (Camps & Baes 2020) assuming that simulated galaxies are observed face-on at 20 Mpc of distance.

### Variabilidad infrarroja del núcleo activo en NGC 2992

S. Levis<sup>1</sup>, G. Gaspar<sup>2,3</sup>, C.G. Díaz<sup>4</sup>, D. Mast<sup>2,3</sup> & R.J. Díaz<sup>2,5</sup>

Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación, UNC, Argentina

<sup>2</sup> Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

<sup>3</sup> Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

<sup>4</sup> Instituto de Ciencias Astronómicas, de la Tierra y del Espacio, CONICET-UNSJ, Argentina

<sup>5</sup> Gemini Observatory, NSF's NOIRLab, USA

Contacto / selenelevis@mi.unc.edu.ar

**Resumen** / Existen galaxias en el Universo que contienen un núcleo activo y presentan variabilidad tanto en el tipo de emisión, variando en su clasificación de tipo Seyfert, como en su magnitud nuclear. En este trabajo, se presenta un estudio fotométrico sobre la galaxia NGC 2992 que, en las últimas décadas, ha atravesado episodios de variabilidad en los rangos óptico, infrarrojo y de rayos X. Se reportan magnitudes nucleares en banda J de observaciones obtenidas en enero de 2022 para distintas aperturas. Además, la comparación con reportes anteriores de la magnitud obtenida en una apertura de 3'' revela una variación de  $0.8 \pm 0.3$  magnitudes respecto de 1998.

**Abstract** / There are galaxies in the Universe that harbour an active nucleus and present variability in the type of emission, varying in their Seyfert type classification, and in their nuclear magnitude. In this work, a photometric study of the galaxy NGC 2992 is presented. In the latest decades, this galaxy has gone through episodes of variability in the optical, infrared, and X-ray ranges. In this contribution, nuclear magnitudes in J band are reported from observations carried on in January 2022 and the magnitude obtained in a 3" aperture is compared with previous reports, finding a variation of  $0.8 \pm 0.3$  magnitudes with respect to 1998.

Keywords / galaxies: active — galaxies: nuclei — infrared: galaxies — galaxies: individual (NGC 2992)

### 1. Introducción

NGC 2992 es una galaxia observada desde el Hemisferio Sur con coordenadas  $J2000 \alpha = 09^{h} 45^{m} 42.045^{s} y$  $\delta = -14^{\circ} \, 19' \, 34.90''$  (Skrutskie et al., 2006). Su corrimiento al rojo es z = 0.0077 y posee una inclinación de 70° con respecto a la línea de la visual (Marinucci et al., 2018), por lo que se ve casi de canto. Esta galaxia forma parte de un sistema interactuante conocido como Arp 245 (García-Bernete et al., 2015), el cual conforma con la galaxia starburst NGC 2993 y la galaxia enana tidal A245N. El agujero negro supermasivo que hospeda NGC 2992 posee una masa de  $5.24 \times 10^6$  M<sub> $\odot$ </sub> medida por Onori et al. (2017) con la técnica de reverberación, utilizando la componente ancha de la línea en emisión de hidrógeno ionizado, Paschen  $\beta$  ( $\lambda_c = 1.28 \ \mu m$ ), con espectros de ISAAC correspondientes al año 2012. Dada la distancia a NGC 2992, 1" equivale a 150 pc. Su clasificación morfológica es Sa (Paturel, G. et al., 2003).

En sus primeras observaciones espectroscópicas, la galaxia ha sido clasificada como de tipo Seyfert 1.9, mostrando la presencia de una componente ancha en H $\alpha$  pero ninguna componente ancha en H $\beta$  (Veron et al. 1980, Ward et al. 1980 y Shuder 1980). Sin embargo, en las últimas cuatro décadas, NGC 2992 ha presentado episodios de aparición y desaparición de la componente ancha en las líneas de emisión de hidrógeno ionizado en sus espectros. En particular, durante los últimos años, se ha reportado la componente ancha en líneas de la serie de Balmer y Paschen (Schnorr-Müller et al. 2016, Mingozzi et al. 2019 y Guolo et al. 2021). Respecto a estudios fotométricos, Glass (1997) midió la variabilidad de NGC 2992 en los filtros infrarrojos J, H y K con observaciones del telescopio de 1.9 metros del Observatorio Astronómico de Sudáfrica en un período de aproximadamente 18 años, desde 1978 a 1996, usando una apertura de 12". Durante esa etapa, la magnitud de NGC 2992 presentó variaciones de hasta 0.3, 0.4 y 0.6 magnitudes en los filtros J, H y K, respectivamente, y luego volvió a tener mediciones de magnitud similares a las anteriores a la variación.

En Trippe et al. (2008) los autores evaluaron la posibilidad de que la variabilidad dependa de cambios en el enrrojecimiento y/o las densidades de columna de hidrógeno en la línea de visión. Considerando una región de líneas anchas (o BLR, por sus siglas en inglés) de 10 días luz de tamaño y una velocidad del polvo de  $300 \text{ km s}^{-1}$ , la escala de tiempo de variación del flujo observado es de  $\tau \approx 30$  años, por lo que concluyen que es poco probable que el enrojecimiento variable debido al polvo sea la causa del historial de variación de la componente ancha en las líneas de emisión de NGC 2992. Además, estudios como Gilli et al. (2000) que muestran una fuerte correlación entre el flujo de la componente ancha de H $\alpha$  y el flujo de rayos X de la galaxia, son indicaciones adicionales de un origen intrínseco de la variabilidad nuclear de NGC 2992.

Asumiendo un escenario de variabilidad debida a cambios intrínsecos en la tasa de acreción del agujero negro y, por lo tanto, en la emisión del continuo ionizante, se espera que disminuciones en la magnitud nuclear

Presentación mural

#### Variabilidad infrarroja en NGC 2992



Figura 1: Imágenes de NGC 2992 obtenidas con el instrumento Flamingos-2 del observatorio Gemini Sur en enero de 2022 en banda J (*panel izquierdo*), banda H (*panel central*) y banda Ks (*panel derecho*), del infrarrojo cercano. Notar que una prominente banda de polvo atraviesa la región nuclear de NGG 2992. Las observaciones infrarrojas nos permiten disminuir la extinción en un 10% respecto de la banda V del visual (Mathis, 1990).

acompañen la presencia de la componente ancha en las líneas de hidrógeno ionizado.

Hace dos décadas, Alonso-Herrero et al. (2001) reportaron una magnitud de NGC 2992 en la banda J de  $12.34 \pm 0.09$  con observaciones del telescopio UKIRT en una apertura de 3", teniendo un valor de seeing de 0.7". En ese momento NGC 2992 presentaba componente ancha en H $\alpha$  y no en H $\beta$  (García-Lorenzo et al. 2001 & Gilli et al. 2000).

El objetivo de este trabajo es determinar si la presencia de la componente ancha en las líneas de hidrógeno ionizado, observada sistemáticamente en los últimos años ha sido acompañada por un aumento en el brillo nuclear de la galaxia. Para ello, se utilizan observaciones de NGC 2992 en el infrarrojo cercano correspondientes a enero 2022, que son comparadas con el reporte hecho por Alonso-Herrero et al. (2001).

#### 2. Observaciones y reducción de datos

Las imágenes de NGC 2992 utilizadas en este trabajo corresponden a las bandas anchas J ( $\lambda_c = 1.255 \ \mu m$ ), H ( $\lambda_c = 1.631 \ \mu m$ ) y Ks ( $\lambda_c = 2.157 \ \mu m$ ) del infrarrojo cercano (Fig. 1). Fueron tomadas en enero del año 2022 utilizando el instrumento Flamingos-2 (F2) ubicado en el telescopio de 8 metros del observatorio Gemini Sur, el cual posee un campo de visión circular de 6' (programa: GS-2021B-FT-210). El muestreo espacial es de 0.18" pixel<sup>-1</sup> y los filtros de banda ancha abarcan un rango de longitud de onda total desde 0.9  $\mu$ m hasta 2.5  $\mu$ m. El sistema fotométrico utilizado por F2 es *Mauna Kea Observatory* (MKO). El seeing de la noche de observación, obtenido a partir de ajustes gaussianos a las estrellas de campo presentes en la imagen de F2 en la banda J, fue de 0.55".

La reducción fotométrica se realizó con el *Software* de reducción DRAGONS (v3.0) (Labrie et al., 2019) que ofrece el observatorio de Gemini<sup>\*</sup>. En cuanto a la cali-



Figura 2: Promedio del flujo normalizado en función de la distancia al pico de emisión de la fuente puntual en cinco estrellas de campo. En negro: mediciones sobre la imagen original con un seeing de 0.55''. En rojo: mediciones sobre la imagen degradada al seeing de 0.7'' reportado por Alonso-Herrero et al. (2001).

Tabla 1: Magnitudes de NGC 2992 en banda J en el sistema fotométrico MKO.

| Apertura " | $\begin{array}{c} {\rm Magnitud} \\ mag \end{array}$ | Error<br>mag |
|------------|--|--------------|
| 0.55       | 13.0   | 0.2          |
| 1          | 12.6   | 0.2          |
| 2          | 11.9   | 0.2          |

bración en flujo, el cero fotométrico para la imagen en banda J fue obtenido realizando una comparación entre las magnitudes instrumentales de cinco estrellas de campo, corregidas por apertura, y sus magnitudes en la banda J reportadas por 2MASS (Skrutskie et al., 2006) con precisión superior a  $5\sigma$  y transformadas al sistema

<sup>\*</sup>http://www.gemini.edu/observing/phase-

 $<sup>\</sup>label{eq:constraint} \begin{array}{l} \mbox{iii}/\mbox{understanding-and-processing-data}/\mbox{Data-Processing-Software} \\ \mbox{Software} \end{array}$ 

Tabla 2: Comparación de la magnitud medida en una apertura de 3'' en el sistema fotométrico MKO con Alonso-Herrero et al. (2001).

| Fecha                | Magnitud $m_J$  | Error $m_J$                                | Referencia                                   |
|----------------------|-----------------|--|--|
| $04/1998 \\ 01/2022$ | $12.38 \\ 11.5$ | $\begin{array}{c} 0.09 \\ 0.2 \end{array}$ | Alonso-Herrero et al. (2001)<br>Este trabajo |

fotométrico MKO según Leggett et al. (2006). Las magnitudes instrumentales fueron medidas en una apertura de 4" que contiene el 99.2 % del flujo total de una fuente puntual para la imagen en banda J con un seeing de 0.55" (Fig. 2). Se obtuvo un valor de  $26.66 \pm 0.21$  magnitudes para el cero fotométrico.

### 3. Resultados

En la Tabla 1 se reportan las magnitudes de NGC 2992 en banda J, corregidas por apertura y en el sistema fotométrico MKO, en tres aperturas diferentes. La apertura de 0.55" corresponde a la mínima dada por el seeing de la imagen y el resto de las aperturas se reportan para contribuir a futuras comparaciones. El error asociado a las magnitudes corresponden a la incertidumbre obtenida en el cero fotométrico, la cual representa la mayor fuente de error de la medición. Si bien las imágenes en los tres filtros fueron reducidas y utilizadas para la transformación entre sistemas fotométricos, sólo se realizó la medición de magnitudes en la banda J.

Con el objetivo de comparar con resultados anteriores, se degradó la imagen original de F2 al seeing reportado por Alonso-Herrero et al. (2001). Se midió la magnitud de la galaxia en una apertura de 3" que contiene el 98.5 % del flujo total en la imagen degradada. Se realizó la corrección por apertura usando las mismas estrellas que para la calibración en flujo (Fig. 2). Además, se convirtió la magnitud en 3" en la banda J, reportada por Alonso-Herrero et al. (2001) del sistema fotométrico UKIRT al sistema fotométrico MKO, según la transformación de Leggett et al. (2006). Las transformaciones entre sistemas fotométricos fueron realizadas utilizando el Método Monte Carlo, asumiendo distribuciones gaussianas para cada parámetro teniendo en cuenta las incertezas de los mismos. Los valores obtenidos se muestran en la Tabla 2. A partir de estos resultados, se encuentra una variación de  $0.8 \pm 0.3$  magnitudes en banda J, indicando que NGC 2992 se encuentra en un estado de emisión mayor que hace 24 años.

#### 4. Conclusiones

Con datos fotométricos del observatorio de Gemini Sur correspondientes a enero 2022, se midió la magnitud en banda J de NGC 2992 en aperturas de 0.55'', 1'' y 2''. Además, se comparó la magnitud en una apertura de 3'' con un reporte anterior y se encontró una disminución de  $0.8\pm0.3$  magnitudes en 24 años, sugiriendo un estado de emisión mayor en la actualidad. Este resultado está en concordancia con la presencia de la componente ancha de las líneas de hidrógeno ionizado en los espectros recientes de NGC 2992.

Sin embargo, sin datos en otras épocas no es posible distinguir si la variación corresponde a un cambio intrínseco en la tasa de acreción o a un cambio en el oscurecimiento por material en la línea de la visual. Por lo tanto, es necesario seguir monitoreando este núcleo para determinar si volverá a un estado de menor emisión o no. Esto, sumado a los períodos de tiempo involucrados arrojarán luz sobre la causa de la variabilidad.

En un futuro trabajo, se presentará el estado de la componente ancha en la línea de hidrógeno Bracket  $\gamma$  en espectros de banda K de NGC 2992.

#### Referencias

- Alonso-Herrero A., et al., 2001, AJ, 121, 1369
- García-Lorenzo B., Arribas S., Mediavilla E., 2001, A&A, 378, 787
- García-Bernete I., et al., 2015, MNRAS, 449, 1309
- Gilli R., et al., 2000, A&A, 355, 485
- Glass I.S., 1997, MNRAS, 292, L50
- Guolo M., et al., 2021, MNRAS, 508, 144
- Labrie K., et al., 2019, P.J. Teuben, M.W. Pound, B.A. Thomas, E.M. Warner (Eds.), Astronomical Data Analysis Software and Systems XXVII, Astronomical Society of the Pacific Conference Series, vol. 523, 321
- Leggett S., et al., 2006, VizieR Online Data Catalog
- Marinucci A., et al., 2018, MNRAS, 478, 5638
- Mathis J.S., 1990, ARA&A, 28, 37
- Mingozzi M., et al., 2019, A&A, 622, A146
- Onori F., et al., 2017, MNRAS, 468, L97
- Paturel, G., et al., 2003, A&A, 412, 45
- Schnorr-Müller A., et al., 2016, MNRAS, 462, 3570
- Shuder J.M., 1980, ApJ, 240, 32
- Skrutskie M.F., et al., 2006, AJ, 131, 1163
- Trippe M.L., et al., 2008, AJ, 135, 2048
- Veron P., et al., 1980, A&A, 87, 245
- Ward M., et al., 1980, MNRAS, 193, 563

### Propiedades de discos y esferoides en galaxias simuladas

V.A. Cristiani<sup>1,2</sup> & M.G. Abadi<sup>1,2</sup>

Contacto / valeria.cristiani@unc.edu.ar

**Resumen** / Las galaxias son sistemas estelares complejos formadas por diversas componentes estelares superpuestas (bulbo, disco, barra, etc.) cuyo proceso de formación y evolución está inherentemente relacionado a los procesos individuales que sufre cada una de ellas. Estudiamos las propiedades de discos y esferoides aplicando dos métodos de descomposición dinámica a una muestra de galaxias con masas estelares >  $10^{10} M_{\odot}$  identificadas en las simulaciones numéricas cosmológicas EAGLE e ILLUSTRISTNG. En acuerdo con resultados observacionales, encontramos que la fracción de masa estelar en la componente esferoidal  $f_{sph}$  aumenta sistemáticamente con la masa estelar de la galaxia  $M_*$  desde fracciones del 50 % para galaxias de  $M_* \sim 10^{10} M_{\odot}$  a 90 % para  $M_* \sim 10^{12} M_{\odot}$ , aunque con bastante dispersión. Para galaxias con masas estelares similares a la de la Vía Láctea  $(M_* \sim 10^{10.6} M_{\odot})$  y aplicando criterios de aislamiento encontramos que  $f_{sph} \sim 0.2$  en el mejor de los casos lo cual es solo ligeramente superior a los valores mas bajos estimados observacionalmente para galaxias locales  $f sph \sim 0.15$ . Esto indicaría que las simulaciones de volúmenes cosmológicos son capaces de reproducir una población de galaxias disco comparable a las observadas. Además se muestran las relaciones de escala entre masa, momento angular específico y velocidad característica de discos y esferoides y como se comparan con las de las galaxias completas y las obtenidas observacionalmente, como las relaciones de Tully-Fisher y Faber-Jackson.

**Abstract** / Galaxies are complex stellar systems formed by several overlapping stellar components (bulge, disk, bar, etc.) whose formation and evolution process is inherently related to the individual processes undergone by each of them. We study the properties of discs and spheroids by applying two dynamical decomposition methods to a sample of galaxies with stellar masses >  $10^{10} M_{\odot}$  identified in the EAGLE and ILLUSTRISTNG cosmological numerical simulations. In agreement with observational results, we find that the stellar mass fraction in the spheroidal component  $f_{sph}$  increases systematically with galaxy stellar mass  $M_*$  from fractions of 50% for galaxies of  $M_* \sim 10^{10} M_{\odot}$  to 90% for  $M_* \sim 10^{12} M_{\odot}$ , although with a fair amount of scatter. For galaxies with stellar masses similar to that of the Milky Way ( $M_* \sim 10^{10.6} M_{\odot}$ ) and applying isolation criteria we find  $f_{sph} \sim 0.2$  at best which is only slightly higher than the lowest values estimated observationally for local galaxies  $f_{sph} \sim 0.15$ . This would indicate that the cosmological volume simulations are capable of reproducing a population of disk galaxies comparable to those observed. In addition, the scaling relations between mass, specific angular momentum and characteristic velocity of disks and spheroids are shown and how they compare with those of full galaxies and those obtained observationally, such as the Tully-Fisher and Faber-Jackson relations.

Keywords / galaxies: structure — galaxies: kinematics and dynamics — methods: numerical

### 1. Introducción

Entre los elementos que conforman las galaxias se encuentran las estrellas. Estas se agrupan, junto con el polvo, el gas y la materia oscura, para dar como resultado sistemas dinámicamente ligados de diversas formas y características. La complejidad de estos sistemas se evidencia en las diversas subestructuras estelares que se pueden identificar tales como el bulbo, el disco fino, el disco grueso, la barra, etc. Por lo tanto entender de forma acabada los diferentes procesos formación y evolución por los que atraviesa la galaxia como un todo es consecuencia de comprender: los procesos por los que atraviesa cada una de las componentes estelares y las características físicas y dinámicas de cada una de ellas.

Las velocidades características de las galaxias elípticas y espirales está fuertemente relacionadas con su masa estelar, por medio de lo que se conoce como las relaciones de escalas. En el caso de las galaxias elípticas la masa estelar es proporcional a la dispersión de velo-

cidades de la siguiente manera:  $M_* \propto \sigma^{\beta}; \beta \simeq 4$  (Faber & Jackson, 1976) dando lugar a lo que se conoce como la relación Faber-Jackson. La versión análoga para las galaxias espirales se da a partir de la correlación entre la masa estelar y la velocidad de rotación:  $M_* \propto V^{\alpha}_{rot}; \; \alpha \simeq 3$  (Tully & Fisher, 1977) y se denomina la relación de Tully-Fisher. Otra de las cantidades físicas que correlaciona con la masa es el momento angular específico (Fall, 1983). Dicha correlación adopta la siguiente forma:  $j_* \propto M^{\alpha}_*; \alpha \sim 0.7$  (Romanowsky & Fall, 2012; Fall & Romanowsky, 2013) tanto para galaxias espirales como para galaxias elípticas, con un desplazamiento hacia valores de momento angular específico más grande a un valor de masa estelar fija de la galaxia para las galaxias espirales. Dichas relaciones siguen siendo actualmente el foco de estudio para tratar de entender su origen y tratar de extenderlas a las componentes estelares de las galaxias. Por lo tanto cualquier implementación de un modelo de formación y evolución de galaxias debe ser capaz de poder reproducir estas propiedades.

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina



Figura 1:  $f_{sph}$  en función de la masa estelar de la galaxia. En verde para las galaxias simuladas de ILLUSTRISTNG y en violeta para las galaxias simuladas de EAGLE. En ambos casos la línea inferior corresponde a la mediana de  $f_{sph}$  de los esferoides obtenidos con el método JE y la superior para los obtenidos con el método AUTO-GMM. Los resultados observacionales de  $f_{sph}$  de galaxias pertenecientes a los relevamientos CALIFA y GAMA se muestran en triángulos con líneas de trazos y en cruces con líneas de trazos respectivamente.

### 2. Métodos

La descomposición dinámica se lleva a cabo sobre una muestra de galaxias pertenecientes a las simulaciones cosmológicas hidrodinámicas ILLUSTRISTNG (Pillepich et al., 2018; Naiman et al., 2018; Nelson et al., 2018; Marinacci et al., 2018; Springel et al., 2018) (5931 galaxias) y EAGLE (Schaye et al., 2015; Crain et al., 2015) (3356 galaxias), con masas estelares  $10^{10} < M_*/M_{\odot} < 10^{12}$ . Los métodos de descomposición dinámica utilizados en este trabajo son dos. El primero de ellos es una modificación del método presentado por Abadi et al. (2003), llevada a cabo por nosotros. Este método tiene en cuenta la distribución de energía de las partículas además del parámetro de circularidad ( $\epsilon = J_z/J_{circ}$ ) y lo denominamos JE (Cristiani & Abadi, 2021). El segundo método es el presentado por Du et al. (2019) denominado AUTO-GMM, el cual identifica las componentes estelares en el espacio de  $\epsilon,$  energía normalizada y parámetro de circularidad proyectada ( $\epsilon_p$  =  $J_p/Jcirc)$ valiéndose de la mixtura de gaussianas. Debido a que ambos métodos trabajan de forma diferente es necesario comparar los resultados obtenidos por ambos para comprender las diferencias entre las componentes identificadas.

### 3. Resultados

Las fracciones de masa estelar de la componente esferoidal  $f_{sph}$  aumentan de forma sistemática con la masa estelar de la galaxia  $M_*$  desde fracciones del 50% para galaxias de  $M_* \sim 10^{10} M_{\odot}$  al 90% para  $M_* \sim 10^{12} M_{\odot}$ , con bastante dispersión dependiendo del método de descomposición se aplique y de cuál de las 2 simulaciones se analice (Fig. 1). Dichos resultados están de acuerdo con los resultados observacionales de relevamientos como GAMA (Tacchella et al., 2019) y CALIFA (Zhu et al., 2018). Además el método JE (borde inferior de las zonas sombreadas) recupera esferoides menos masivos en general.

Además se analizó la distribución de las fracciones



Figura 2: Distribución de las fracciones de  $f_{sph}$  de galaxias pertenecientes a las simulaciones ILLUSTRISTNG (color verde) y a las simulaciones EAGLE (color violeta), seleccionadas con el corte en masa y criterio de aislación utilizado en Gargiulo et al. (2019). Las distribuciones de  $f_{sph}$  obtenidas con el método JE se muestran en línea continua y las obtenidas con el método AUTO-GMM en línea puntos. En gris sólido se muestra a modo de comparación la distribución la masa del bulge y halo respecto a la total (B+H)/T de la muestra de galaxias locales.

de masa de los esferoides identificados en galaxias aisladas de masas estelares  $M_* \sim 10^{10.6} M_{\odot}$ , es decir galaxias simuladas que son similares en masa estelar a la de la Vía Láctea que no pertenecen a cúmulos de galaxias. Se adoptó el criterio de aislación utilizado en Gargiulo et al. (2019) y se encontró que la  $f_{sph} \sim 0.2$ , en el mejor de los casos. El método JE es el que logra reproducir mejor la población de esferoides pocos masivos que se observa en la distribución correspondiente a datos observacionales de galaxias con distancias  $D \leq 10Mpc$  y con  $L \sim L_*$  ( $fsph \sim 0.15$  (Peebles, 2020)). La población de esferoides identificadas con el método AUTO-GMM es en general más masiva e incluso parece presentar una bimodalidad.

De la extensión de la relación Faber-Jackson (Faber & Jackson, 1976) para las componentes esferoidales encontramos que las mismas se asemejan a la relación encontrada por Ferrero et al. (2021) para una muestra de galaxias elípticas (Fig. 3), independientemente del método utilizado. La diferencia entre las medianas, calculadas en bines de  $\Delta log(M_*) = 0.3$ , para ambos métodos es  $\Delta log(\sigma_e) < 0.15$ . A partir de la construcción de la relación Tully-Fisher (Tully & Fisher, 1977) para los discos (Fig. 4), también encontramos que esta se asemeja a la relación para galaxias espirales simuladas del trabajo de Ferrero et al. (2021) pero con una mayor dispersión que en el caso de los esferoides. Las diferencias en las velocidades de rotación de los discos, que alcanzan valores de  $\Delta log(V_{rot}) \sim 1.13$ , se deben a que el método JE prioriza un esferoide no rotante mientras que el método AUTO-GMM tiende a asignar a partículas de baja rotación al esferoide. A pesar de esto se encuentra que las relaciones de escala de las componentes de las galaxias son similares a las construidas a partir de muestras de galaxias observadas.

Se analizó la posición de las componentes estelares en el plano momento angular específico vs. masa estelar de la componente  $j_* - M_{*,comp}$  se encontró que los esferoides y discos siguen una relación lineal con pendiente similar pero separadas en valores de  $\Delta log(j_*)$  0.65



Figura 3: Relación Faber-Jackson para esferoides identificados con el método JE pertenecientes a galaxias simuladas de ILLUSTRISTNG. La línea continua rojo oscuro es la mediana de los datos mientras que la rosa representa la mediana para una muestra de galaxias elípticas de los relevamientos ATLAS3D (Cappellari et al., 2013a,b) y SLACS (Bolton et al., 2006).



Figura 4: Relación Tully-Fisher para discos identificados con el método JE pertenecientes a galaxias simuladas de ILLUS-TRISTNG. La línea continua azul oscuro es la mediana de los datos mientras que cian representa la mediana para una muestra de galaxias espirales del trabajo de Pizagno et al. (2007) y el relevamiento SPARC (Lelli et al., 2019).

(Fig. 5), en acuerdo con lo propuesto en el trabajo de Romanowsky & Fall (2012). Además los discos están en concordancia con los valores de los discos de Fall & Romanowsky (2013), mientras que los esferoides concuerdan mejor con los bulges de Tabor et al. (2019).

### 4. Conclusión

A partir de la descomposición dinámica y análisis de galaxias de las simulaciones ILLUSTRISTNG y EAGLE encontramos que la  $f_{sph}$  aumenta con la masa, reproduciendo la tendencia de que las galaxias más masivas son preferentemente galaxias de tipo temprano y la presencia de una población de esferoides poco masivos como se observa en galaxias locales. Además encontramos que las componentes esferoidales siguen la relación Faber-Jackson con poco apartamiento con respecto a los datos observacionales, mientras que las componentes discos siguen la relación Tully-Fisher con mayor dispersión. Si bien con ambos métodos de descomposición dinámica se obtienen resultados similares, los esferoides identifi-



Figura 5: Momento angular específico para los discos (azul) y esferoides (rojo) identificados con el método JE pertenecientes a galaxias de las simulaciones ILLUSTRISTNG en función de la masa estelar de la componente. Los cuadrados cian corresponden a la muestra de discos observacionales de Fall & Romanowsky (2013), los cuadrados rosas corresponden a los bulges del mismo trabajo y los círculos amarillos a los bulges obtenidos por Tabor et al. (2019).

cados con JE son menos masivos y con valores de  $\sigma_e$ mayores mientras que los discos tienen valores de  $V_{rot}$ menores, debido a que el método asigna mayor cantidad de partículas estelares de baja rotación al disco. Por último se observa que los momentos angulares específicos de ambas componentes estelares concuerdan con el trabajo de Romanowsky & Fall (2012) por lo que se puede inferir que la posición de una galaxia en el plano  $j_* - M_*$  depende de que componente estelar predomine. Todo esto indicaría que las simulaciones de volúmenes cosmológicos son capaces de reproducir las componentes de las galaxias observadas.

### Referencias

- Abadi M.G., et al., 2003, ApJ, 597, 21
- Bolton A.S., et al., 2006, ApJ, 638, 703
- Cappellari M., et al., 2013a, MNRAS, 432, 1709
- Cappellari M., et al., 2013b, MNRAS, 432, 1862
- Crain R.A., et al., 2015, MNRAS, 450, 1937
- Cristiani V.A., Abadi M.G., 2021, BAAA, 62, 216
- Du M., et al., 2019, ApJ, 884, 129
- Faber S.M., Jackson R.E., 1976, ApJ, 204, 668
- Fall S.M., 1983, E. Athanassoula (Ed.), Internal Kinematics and Dynamics of Galaxies, vol. 100, 391–398
- Fall S.M., Romanowsky A.J., 2013, ApJL, 769, L26
- Ferrero I., et al., 2021, A&A, 648, A124
- Gargiulo I.D., et al., 2019, MNRAS, 489, 5742
- Lelli F., et al., 2019, MNRAS, 484, 3267
- Marinacci F., et al., 2018, MNRAS, 480, 5113
- Naiman J.P., et al., 2018, MNRAS, 477, 1206
- Nelson D., et al., 2018, MNRAS, 475, 624
- Peebles P.J.E., 2020, MNRAS, 498, 4386
- Pillepich A., et al., 2018, MNRAS, 475, 648
- Pizagno J., et al., 2007, AJ, 134, 945
- Romanowsky A.J., Fall S.M., 2012, ApJS, 203, 17
- Schaye J., et al., 2015, MNRAS, 446, 521
- Springel V., et al., 2018, MNRAS, 475, 676
- Tabor M., et al., 2019, MNRAS, 485, 1546 Tacchella S., et al., 2019, MNRAS, 487, 5416
- Tacchena 5., et al., 2019, MINIAS, 407, 5410
- Tully R.B., Fisher J.R., 1977, A&A, 500, 105
- Zhu L., et al., 2018, Nat. Astron., 2, 233

### Galaxy segmentation using U-Net deep-learning algorithm

T. Rey Deutsch<sup>1</sup>, L.A. Bignone<sup>2</sup> & S.E. Pedrosa<sup>2</sup>

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina

<sup>2</sup> Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina

Contact / tomasreydeutsch@gmail.com

**Resumen** / La automatización en la segmentación de imágenes es crucial para estudiar la morfología de galaxias en relevamientos de gran escala. En este trabajo utilizamos el conjunto de datos de Galaxy Zoo 3D para entrenar una serie de redes neuronales convolucionales capaces de detectar brazos espirales en imágenes de galaxias. Se contruyeron seis modelos de aprendizaje profundo según el diferente grado de confianza que se tiene para la región marcada como brazo. Utilizamos redes neuronales con arquitectura U-Net, capaces de generar máscaras binarias de brazos espirales con un alto grado de precisión. Esto permite, no solo identificar qué galaxias tienen brazos espirales, sino también ubicarlos a nivel de los píxeles que ocupan y medir su tamaño relativo para seis grados de certeza distintos.

**Abstract** / Automation in image segmentation is crucial to study the morphology of galaxies from large-scale surveys. In this work we use the Galaxy Zoo 3D dataset to train a series of convolutional neural networks for spiral arms detection in galaxy images. Six different deep-learning models were built according to the levels of confidence for the region marked as an arm. Using an architecture called U-Net, we trained an algorithm capable of generating spiral arms binary masks over a new set of images with high precision. This allows, not only to identify which galaxies have spiral arms, but to easily position the pixels from the spiral arms and measure their relative size for six different degrees of certainty.

Keywords / galaxies: spiral — methods: numerical — techniques: image processing

### 1. Introduction

Being able to analyze in a fast and efficient way massive amount of data has become of utmost importance in the era of Big Data. The advent of extensive surveys will deliver millions of quality images of galaxies, and the morphological study of these immense datasets can no longer be carried out only via human inspection. However, deep-learning algorithms can perform this task automatically and in reasonable times with the use of GPUs. This is specially advantageous for extremely labor-intensive tasks, such as semantic segmentation of images.

In this work, we focus on using a convolutional neural network (CNN or neural network) to perform image segmentation of galaxies in order to detect spiral arms. Our goal is that, after training these machine learning algorithms, we will be able to predict which pixels in a galaxy image belong to a spiral arm. This information can be used in future works to correlate the presence of spiral arms with star formation rates for different regions of galaxies, along with other physical properties.

### 2. Dataset: Galaxy Zoo 3D

In order to train the neural network for spiral arms detection, the first step was to obtain a proper dataset. The Galaxy Zoo 3D (GZ:3D) is a project that aimed to study the morphology and internal structure (Masters et al., 2021) for  $\sim$ 30 000 target galaxies of the Mapping Nearby Galaxies at Apache Point Observatory



Figure 1: Example of a galaxy from the dataset. MaNGA ID: 1-575229. a) Original image shown to the volunteers. b) Mask voted by the volunteers. c) Mask with pixels that have 3 or more votes. d) Final binary mask used to train the model with th = 3.

(MaNGA) survey (Bundy et al., 2015), part of the Sloan

Digital Sky Survey, or SDSS IV, (Blanton et al., 2017). To accomplish this, images of these galaxies were shown to volunteers, who noted down the the positions for center of the galaxy, foreground stars, bars and spiral-arms. Each galaxy was annotated by 15 volunteers, completing a total of 29 813 images classified, 7 193 ( $\sim 24\%$ ) of which had at least one pixel marked as belonging to a spiral arm.

With this information, we were able to generate training masks for spiral arms detection, as seen in Figure 1. Images b) and c) show the original mask acquired from GZ:3D and the mask obtained considering only pixels with 3 or more votes towards the spiral arm category, respectively. The colormap used represents the amount of votes each pixel received (N), as indicated by the bar on the right. However, in this work, we train our CNNs with binary masks to test their performance. These masks are created by choosing a fixed threshold value (th) as shown in Sub-figures c) and d). If a pixel has a number of votes  $N \ge th$ , then it belongs to a spiral arm, and we assign it a value of 1 (yellow pixels in the example). If N < th, then the pixel value is set to 0 (violet pixels).

We constructed six training datasets, each one of them with a respective value of th = 1, 2, 3, 4, 5 and 6. For the larger values of th, the binary masks used for training have less annotated pixels but more confidence that they belong to a spiral arm. Each dataset was used to train an independent neural network from scratch, resulting in six models, each with different sensitivities to the presence of spiral arms.

### 3. Neural Networks Architecture: U-Net

All our models use the image of a galaxy as an input and produce a mask with the segmented spiral arms as an output (if there are any). The specific architecture used for our neural networks, U-Net (Ronneberger et al., 2015), was developed in 2015 and is widely used for image segmentation. Previous work has shown that this architecture can be used particularly for segmentation of simulated galaxies (Bekki, 2021) but has never been used in real images. All the models trained in this work have 38 hidden layers (Figure 2) with a total of 34.5 million parameters, which are adjusted during training using the Sparse Categorical Cross-Entropy (SCCE) as loss function.

The original images that were used in the GZ:3D



Figure 2: Representation of the U-Net architecture used in this work. Each type of layer has a different color and the relative size between them is respected.

project are customs cutouts of images from the SDSS-I/II legacy imaging described in the target selection of the MaNGA project (Wake et al., 2017). The six models described were trained using a 15GB RAM GPU from the Google Colab free cloud service, which allowed each model to take less than three hours to be trained.

### 4. Training

The original dataset was divided into a training set with 75% of the images (22 360 in total) and a test set with the remaining 25% (7 453 images), which is used to evaluate the performance of each neural network.

Every model was trained for a fixed number of epochs. In each epoch our deep-learning method separates our training dataset in batches and predicts the potential location of spiral arms for every image in the batch. These predictions are compared with the ground truth annotated by the volunteers and the binary crossentropy loss is minimized using back-propagation. The top graph in Figure 3 shows an example with the evolution of the loss function at every epoch during the training process of a model (blue line). We also track the accuracy of the model during training for each epoch. Just as we are looking to minimize the loss function we are also looking to maximize the accuracy. Figure 3 also shows the evolution of these metrics for the test set.



Figure 3: Evolution of the loss function and the accuracy for an example model with th = 3, as a function of the epoch. In blue, the training curves. In orange, the progress of these functions with test data that was not used for training.

This test set is used to assess the performance of the trained model with new data (not used for training). We can see that around the 18th epoch the training and the test curves separate. All the models exhibit a similar behavior. This is the point where the neural network starts overfitting the data and the model cannot improve its performance even if it is trained for a larger number of epochs. By that point, models already exhibit a high level of accuracy (~ 98%) on the test set. We visually inspect each training curve to determine the optimal epoch from where to extract the final snapshot for our models.

### 5. Predictions

After training, we analyzed the performance of the predictions made by the models. Figure 4 shows an example of a galaxy with two spiral arms where we show the ground truth binary masks and the binary masks predicted by the neural networks for the six different values of th. It can be seen that our U-Nets detect both of the spiral arms in every case and that they are in general agreement with the masks annotated by the volunteers. As the threshold value increases, both the ground truth mask and the predicted mask span a smaller area, as expected since bigger values of th means that only the pixels with more votes are being selected.

In order to evaluate the quality of a prediction and therefore to assess the performance of the models, we analyzed different metrics: accuracy, precision and the Jaccard score. All of them are defined from taking the voted mask as the truth labels, the mask from the neural network as the predicted labels and calculating the confusion matrix. Figure 5 shows as an example the distribution of these metrics for the same model with th = 3 from before. We focus on this particular model because it is precisely at the middle range in terms of how selective it is in determining spiral arms pixels. The masks from the test set used to build the histograms are only those where the volunteers and U-Net agreed that there was a spiral arm, since, in most cases (73%) of the total 7453), they both agreed that there was none. This left a total of 1347 galaxies with their score computed



Figure 4: Example of a galaxy with two spiral arms, MaNGA ID: 1-590142. For every model with different th we plot the ground truth binary mask voted by the volunteers and the one predicted by our neural networks from the original image.



Figure 5: Distributions of the 1347 images used to asses the neural networks performance. The model shown as an example is the one trained with th = 3.

(18%) for this particular th.

The high and narrow peak value in the accuracy distribution is due to the fact that most of the pixels in both masks belong to the background sky (violet pixels in Figures 1 and 4) and are correctly classified. On the other hand, we can see from the peak of the precision distribution that there is also a high proportion of pixels predicted as belonging to a spiral arm that are well classified. Finally, the Jaccard score (TP/[TP+FN+FP]) indicates that the correctly classified pixels represent, in average, the 34% of the region that results from joining the spiral arms of the volunteers and U-Net. Table 1 shows the mean values for this example.

Table 1: Mean values of the metrics from the example in Fig. 5 with their respective standard deviations.

| Accuracy      | Precision     | Jaccard Score |
|---------------|---------------|---------------|
| $0.95\pm0.04$ | $0.71\pm0.27$ | $0.34\pm0.20$ |

### 6. Conclusions

We were able to train six convolutional neural networks that identify spiral arms with different levels of confidence and a high value of precision. We expect to use these models in future works to study the physical properties of spiral armed galaxies over new images.

### References

Bekki K., 2021, A&A, 647, A120

Blanton M.R., et al., 2017, AJ, 154, 28

- Bundy K., et al., 2015, ApJ, 798, 7
- Masters K.L., et al., 2021, MNRAS, 507, 3923

Ronneberger O., Fischer P., Brox T., 2015, U-net: Convolutional networks for biomedical image segmentation

Wake D.A., et al., 2017, AJ, 154, 86

### Análisis de los índices de Lick en el cúmulo de Coma

M.C. Scalia<sup>1,2</sup>, A.V. Smith Castelli<sup>1,2</sup> & F.R. Faifer<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

Contacto / mcscalia@fcaglp.unlp.edu.ar

**Resumen** / Se presenta aquí el análisis de la relación color-magnitud (RCM) o secuencia roja (SR) del cúmulo de Coma, a través de la obtención de los índices de Lick. La RCM o SR es una relación fotométrica que ha sido analizada y discutida desde hace ya más de 60 años. Se conoce que la misma representa, principalmente, una relación masa-metalicidad y que además muestra pendientes y dispersiones similares en diversos medioambientes. Sin embargo, se desconoce aún de qué manera las diferentes especies químicas contribuyen a la definición y ubicación de cada galaxia en esta relación. En trabajos anteriores, hemos encontrado que en el cúmulo de Virgo pareciera existir un cierto grado de dependencia del color (g-z) con algunos de los mencionados índices, dependencia que no se detecta en una muestra de galaxias de tipo temprano ubicadas en la zona del cielo denominada Stripe-82. Nos preguntamos si la detección de tales dependencias en el cúmulo de Virgo y no en la región del Stripe-82 estaría indicando que las mismas se originan en efectos de medioambiente. Para intentar responder a este interrogante, analizamos una muestra de 154 galaxias pertenecientes al cúmulo de Coma, a través de sus espectros obtenidos de la base de datos del Sloan Digital Sky Survey (SDSS). Encontramos que el comportamiento de dichos índices para la muestra del Cúmulo de Coma resulta similar a la del Cúmulo de Virgo, pero extendido hacia luminosidades mayores, indicando dependencias similares en ambientes de cúmulos.

**Abstract** / We present here the analysis of the color-magnitude relation (CMR) or red sequence (RS) of the Coma cluster, by obtaining the Lick indices. The CMR or RS is a photometric relation that has been analyzed and discussed for more than 60 years. It is known that it mainly represents a mass-metallicity relationship and that it also shows similar slopes and dispersions in different environments. However, it is still unknown how the different chemical species contribute to the definition and location of each galaxy in this relation. In previous work, we have found that in the Virgo cluster there seems to be some degree of color (g-z) dependence on some of the above indices, a dependence that is not detected in a sample of early-type galaxies located in the Stripe-82 region of the sky. We wonder if the detection of such dependencies in the Virgo cluster and not in the Stripe-82 region would indicate that they originate from environmental effects. To try to answer this question, we analyzed a sample of 154 galaxies belonging to the Coma cluster, through their spectra obtained from the Sloan Digital Sky Survey (SDSS) database. We find that the behavior of these indices for the Coma Cluster sample is similar to that of the Virgo Cluster, but extended towards higher luminosities, indicating similar dependencies in cluster environments.

Keywords / galaxies: elliptical and lenticular, cD — galaxies: dwarf — galaxies: clusters: general — galaxies: clusters: individual (Virgo) — galaxies: abundances

### 1. Introducción

Las galaxias de tipo temprano (elípticas y lenticulares) comprenden rangos de masas muy amplios. Se sabe que las más masivas son las trazadoras de las regiones más densas del Universo (Dressler, 1980) y las menos masivas, los objetos más numerosos y débiles dentro de los grupos y cúmulos de galaxias. Sin embargo, ambos tipos comparten la gran sencillez morfológica y la uniformidad en las relaciones de diversos observables (ver por ejemplo, Visvanathan & Sandage, 1977; Prugniel & Simien, 1997). En este contexto, el estudio de la evolución de estas galaxias en distintos entornos, es un gran desafío para la astronomía moderna. Existe una relación fotométrica que este tipo de galaxias define en los diagramas color-magnitud, que es conocida como "Secuencia Roja" o "Relación Color-Magnitud" (RCM). Ésta muestra cómo las galaxias más masivas son también las más rojas. La RCM es también una fuerte indicadora de la relación entre la masa y la metalicidad de las galaxias de tipo temprano (Visvanathan & Sandage, 1977; Bower et al., 1992; Smith Castelli et al., 2013; Roediger et al., 2017) y presenta características similares de pendiente y dispersión independientemente del medioambiente en el que dichas galaxias residan (ver por ejemplo, Bower et al., 1998; Kodama et al., 1998; Wake et al., 2005; Bernardi et al., 2006). El estudio de los procesos a partir de los cuales se formaron y evolucionaron las galaxias de tipo temprano puede encararse examinando sus poblaciones estelares y su correspondiente contenido químico. Esto hace que ambas herramientas, aplicadas en conjunto, puedan contribuir a entender su origen y a visualizar cual de los actuales escenarios de formación, se ajusta mejor (ver por ejemplo, Toomre & Toomre, 1972; Larson, 1974; McGlynn, 1984; Arimoto & Yoshii, 1987; Cole et al., 1994; Bower et al., 1998; Chiosi & Merlin, 2015; Naab & Ostriker, 2017).

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

### 2. Las muestras

Este trabajo contiene el análisis de una muestra espectroscópica correpondiente a 154 galaxias de tipo temprano pertenecientes al Cúmulo de Coma (Rood et al., 1972; Kent & Gunn, 1982). Los espectros y los datos fotométricos fueron obtenidos de la base de datos del Sloan Digital Sky Survey SDSS DR16 (Ahumada et al., 2020; Fukugita et al., 1996). Los resultados de esta muestra se compararon con aquellos obtenidos para una muestra de 148 galaxias del Cúmulo de Virgo analizadas en trabajos anteriores (Scalia et al., 2019, 2021). En el análisis de ambas muestras, se utilizaron las magnitudes totales (cModelMag) que proporciona el SDSS para obtener las magnitudes absolutas. En cambio, para el cálculo de los colores, se utilizaron las magnitudes centrales (FiberMag), que son aquellas que cubren proporcionalmente los 3'' que abarcan las fibras ópticas del espectrógrafo. Dichas magnitudes se corrigieron por extinción.

### 3. Los índices de Lick

Son índices que se obtienen a partir de espectros integrados de las galaxias y pueden ser entendidos como una medida de la intensidad de las líneas/características en relación al continuo local, llamado pseudocontinuo. Estos definen un sistema de 25 índices llamado Lick/IDS, debido a que fue implementado a partir de espectros tomados en el Observatorio de Lick, con el instrumento "image dissector scanner" (IDS) (Worthey et al., 1994; Worthey & Ottaviani, 1997). Estos índices fueron un puntapié incial para el estudio de las poblaciones estelares de las galaxias de tipo temprano y es uno de los métodos más utilizados hasta la actualidad para tal fin. La comparación de estos índices con modelos de poblaciones estelares, permite derivar edades y metalicidades de sistemas estelares a partir de espectros de  $\approx 9$  Å de resolución (ver por ejemplo, Thomas et al., 2003, 2004). Además, analizados de forma individual, cada uno de estos índices traza conjuntos diferentes de especies químicas dominantes (Worthey et al., 1994; Trager et al., 1998). En el presente trabajo, estos índices se calcularon utilizando el código LICK\_EW que integra parte del paquete EZ\_AGES (Graves & Schiavon, 2008). Los errores de los índices se estimaron utilizando los espectros de error brindados por SDSS y siguiendo las ecuaciones dadas por Cardiel et al. (1998).

### 4. Análisis y conclusiones

En trabajos anteriores (Scalia et al., 2019, 2021) se pudo ver que en el cúmulo de Virgo pareciera existir un cierto grado de dependencia del color (g-z) con algunos de los índices. Esta dependencia no se detectó en una muestra de galaxias de tipo temprano ubicada en la zona del cielo denominada Stripe-82 (en su mayoría, galaxias de campo) (Scalia et al., 2021). Estas diferencias abrieron el interrogante acerca de si las mismas estarían indicando efectos de medioambiente o errores debido a las indeterminaciones de las distancias, por lo que en este trabajo

se analiza una muestra en un ambiente de cúmulo. En la Fig. 1 se observa la RCM definida por el Cúmulo de Coma (triángulos) y por el Cúmulo de Virgo (círculos), en la que se puede apreciar que algunos índices de Lick parecen marcar un patrón en la RCM: los valores más altos del índice corresponden a colores fotométricos más rojos (y viceversa para  $H\beta$ ). Se puede ver que el comportamiento de dichos índices para la muestra del Cúmulo de Coma resulta similar a la del Cúmulo de Virgo, extendiendo hacia luminosidades mayores, las tendencias vistas en dicho cúmulo. Además se observa que los índices como el Ca4227 y el Fe5709 no muestran patrones definidos, mientras que otros que también son indicadores globales de metalicidad, sí lo hacen. Por su parte, los patrones observados en los índices relacionados con el hidrógeno, principalmente trazadores de la edad, muestran un resultado acorde a lo esperado: valores altos a lo largo de toda la RCM (poblaciones estelares viejas). salvo en el extremo de menor luminosidad (poblaciones estelares más jóvenes). En un futuro próximo esperamos poder aclarar si las diferencias observadas en los comportamientos de los distintos grupos de índices se debe al grado de preponderancia de las especies químicas que los dominan.

Agradecimientos: Agradecemos los Comités Organizadores Local y Científico por hacer posible este Congreso. También agradecemos a las Instituciones que financian nuestro trabajo: Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Agencia I+D+i, y Universidad Nacional de La Plata (Argentina) y un gran agradecimiento a los Editores y al Árbitro.

### Referencias

- Ahumada R., et al., 2020, ApJS, 249, 3
- Arimoto N., Yoshii Y., 1987, A&A, 173, 23
- Bernardi M., et al., 2006, AJ, 131, 1288
- Bower R., Kodama T., Terlevich A., 1998, MNRAS, 299
- Bower R., Lucey J., Ellis R., 1992, MNRAS, 254, 601
- Cardiel N., et al., 1998, A&AS, 127, 597
- Chiosi C., Merlin E., 2015, MmSAI, 86, 162
- Cole S., et al., 1994, MNRAS, 271, 781
- Dressler A., 1980, ApJ, 236, 351
- Fukugita M., et al., 1996, AJ, 111, 1748
- Graves G.J., Schiavon R.P., 2008, ApJS, 177, 446
- Kent S.M., Gunn J.E., 1982, AJ, 87, 945
- Kodama T., et al., 1998, A&A, 334, 99
- Larson R.B., 1974, MNRAS, 166, 585
- McGlynn T.A., 1984, ApJ, 281, 13
- Naab T., Ostriker J.P., 2017, ARA&A, 55, 59
- Prugniel P., Simien F., 1997, A&A, 321, 111
- Roediger J.C., et al., 2017, ApJ, 836, 120
- Rood H.J., et al., 1972, ApJ, 175, 627
- Scalia M.C., Smith Castelli A., Faifer F., 2019, BAAA, 61, 172
- Scalia M.C., et al., 2021, BAAA, 62, 198
- Smith Castelli A.V., et al., 2013, ApJ, 772, 68
- Thomas D., Maraston C., Bender, 2003, MNRAS, 339, 897
- Thomas D., Maraston C., Korn A., 2004, MNRAS, 351, L19
- Toomre A., Toomre J., 1972, *BAAS*, vol. 4, 214
- Trager S., et al., 1998, ApJS, 116, 1
- Visvanathan N., Sandage A., 1977, ApJ, 216, 214
- Wake D.A., et al., 2005, ApJ, 627, 186
- Worthey G., Ottaviani D.L., 1997, ApJS, 111, 377
- Worthey G., et al., 1994, ApJS, 94, 687

González et al.



Figura 1: La relación color-magnitud (RCM) definida por el Cúmulo de Coma (triángulos) y por el Cúmulo de Virgo (círculos). Las distintas barras de colores muestran la variación de cada índice a lo largo de dicha relación. De izquierda a derecha, y de arriba hacia abajo, se muestran las variaciones para los índices Ca4227, H $\beta$ , Mgb, Fe5709, NaD y TiO2 a lo largo de la RCM.

# Principal Component Analysis of galaxies in the direction of the Fornax cluster using S-PLUS data

J.P. Calderón<sup>1,2</sup>, A.V. Smith Castelli<sup>1,2</sup>, E.V.R. de Lima<sup>3</sup>, R.F. Haack<sup>1,2</sup>, A.R. Lopes<sup>1,4</sup>, F. Almeida Fernandes<sup>3,5</sup> & C. Mendes de Oliveira<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

<sup>2</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>3</sup> Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Átmosféricas, USP, Brasil

<sup>4</sup> Observatorio Nacional, Brasil

<sup>5</sup> Community Science and Data Center/NSF's NOIRLab, EE.UU.

Contact / jpcalderon@fcaglp.unlp.edu.ar

**Resumen** / Utilizando datos del Southern Photometric Local Universe Survey (S-PLUS), nuestro objetivo es caracterizar estadísticamente la población de galaxias del cúmulo de Fornax (D  $\approx 20 \,\mathrm{Mpc}$ ) en las 12 bandas ópticas del relevamiento. Trabajamos sobre un área total de más de 200 grados cuadrados correspondientes a la combinación de 106 campos de S-PLUS. Para reducir la información redundante, realizamos un análisis de componentes principales (PCA, por sus siglas en inglés) utilizando los parámetros estructurales y fotométricos de una muestra de galaxias miembro de Fornax confirmada espectroscópicamente. Esta muestra de control se comparó con una muestras. Nuestro objetivo principal es aplicar los resultados de ese análisis a una tercera muestra de galaxias sin velocidades radiales para identificar nuevos miembros de Fornax no catalogados hasta el momento.

**Abstract** / Using data from the Southern Photometric Local Universe Survey (S-PLUS), we aim at statistically characterising the galaxy population of the Fornax cluster ( $D \approx 20 \text{ Mpc}$ ) in the 12 optical bands of the survey. We work on a total area of more than 200 square degrees corresponding to the combination of 106 S-PLUS fields. To reduce redundant information, we performed a principal component analysis (PCA) on the structural and photometric parameters of a galaxy sample of spectroscopically confirmed members of Fornax. This control sample was compared with a sample of spectroscopically confirmed background galaxies in order to detect the main differences displayed by both samples. Our main goal is to apply the results of that analysis to a third sample of galaxies with no radial velocities in order to identify new Fornax members not catalogued before.

Keywords / surveys — methods: observational — galaxies: clusters: individual (Fornax) — galaxies: general

### 1. Introducción

The Southern Photometric Local Universe Survey (S-PLUS) is an imaging survey that will cover, when finished, ~ 9300 square degrees in twelve photometric bands, and is being carried out with the T80S 0.8-m telescope at the Cerro Tololo Interamerican Observatory (CTIO), Chile. The broad bands of the survey are u, g, r, i, and z, and the narrow bands are centred on the following spectroscopic features: [OII], CaH+K, Gband, H $\delta$ , Mgb, H $\alpha$ , and CaT.

The S-PLUS Fornax Project (hereafter S+FP), which started in 2020 (Smith Castelli et al., 2021), aims at characterising the Fornax galaxy population using S-PLUS data, and providing statistical tools that could eventually be used in other areas of the survey. In this contribution, we aim at extending our previous analysis regarding the use of S-PLUS data to identify new Fornax cluster members (Calderón et al., 2022). We will consider (m-M) = 31.51 for Fornax (Blakeslee et al., 2009) and we will assume  $H_0 = 70.5$  km s<sup>-1</sup> Mpc<sup>-1</sup> (Komatsu et al., 2009). It is important to note that typical photo-

zs errors obtained using S-PLUS data are 2-3 times greater than the Fornax mean redshift ( $\sigma_z = 0.02 - 0.03$ ,  $\langle z \rangle_{\rm Fornax} \sim 0.005$ ; Lima et al. 2022). Therefore, it is not possible to identify new Fornax members from photo-zs. However, characterising the galaxy population of Fornax from the background using the 12-bands photometry of S-PLUS, might allow us to establish photometric criteria to identify new Fornax members.

### 2. The samples

On the basis of SEXTRACTOR photometry (Bertin & Arnouts, 1996) over 106 S-PLUS fields in all available bands of the survey (see Haack's contribution in this proceedings book), we detected  $\sim 183000$  galaxies with confident S-PLUS photometry, among which there are objects already confirmed as Fornax members or as background galaxies through radial velocities. From this full sample, we divided the detected galaxies into three sub-samples. The first two correspond to reference samples and have spectroscopic radial velocities: the Fornax spectroscopic sample (FSS) and the background spec-

troscopic sample (BSS). The FSS was constructed using data from the literature that has information of radial velocities (600 km/s < cz < 3000 km/s for the Fornax cluster; Maddox et al. 2019). The BSS was obtained by cross-matching the full sample with a compilation of radial velocities in the covered area.

These two spectroscopic samples can be used to characterise the galaxy populations of Fornax and the background and, as a consequence, they are useful to analyse their differences and similarities with a third sample of detected galaxies with no radial velocities: the restricted full sample (RFS).

### 3. Results

In order to identify new Fornax members, our first attempt was to study features of the Fornax galaxy population in a set of parameters and to select candidates that fit that description. However, we have found that it is not practical to do that and we have decided to apply the principal component analysis (PCA) technique (Pearson, 1901).

Using the output parameters of SExtractor for the spectroscopic samples (FSS and BSS), we performed different tests by varying the input parameters for PCA. To performed PCA we used DECOMPOSITION module from SKLEARN python package. Its constructs a covariance matrix of the dataset, diagonalize it and use their eigenvectors to the principal component space.

The first test consisted in using just structural parameters such as effective radius, major and minor axes of the detection ellipse as well as the elongation, the ellipticity and the position angle of that ellipse. We found that once the RFS sample is projected on the principal components of the reference sample, it is not possible to clearly separate Fornax or background candidates. In a second test we used the 12 S-PLUS AUTO magnitudes (MAG\_AUTO) of the spectroscopic samples as input for the PCA algorithm and we obtained a similar result.

As a third test, we joined the structural parameters, the 12 bands magnitudes and all the S-PLUS colours. In Figure 2 we show, for simplicity, the projections of the RFS on the first three principal components (PC1, PC2, PC3). The top panels correspond to the projection on the components calculated for the FSS, while the bottom panels correspond to those obtained for the BSS. For the FSS, it is possible to explain 90% of the variance with the three first components, while for the BSS it takes five components to explain 90% of the variance. This result indicates that it would be better to use the FSS to search for Fornax candidates rather than the BSS, in agreement with what is observed in the plots. From the bottom panels, we would consider as Fornax candidates the objects of the RFS that detach from the general cloud towards the region occupied by the FSS. We added, in the same figure, a coloured cross symbol over each cloud, indicating the centre of the different distributions, which was calculated as the mean value in each component.

As a first-order criteria to identify candidates using the principal components, the euclidean distances of each RFS galaxy to the centre of the FSS  $(d_{FSS})$  and



Figure 1: Composite image for the candidate galaxy of the Fornax cluster from Legacy Survey \*.

BSS clouds  $(d_{BSS})$  were calculated. We consider that a RFS galaxy likely belongs to Fornax if  $d_{FSS}/d_{BSS} < 1$ and that a RFS galaxy likely belongs to the background if  $d_{FSS}/d_{BSS} > 1$ . The lowest value of that ratio for the RFS is  $d_{FSS}/d_{BSS} = 0.254$  and it corresponds to a background spiral galaxy. However, we visually inspected all the galaxies displaying  $d_{FSS}/d_{BSS} < 0.4$  (12 in total) and we found a galaxy that morphologically looks like a Fornax member that was not catalogued before (Figure 1). This object displays  $d_{FSS}/d_{BSS} =$ 0.308. The rest of the galaxies are background galaxies with 3900 km s<sup>-1</sup> < Vr < 9000 km s<sup>-1</sup>. In Figure 3, we show the location of the new candidate in the color-magnitude relation, and in the effective radius and effective surface brightness vs magnitude relations, respectively.

### 4. Summary and Future Work

We run SExtrator over 106 S-PLUS fields covering 200 square degrees in the sky region of the Fornax cluster to obtain structural and photometric parameters of a sample of galaxies that we divide into three sub-samples: two spectroscopic samples (FSS and BSS) and a sample of galaxies with no radial velocities available (RFS). We performed a Principal Component Analysis on the samples to obtain their characterisation. We found what seems to be a new member of Fornax but with a high level of contamination by background galaxies. This is, as we said before, a first approximation using the euclidean distance in the space of principal components. In a future work we will test this method restricting the morphologies of the FSS as it is expected that, if there exist Fornax members not identified yet, they will display a similar appearance to the new candidate. We also plan to apply the random forest method to obtain a better quantification of the probability that a given object belongs to Fornax or to the background population.

Calderón et al.



Figure 2: Principal components of the BSS (orange points, *top panels*) and the FSS (blue points, *bottom panels*). The level of variance explained on each axis is indicated and the RFS is underimposed on each set of panels (pink points).



Figure 3: Upper panel: Colour-magnitude diagram. Middle panel: Effective radius-magnitude diagram. Bottom panel: effective surface brightness-magnitude diagram. We show the Fornax candidate member in red.

Acknowledgements: S-PLUS is an international collaboration founded by Universidade de Sao Paulo, Observatório Nacional, Universidade Federal de Sergipe, Universidad de La Serena and Universidade Federal de Santa Catarina. This work was funded by grants from CONICET, Agencia I+D+i, Universidad Nacional de La Plata and FAPESP.

### References

- Bertin E., Arnouts S., 1996, A&AS, 117, 393
- Blakeslee J.P., et al., 2009, ApJ, 694, 556
- Calderón J.P., et al., 2022, BAAA, 63, 244
- Komatsu E., et al., 2009, ApJS, 180, 330
- Lima E.V.R., et al., 2022, Astron. Comput., 38, 100510
- Maddox N., et al., 2019, MNRAS, 490, 1666
- Pearson K., 1901, The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 2, 559
- Smith Castelli A.V., et al., 2021, BAAA,  $62,\,180$

# Primer análisis espectroscópico del sistema de cúmulos globulares de NGC 4546

C.G. Escudero<sup>1,2</sup>, F.R. Faifer<sup>1,2</sup>, L.A. Sesto<sup>1,2</sup>, A.V. Smith Castelli<sup>1,2</sup> & V. Reynaldi<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>2</sup> Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

Contacto / cgescudero@fcaglp.unlp.edu.ar

**Resumen** / Utilizando datos espectroscópicos obtenidos por el instrumento GMOS del Observatorio Gemini, pudimos analizar por primera vez un grupo de cúmulos globulares y una UCD asociados a la galaxia lenticular aislada NGC 4546. En este trabajo, se utilizó la técnica de ajuste espectral completo para estimar la velocidad radial de 14 objetos, así como los parámetros de poblaciones estelares (edad, metalicidad, abundancia de elementos  $\alpha$ ), con el fin de indagar acerca de la historia de la galaxia anfitriona.

**Abstract** / Using spectroscopic data obtained by the GMOS instrument of the Gemini Observatory, we were able to analyze for the first time a group of globular clusters and a UCD associated with the isolated lenticular galaxy NGC 4546. In this work, the full spectral fitting technique was used to estimate the radial velocity of 14 objects, as well as their stellar population parameters (age, metallicity,  $\alpha$ -element abundances), in order to inquire about the history of the host galaxy.

 $Keywords \;/ \;$ galaxies: elliptical and lenticular, c<br/>D-galaxies: individual (NGC 4546)-galaxies: star clusters: general

### 1. Introducción

La formación de los cúmulos globulares (CG) está íntimamente ligada a la historia de formación estelar de las galaxias (Forte et al., 2019; Fensch et al., 2020). Al considerar los CG extragalácticos como poblaciones estelares simples, los mismos se pueden caracterizar por edad y metalicidad, lo que los convierte en una herramienta importante para mapear y representar la componente estelar global de las galaxias anfitrionas (por ejemplo, Escudero et al., 2019). Además, las estimaciones de edades, metalicidades y composición química de estos objetos nos brindan información sobre diferentes procesos, épocas de formación y escalas de tiempo que ocurren durante la formación y evolución de las galaxias observadas en el Universo local. Es por ello que en este trabajo, nos centramos en el análisis cinemático, y principalmente el de las poblaciones estelares de algunos CG y una enana ultra-compacta (UCD, por sus siglas en inglés; Norris et al., 2015) pertenecientes a la galaxia lenticular aislada NGC 4546 (Escudero et al., 2020).

### 2. Datos

Los espectros utilizados en este trabajo se obtuvieron mediante el espectrógrafo multiobjeto (GMOS)\* de Gemini Sur (Cerro Pachón, Chile). Las observaciones se realizaron con la red B1200, ranuras de 1.5 segundos de arco y un *binning* de  $2\times2$ , lo cual genera espectros con dispersión de 0.26 Å/pix y cubren el rango en longitud de onda de ~3900-5800 Å. La Figura 1 muestra

la imagen GMOS indicando la distribución espacial de los objetos elegidos alrededor de NGC 4546 de los cuales se obtuvieron espectros. Los objetos con velocidades radiales heliocéntricas dentro de un valor  $\pm 3\,\sigma$  alrededor del valor estimado para NGC 4546 ( $V_{\rm sis}=1057\pm5$  km s^{-1}; Cappellari et al., 2011) fueron considerados como CG/UCD pertenecientes a la galaxia. Los círculos y cuadrados muestran, respectivamente, la posición de los CG confirmados, y los objetos de fondo, mientras que la estrella indica la posición de la UCD.

### 3. Poblaciones Estelares

Estimamos los parámetros de poblaciones estelares de los CG/UCD (ver Tabla 1) utilizando la técnica de ajuste espectral completo mediante el software UlySS (Koleva et al., 2009). Se utilizó la grilla de modelos PEGASE-HR (Le Borgne et al., 2004) resuelta en  $\left[\alpha/\text{Fe}\right]$  (Prugniel & Koleva, 2012), función de masa inicial de Salpeter (Salpeter, 1955), y la librería estelar ELODIE.3.2 (Wu et al., 2011). Estos modelos cubren el rango de longitud de onda de 3900 a 6800 Å, con una resolución de FWHM=0.55 Å, edades que van desde 0.001 a  $20 \times 10^9$ años, metalicidades en el rango -2.3 < [Z/H] < +0.69dex, y  $\left[\alpha/\text{Fe}\right]$  con valores de 0.0 y 0.4 dex. En nuestro caso, consideramos el límite máximo en edad para los ajustes de los modelos los  $14 \times 10^9$  años. La Figura 2 muestra un ejemplo del ajuste obtenido por UlySS sobre el espectro del cúmulo globular ID=24.

<sup>\*</sup>http://www.gemini.edu/instrumentation/gmos

Tabla 1: Parámetros espectroscópicos obtenidos para los CG y la enana ultra-compacta (UCD; Norris et al., 2015) confirmados en NGC 4546. ID=17 corresponde a la UCD. Columna (2-3): coordenadas ecuatoriales. Columna (4): velocidad heliocéntrica. Columnas (5-7): Parámetros de poblaciones estelares. Columna (8): Razón señal/ruido medida a 5000 Å.

| ID       | $\alpha$ (12000) | δ (12000)  | Vel           | Edad                         | [Z/H]                       | [ a/Fe]         | S/N      |
|----------|------------------|------------|---------------|------------------------------|-----------------------------|-----------------|----------|
| ID       | (deg)            | (deg)      | (km/seg)      | $(\times 10^9 \text{ años})$ | $\left[\frac{2}{11}\right]$ | (dex)           | (por  Å) |
| _        | (408)            | (408)      | (1111/008)    | (//10 (1105)                 |                             |                 | (por 11) |
| 7        | 188.8190888      | -3.8388804 | $1038 \pm 9$  | $14.5 \pm 2.2$               | $-1.30 \pm 0.17$            | $0.11 \pm 0.15$ | 14       |
| 16       | 188.8421545      | -3.8388432 | $947 \pm 5$   | $3.0 \pm 1.5$                | $0.45 \pm 0.14$             | $0.35 \pm 0.10$ | 10       |
| $17^{*}$ | 188.8602269      | -3.8390304 | $1225\pm0.3$  | $3.1 \pm 0.1$                | $0.09\pm0.01$               | $0.00\pm0.02$   | 160      |
| 23       | 188.8492191      | -3.8388804 | $1017\pm8$    | $11.4\pm1.7$                 | $-1.36\pm0.16$              | $0.10\pm0.11$   | 16       |
| 24       | 188.8508298      | -3.8389133 | $916 \pm 4$   | $12.2\pm2.0$                 | $-0.22\pm0.05$              | $0.08\pm0.03$   | 26       |
| 25       | 188.8466751      | -3.8389070 | $972 \pm 4$   | $4.7\pm0.6$                  | $-0.22\pm0.04$              | $0.13\pm0.06$   | 24       |
| 26       | 188.8631176      | -3.8388782 | $1002 \pm 4$  | $5.9 \pm 2.6$                | $-0.31\pm0.12$              | $0.27\pm0.08$   | 20       |
| 27       | 188.8549880      | -3.8389132 | $823 \pm 5$   | $4.5 \pm 1.0$                | $0.33\pm0.04$               | $0.17\pm0.04$   | 22       |
| 28       | 188.8452865      | -3.8388804 | $1073\pm9$    | $4.2\pm1.7$                  | $-0.53\pm0.10$              | $0.44\pm0.10$   | 16       |
| 30       | 188.8570475      | -3.8389235 | $1308 \pm 2$  | $7.5 \pm 1.3$                | $0.22\pm0.04$               | $0.25\pm0.03$   | 27       |
| 32       | 188.8436975      | -3.8388698 | $978\pm7$     | $11.1\pm2.8$                 | $-0.95\pm0.13$              | $0.43\pm0.11$   | 14       |
| 33       | 188.8481874      | -3.8388583 | $766 \pm 9$   | $14.0 \pm 3.2$               | $-0.52\pm0.08$              | $0.31\pm0.09$   | 12       |
| 34       | 188.8623315      | -3.8388314 | $1279 \pm 17$ | $8.0\pm 6.0$                 | $0.57\pm0.22$               | $0.60\pm0.12$   | 6        |
| 40       | 188.8783442      | -3.8388389 | $1156\pm23$   | $3.4\pm1.0$                  | $-0.89\pm0.20$              | $0.11\pm0.17$   | 10       |



Figura 1: Imagen GMOS de NGC 4546 con la distribución espacial de los objetos de los que se obtuvieron espectros. Los círculos y cuadrados indican, respectivamente, la posición de los CG confirmados asociados a NGC 4546, y los objetos de fondo. La estrella indica la posición de la UCD.

### 4. Resultados

La Figura 3 muestra los diagramas de edad, [Z/H], y abundancia de elementos  $\alpha$  para los diferentes CG/UCD en NGC 4546. Como se observa en la misma, los CG presentan metalicidades que van de ~ -1.4 a +0.6 dex con un amplio rango de [ $\alpha$ /Fe] (~ 0.0-0.6 dex) y edades (~3-14×10<sup>9</sup> años). El pentágono negro en dicha figura indica los valores de edad = 11.7<sup>+1.1</sup><sub>-1.0</sub>×10<sup>9</sup> años, [Z/H] = -0.13 ± 0.02 dex y [ $\alpha$ /Fe] = 0.31 ± 0.05 dex para la luz difusa de NGC 4546 (dentro de una apertura circular  $R_{\rm ef}$  = 22 seg. de arco) obtenido por Kuntschner et al. (2010). Por su parte, el círculo negro indica la posición de la UCD estudiada en detalle en Norris et al. (2015).

En dicha figura se observan dos grupos de objetos, los CG antiguos con edades mayores a  $8 \times 10^9$  años, y los CG intermedios-jóvenes con edades menores a  $8 \times 10^9$ años. Los primeros presentan metalicidades en el rango -1.5 < [Z/H] < 0.0 dex, valores típicos para los clásicos cúmulos azules y rojos (por ejemplo, Usher et al., 2012). Por su parte, el grupo más joven presenta metalicidades ligeramente superiores a los anteriores, en el rango aproximado entre -1 y +0.5 dex.

Estos resultados sugieren que la presencia de los CG con edades jóvenes-intermedias puede tener una relación directa con la presencia de la UCD, aun cuando Kuntschner et al. (2010) y McDermid et al. (2015) no indican la presencia de una población estelar con estas edades en NGC 4546 dentro de los 20 segundos de arco de radio galactocéntrico. Pasajes previos sucesivos entre la galaxia progenitora de la UCD y NGC 4546, hace unos  $\sim 5 \times 10^9$  años, podrían haber despojado a la primera de su gas rico en metales y contribuido a la creación de estos nuevos cúmulos. Sin embargo se requiere una muestra espectroscópica más grande de CG para confirmar este posible escenario.

*Agradecimientos:* Este trabajo fue realizado gracias al aporte del Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, y de la Universidad Nacional de La Plata (Argentina).

### Referencias

Cappellari M., et al., 2011, MNRAS, 413, 813 Escudero C., Sesto L., Faifer F., 2019, BAAA, 61, 213 Escudero C.G., et al., 2020, MNRAS, 493, 2253 Fensch J., et al., 2020, A&A, 644, A164 Forte J.C., et al., 2019, MNRAS, 482, 950 Koleva M., et al., 2009, A&A, 501, 1269 Kuntschner H., et al., 2010, MNRAS, 408, 97 Le Borgne D., et al., 2004, A&A, 425, 881 McDermid R.M., et al., 2015, MNRAS, 448, 3484 Norris M.A., et al., 2015, MNRAS, 451, 3615 Escudero et al.



Figura 2: Espectro del cúmulo globular ID=24 (línea negra) con el mejor ajuste obtenido por ULySS (línea azul). La línea cian indica el polinomio multiplicativo considerado para el ajuste. Las líneas rojas indican las líneas espectrales descartadas durante el ajuste debido a la presencia de líneas telúricas en estas regiones y/o al rechazo automático de valores atípicos. El espectro residual obtenido del ajuste se muestra debajo del espectro, donde las líneas verdes indican la desviación de 1- $\sigma$ .



Figura 3: Diagramas  $[\alpha/\text{Fe}]$ -[Z/H] (*izquierda*), edad-[Z/H] (*centro*) y  $[\alpha/\text{Fe}]$ -edad (*derecha*) para los 13 CG confirmados (rombos grises y cuadrados vacíos) y la UCD (círculo negro) pertenecientes al sistema de NGC 4546. Los valores obtenidos por Kuntschner et al. (2010) para NGC 4546 se indican con un pentágono negro.

Prugniel P., Koleva M., 2012, R.J. Tuffs, C.C. Popescu (Eds.), The Spectral Energy Distribution of Galaxies -SED 2011, vol. 284, 16–19 Salpeter E.E., 1955, ApJ, 121, 161 Usher C., et al., 2012, MNRAS, 426, 1475 Wu Y., et al., 2011, A&A, 525, A71

### Clues on the stellar content of disturbed early-type galaxies: the case of NGC 4382

V. Reynaldi<sup>1,2</sup>, F.R. Faifer<sup>1,2</sup>, C. Escudero<sup>1,2</sup>, A. Cortessi<sup>3</sup>, L. Sesto<sup>1,2</sup> & A.V. Smith Castelli<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

<sup>2</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>3</sup> Observatório do Valongo, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Brasil

Contact / vreynaldi@fcaglp.unlp.edu.ar

**Resumen** / NGC 4382 es una galaxia masiva de tipo temprano del cúmulo de Virgo. Este objeto presenta claras evidencias de haber sufrido eventos de interacción y fusión en los últimos miles de millones de años, pero también hemos confirmado recientemente la presencia de cúmulos globulares jóvenes. En tal contexto, representa un caso atractivo para estudiar diversos aspectos de la historia de ensamble de las galaxias de tipo temprano, en particular la influencia del medio sobre sus propiedades globales. En este trabajo nos focalizamos en analizar la historia de formación estelar en distintos radios galactocéntricos. Para ello empleamos la técnica del ajuste espectral completo sobre espectros de ranura larga obtenidos con el Telescopio Gemini Norte y la cámara GMOS. Nuestros resultados preliminares muestran que, como es usual en este tipo de objetos, NGC 4382 ha formado estrellas de manera significativa hace unos  $10^{10}$  años. Sin embargo, luego de atravesar una etapa de pasividad, esta galaxia ha vuelto a formar poblaciones estelares, posiblemente en más de un brote, y a partir de material previamente enriquecido.

**Abstract** / NGC 4382 is a massive early-type galaxy, belonging to Virgo cluster. This galaxy shows clear evidence of having gone through interactions and mergers in the last few Gyr. Recently, we have studied its globular cluster content and confirmed the presence of a young globular cluster population in addition to the elder one. Does this galaxy hide more clues about such a switch-on of stellar formation? We are looking for traces of the star formation history applying a full-spectrum fitting technique to Gemini/GMOS longslit data at different galactocentric radii. Our preliminary results shows that, as expected in early type systems, NGC 4382 has formed the bulk of its stellar content  $10^{10}$  years ago. However, it indeed reignited star formation (and likely more than once since the main burst) with enriched interstellar matter.

*Keywords* / galaxies: elliptical and lenticular, cD — galaxies: star cluster: general — galaxies: individual (NGC4382)

### 1. Context

Several years ago, while studying the formation and structure of elliptical and spheroidal galaxies under the "E-E" dichotomy, Kormendy et al. (2009, hereafter K09) reported on intriguing features regarding one of the giant ellipticals in the Virgo cluster: NGC 4382. This massive early-type galaxy is widely known to shows shells, ripples and distorted boxy isophotes (Burstein, 1979; Schweizer & Seitzer, 1988; Ferrarese et al., 2006). Also, based on a deep photometric analysis, K09 concluded that NGC 4382 is a yet-not-relaxed merger remnant. Mergers are known to change the gas and stellar properties of the progenitors, even triggering star formation toward the center of the accreting galaxy, where the gas is usually driven to (Mihos & Hernquist, 1994, 1996).

The surface brightness profile of NGC 4382 is wellfitted by a Sérsic profile, but it shows a clear departure from that fit in the galactocentric radii range between 26 to 221 arcsec. In addition the g-z color profile gets bluer in rather the same region. Such a light excess could be explained by both a young or low-metallicity stellar population superimposed on that of the main, Sérsic-fitted body of the galaxy. Further spectroscopic evidence points toward the existence of a young population in the inner radii (K09, and references therein).

It is also known that globular clusters (GC) are formed in the most violent episodes of star formation (Kruijssen, 2015). In this sense, Escudero et al. (2022) recently studied the GC population of NGC 4382 and found that, in addition to the two classical blue and red old subpopulations, whose ages round 10 Gyr, there is also a new, spectroscopically confirmed, young GC population of  $2.2 \pm 0.9$  Gyr.

So, NGC 4382 has undergone a rather recent burst of star formation whose traces have been already found in the GC population. We aim at finding the young stellar population within the galaxy to assess where it is located and how does it contribute to the total stellar content (mass, luminosity) of the galaxy.

### 2. Data and Techniques

NGC 4382 was observed with the GMOS instrument of Gemini North Telescope in longslit mode under the GN-2009A-Q-102 programme. The 0.5" width slit was ori-



Figure 1: NGC 4382 (Credits: Irida Observatory; https://www.iridaobservatory.org/CCD/NGC4382/NGC4382.html). The green solid line represents the GMOS/longslit position along the galaxy (programme GN-2009A-Q-102). The slit is oriented in the North-South direction.

ented along the major axis direction (North-South), as shown in Figure 1 in combination with the B1200 grating. Data were acquired from the Gemini Observatory Archive (GOA)<sup>\*</sup>, and its reduction process is described in Escudero et al. (2022).

This dataset, which comprises the spectral range between 4300-5500Å is being employed to study the stellar population of NGC 4382, initially along the N-S direction. We are applying the full-spectrum fitting technique through the penalized PiXel Fitting (pPXF) code (Cappellari, 2017), which was used with the single stellar populations (SSP) models of Vazdekis et al. (2010) and the MILES library.

pPXF was applied to several galactocentric radii by binning the spectra in the spatial direction, a resulting signal-to-noise ratio (S/N) per Å above 20 was the only condition to satisfy in the extracted spectra in order to ensure the validity of the pPXF fits. The central region was adopted as the smallest region required to satisfy S/N> 20, and it represents the inner 0.6". Other locations along the slit were chosen according to the K09 results, with the aim of probing into the light excess at intermediate radii: 1.8"N and 1.7"S (each region represents 0.6" along the mayor axis) point towards the region where the surface brightness profile is well-fitted by the Sérsic profile, while 23.5"N and 20.3"S (the sizes of each region being 6.1" and 4.1", respectively) point to the region where the enhancement of light arises. The more distant galactocentric radio of 76.5"S (30.9" in size) lies in the region of the light excess.

### 3. Preliminary results

The results of the full spectral fitting are presented in the Figure 2. The plots are organized from top (North) to bottom (South) according to the positions along the slit.

Each plot shows the luminosity-weighted stellar population decomposition at any given radius. The contribution of each SSP (characterized by its age and metallicity) to a given spectrum is shown according to the color bar. Superimposed on each diagram, we have also plotted the results of the full spectral fitting by using the ULySS (University of Lyon Spectroscopic Analysis Software) code (Koleva et al., 2009). The orange diamond shows the age and metallicity of the SSP model that characterize the mean stellar population of a given spectrum; these results were taken from Escudero et al. (2022).

We find an old ( $\sim 10$  Gyr) and mass-dominant stellar population present at every chosen location. However, and consistent with color's predictions, a young stellar population of around 2.15 Gyr is unveiled in the innermost region of the galaxy, up to galactocentric distances of around 7". Even when the age and metallicty of this population is only recovered by pPXF, its presence is evident in both ULySS and pPXF luminosityweighted results. The variation of ULySS results toward the innermost regions are due to the light contribution of the young population revealed by pPXF, which luminosity dominates over the old but mass-dominant population.

Nevertheless, the young population vanishes from 7" up to the outskirts of the galaxy, which means that it is not present where the surface brightness profile detaches from the Sérsic fit, according to K09. The onset of the such a departure is shown in Figure 2, at 23.5"N and 20.3"S. No young population is evident in our results. However, at larger radii (76.5" is the most distant reliable spectrum we can get with S/N > 20 from the longslit data), the pPXF results point toward a composite stellar population, characterized by a wide range of metallicities: -2 < [Z/H] < 0. This result is also consistent with K09 predictions, since the enhancement of light at intermediate radii, as well as the bluer g-z color profile can be explained by the presence of a young stellar population or by the contribution of low-metallicity population.

The age of the young GC population found by Escudero et al. (2022) is consistent within errors with that of this innermost young stellar population in the galaxy body, suggesting that the same burst might have originated them as a consequence of the last merger still ongoing. Further analysis should be made in order to dig into this hypothesis, and also into the connection, if exists, between the inner and young and the outter and low-metalicity stellar populations in the galaxy.

<sup>\*</sup>https://archive.gemini.edu/searchform



Figure 2: Luminosity-weighted stellar population analysis at each galactocentric radii along the GMOS/slit (N-S direction), arising from the pPXF full spectral fitting technique. The color-bar shows the weight fraction of each stellar population, given its age and metallicity, contributing to each spectrum. The orange diamonds show the mean age and metallicity of the averaged stellar population that best represents the spectrum at each location (ULySS).

BAAA, 64, 2023

#### Reynaldi et al.

Acknowledgements: This work was funded wih grants from the Universidad Nacional de La Plata and Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET). Based on observations obtained at the international Gemini Observatory, a program of NSF's NOIRLab, which is managed by the Association of Universities for Research in Astronomy (AURA) under a cooperative agreement with the National Science Foundation on behalf of the Gemini Observatory partnership: the National Science Foundation (United States), National Research Council (Canada), Agencia Nacional de Investigación y Desarrollo (Chile), Ministerio de Ciencia, Tecnología e Innovación (Argentina), Ministério da Ciência, Tecnología, Inovações e Comunicações (Brazil), and Korea Astronomy and Space Science Institute (Republic of Korea).

#### References

| Burstein D., 1979, ApJS, 41, 435  |
|---|
| Cappellari M., 2017, MNRAS, 466, 798                                      |
| Escudero C.G., et al., 2022, MNRAS, 511, 393                              |
| Ferrarese L., et al., 2006, ApJS, 164, 334                                |
| Koleva M., et al., 2009, A&A, 501, 1269                                   |
| Kormendy J., et al., 2009, ApJS, 182, 216                                 |
| Kruijssen J.M.D., 2015, MNRAS, 454, 1658                                  |
| Mihos J.C., Hernquist L., 1994, ApJL, 425, L13                            |
| Mihos J.C., Hernquist L., 1996, ApJ, 464, 641                             |
| Schweizer F., Seitzer P., 1988, ApJ, 328, 88                              |
| $V_{2} = 1 + 1 + 1 + 1 + 1 + 1 = 0 + 0 + 0 + 0 + 0 + 1 + 0 + 0 + 0 + 0 +$ |

Vazdekis A., et al., 2010, MNRAS, 404, 1639

### PuGli-S: Primeros glitches detectados desde el IAR

E. Zubieta<sup>1,2</sup>, S. del Palacio<sup>2,3</sup>, F. García<sup>2</sup>, G. Gancio<sup>2</sup>, C.O. Lousto<sup>4</sup>, J.A. Combi<sup>5</sup> & Colaboración PuMA

<sup>1</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>2</sup> Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET-CICPBA-UNLP, Argentina

<sup>3</sup> Department of Space, Earth and Environment, Chalmers University of Technology, Suecia

<sup>4</sup> Rochester Institute of Technology, EE.UU.

<sup>5</sup> Departamento de Física, Universidad de Jaén, Jaén, España

Contacto / ezubieta@iar.unlp.edu.ar

**Resumen** / Los púlsares cuentan con una rotación excepcionalmente estable. Sin embargo, su alta estabilidad rotacional puede resultar perturbada por *glitches*, fenómeno que consiste en un aumento repentino en su frecuencia de rotación, cuya causa no se encuentra comprendida en su totalidad. Desde el año 2018, la colaboración PuMA utiliza las antenas del Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR) para monitorear con alta cadencia un grupo de púlsares brillantes del hemisferio sur que han presentado *glitches* con anterioridad. En este trabajo reportamos la detección y caracterización de: i) dos *glitches* en PSR J1048–5832, los cuales resultaron ser los más pequeños de los 7 *glitches* previamente reportados para este púlsar; ii) el *glitch* más reciente en el púlsar de Vela, y iii) un *glitch* en PSR J0742–2822, el más grande observado en este púlsar hasta la fecha.

**Abstract** / Pulsars are objects with exceptionally stable spin. However, their rotational stability can be perturbed by a sudden increase in their spin frequency known as a *glitch*. The cause of the glitches is not clearly understood yet. Using the antennas from the Argentine Institute of Radio Astronomy (IAR), since 2018, the PuMA collaboration monitors with high cadence a set of pulsars from the southern hemisphere that have shown glitches before. Here we report the detection and characterization of: i) two glitches in the pulsar PSR J1048–5832, which are the smallest of the 7 glitches previously detected on this pulsar; ii) the most recent glitch in the Vela pulsar, and iii) a glitch in PSR J0742–2822, which is the strongest glitch reported for this pulsar so far.

Keywords / pulsars: general — radio continuum: general — methods: data analysis

### 1. Introducción

Los púlsares son estrellas de neutrones de las cuales recibimos un pulso de radiación por cada rotación que dan en torno a su eje. Su gran momento de inercia les brinda una rotación muy estable, lo que los vuelve relojes naturales de alta precisión. En general, la frecuencia de rotación de los púlsares disminuye de forma regular debido a la pérdida de momento angular a través de emisión electromagnética.

Sin embargo, algunos púlsares presentan glitches<sup>\*</sup> (Manchester, 2018). Este fenómeno consiste en un aumento repentino de la frecuencia de rotación del púlsar, a veces seguido por un período de relajación. Actualmente, el modelo más aceptado del mecanismo que produce los glitches es el de Baym et al. (1969). En éste, se propone que el interior de la estrella de neutrones se encuentra en estado superfluido, lo que permite que se generen vórtices cuánticos que se acoplan con la superficie de la estrella (Haskell, 2017). Al rotar el superfluido a una velocidad distinta que la superficie de la estrella, se genera una tensión que conduce a que los vórtices se desacoplen, ocasionando un intercambio de momento angular entre el interior de la estrella y la corteza de la misma, dando lugar al glitch.

A 50 años del descubrimiento del primer glitch

(Radhakrishnan & Manchester, 1969), aún no se tiene un modelo capaz de describir y predecir estos eventos adecuadamente debido al desconocimiento del comportamiento de la materia a densidades tan altas. Por este motivo, el estudio fenomenológico y observacional de los glitches es una herramienta de gran utilidad para estudiar propiedades de los púlsares, tales como su masa, el estado de superfluidez, y la ecuación de estado de la materia en su interior(Link et al., 2000; Haskell & Melatos, 2015).

Desde el año 2018, el grupo PuMA<sup>\*\*</sup> (Pulsar Monitoring in Argentina) realiza en el Instituto Argentino de Radioastronomía observaciones con alta cadencia de púlsares (Gancio et al., 2020) que han presentado al menos un glitch(Lousto et al., 2022). Este monitoreo resulta de gran relevancia ya que las observaciones de alta cadencia aumentan la probabilidad de detección de mini glitches y la caracterización de decaimientos exponenciales cortos de los saltos en frecuencia. Hasta el momento, hemos registrado dos glitches en el púlsar de Vela (2019 y 2021)(Lopez Armengol et al., 2019; Sosa-Fiscella et al., 2021), dos en PSR J1048–5832 (2020 y 2021)(Zubieta et al., 2022b,c) y uno en PSR J0742–2822 (2022) (Zubieta et al., 2022a). En este trabajo presentamos el análisis de los últimos cuatro glitches mencionados.

<sup>\*</sup>Del inglés, anomalía.

<sup>\*\*</sup>http://puma.iar.unlp.edu.ar

### 2. Técnica de pulsar timing

Por un lado, la rotación de los púlsares se monitorea registrando los tiempos de arribo (ToAs) de los pulsos. Por el otro, se desarrolla un modelo matemático que caracteriza la rotación del púlsar y la propagación de los pulsos por el medio interestelar, llamado modelo de *timing*, utilizado para predecir los ToAs. Luego, calculando los residuos como el apartamiento entre los ToAs observados y los predichos por el modelo, se pueden estudiar fenómenos físicos diversos como la propagación de ondas gravitacionales, las propiedades del medio interestelar y la estructura interna de los púlsares que da lugar a los *glitches* (Lorimer & Kramer, 2004).

La evolución temporal de la rotación del púlsar se puede modelar como(Espinoza et al., 2011):

$$\phi(t) = \phi_0 + \nu_0(t - t_0) + \frac{1}{2}\dot{\nu}_0(t - t_0)^2 + \frac{1}{6}\ddot{\nu}_0(t - t_0)^3, (1)$$

con  $\nu_0$ ,  $\dot{\nu}_0$  y  $\ddot{\nu}_0$  la frecuencia de rotación, y sus respectivas derivadas. Al ocurrir un *glitch*, el púlsar sufre un aumento repentino en su frecuencia, por lo cual los pulsos comienzan a llegar antes que lo predicho por el modelo de *timing*. En este caso, los residuos comienzan a diverger de manera lineal, como se muestra en la Fig. 1a).

Los glitches se caracterizan fenomenológicamente a través de un agregado al modelo de timing, suponiendo que inducen un salto en la fase del púlsar,  $\phi_g$  (McCulloch et al., 1983):

$$\phi_{\rm g} = \Delta \phi + \Delta \nu_p (t - t_{\rm g}) + \frac{1}{2} \Delta \dot{\nu}_p (t - t_{\rm g})^2 + \frac{1}{6} \Delta \ddot{\nu}_p (t - t_{\rm g})^3 + \sum_i \left[ 1 - \exp\left(\frac{t - t_{\rm g}}{\tau_{\rm d}^i}\right) \right] \Delta \nu_{\rm d}^i \tau_{\rm d}^i.$$
(2)

El salto en fase adicional  $\Delta \phi$  puede utilizarse para contrarrestar la incerteza en el momento del glitch. Luego,  $\Delta \nu_p$ ,  $\Delta \dot{\nu}_p$  y  $\Delta \ddot{\nu}_p$  son los cambios permanentes en la frecuencia y sus derivadas,  $t_{\rm g}$  es el instante del glitch,  $\Delta \nu_{\rm d}^i$ son componentes del salto en frecuencia, las cuales decaen luego de un tiempo  $\tau_{\rm d}^i$ , y pueden o no estar presentes en el modelo del glitch. Estos componentes del salto en frecuencia que decaen de forma exponencial fueron detectados por primera vez por McCulloch et al. (1983). El salto en frecuencia total del glitch se calcula como  $\Delta \nu_{\rm g} = \Delta \nu_p + \sum_i \Delta \nu_{\rm d}^i$ , y el salto total en la derivada de la frecuencia se calcula como  $\Delta \dot{\nu}_{\rm g} = \Delta \dot{\nu}_p - \sum_i \Delta \nu_{\rm d}^i / \tau_{\rm d}^i$ . Finalmente, se define el grado de recuperación del glitch como  $Q^i = \Delta \nu_{\rm d}^i / \Delta \nu_{\rm g}$ .

### 3. Resultados y discusión

### 3.1. Vela: Glitch 2021

El 23 de Julio de 2021 reportamos la detección de un nuevo glitch en el púlsar de Vela. En la Fig. 1a) se muestran los residuos en un lapso de ~45 d alrededor del glitch. La ocurrencia del glitch produce un cambio en los residuos que se evidencia a partir del MJD $\approx$ 59517.6. Luego de incluir los parámetros correspondientes a los saltos permanentes $(\Delta\phi, \Delta\nu, \Delta\dot{\nu} \ y \ \Delta\ddot{\nu})$  de la Ec.(2) en el modelo de timing, obtuvimos los residuos que se muestran en la Fig. 1b). Allí se observa un comportamiento que se corresponde con la presencia de componentes

Tabla 1: Parámetros del modelo de timing para el glitch de Vela del 22 de Julio 2021 y sus respectivas incertezas a  $1\sigma$ .

| Parámetro                                   | Valor                        |
|---|------------------------------|
| $t_{\rm g} \ ({\rm MJD})$                   | 59417.6194(2)                |
| $\Delta \nu_{\rm p} \ ({\rm s}^{-1})$       | $1.381518(1) \times 10^{-5}$ |
| $\Delta \dot{\nu}_{\rm p} \ ({\rm s}^{-2})$ | $-8.59(4) \times 10^{-14}$   |
| $\Delta \ddot{\nu}$ (s <sup>-3</sup> )      | $1.16(3) \times 10^{-21}$    |
| $\Delta \nu_{\rm d1}~({\rm s}^{-1})$        | $3.15(12) \times 10^{-8}$    |
| $\tau_{\rm d1}$ (días)                      | 6.400(2)                     |
| $\Delta \nu_{\rm d2}~({\rm s}^{-1})$        | $9.9(6) \times 10^{-8}$      |
| $\tau_{\rm d2}$ (días)                      | 0.994(8)                     |
| $\Delta \nu_{\rm g} / \nu$                  | $1.2469(5) \times 10^{-6}$   |
| $\Delta \dot{ u}_{ m g}/\dot{ u}$           | 0.084(5)                     |
| $Q_1$                                       | 0.00226(9)                   |
| $Q_2$                                       | 0.0071(4)                    |
|   |                              |

con decaimiento exponencial. En la Tabla 1 reportamos los valores obtenidos para los saltos en frecuencia y los demás parámetros que caracterizan al *glitch*. Encontramos dos componentes del salto en frecuencia que decaen de manera exponencial. Su detección a partir de los residuos y la comparación con tiempos de decaimientos de todos los *glitches* anteriores se muestra con mayor detalle en (Zubieta et al., 2022c).



Figura 1: Residuos del púlsar Vela. Panel a): Comportamiento de los residuos indicativo de un glitch en MJD $\approx$ 59417.6. Panel b): Residuos siguiendo el modelo de la Ecuación2 para describir el glitch sin incluir los términos exponenciales. Se observa comportamiento exponencial luego del glitch.

Destacamos que la caracterización de componentes del salto en frecuencia que decaen en un tiempo  $\tau \sim$ 1 d es posible gracias a la cadencia diaria del monitoreo en la época del *glitch*. También notamos que tanto  $Q_1$ como  $Q_2$  son inferiores al 0.1%, lo cual indica que el proceso del *glitch* se encuentra dominado por los saltos permanentes en frecuencia.

#### 3.2. PSR J1048-5832: Glitches 2020/2021

En este púlsar primero detectamos un *glitch* en  $MJD\sim59203.9$  y otro en  $MJD\sim59540$ . Esto puede verse en la Fig. 2a), donde a partir del  $MJD\approx59203.9$ , los re-

Tabla 2: Parámetros de los glitches detectados en PSR J1048–5832 y sus incertezas correspondientes a  $1\sigma.$ 

| Parámetro                          | $Glitch \ 1$              | $Glitch \ 2$              |
|------------------------------------|---------------------------|---------------------------|
| $t_{\rm g} \ ({\rm MJD})$          | 59203.9(5)                | 59540(2)                  |
| $\Delta \nu_{\rm p}(s^{-1})$       | $7.19(7) \times 10^{-8}$  | $8.02(25) \times 10^{-8}$ |
| $\Delta \dot{\nu}_{\rm p}(s^{-2})$ | $3.91(9) \times 10^{-15}$ | $1(2) \times 10^{-16}$    |

siduos modifican su comportamiento. Luego de ajustar los saltos permanentes en la frecuencia y su derivada de ambos *glitches* en el modelo de *timing*, obtenemos los residuos que se muestran en la Fig. 2b). Los parámetros obtenidos para estos *glitches* se muestran en la Tabla 2.



Figura 2: Residuos de PSR J1048-5832. Panel a): Se aprecian cambios en el comportamiento de los residuos indicativos de un glitch MJD~59203.9 y MJD~59540. Panel b): Residuos aleatorios obtenidos al ajustar el modelo de timing a ambos glitches.

En ambos glitches obtuvimos saltos relativos  $\Delta \nu_{\rm g} / \nu \sim 10^{-8} \ll 10^{-6}$ , correspondientes a miniglitches. Estos mini-glitches son los de menor magnitud detectados hasta el momento en este púlsar. La detección de glitches tan pequeños resulta posible gracias al monitoreo de alta cadencia, como el que se realiza desde el IAR. Por otro lado, no se detectó ninguna componente del salto en frecuencia que presente un decaimiento exponencial.

#### 3.3. PSR J0742-2822: Glitch 2022

El 21 de septiembre de 2022, MJD=59839.4(5), fue reportado un nuevo *glitch* en PSR J0742-2822 (Shaw et al., 2022), el cual confirmamos de forma independiente 9 días más tarde. En la Fig. 3a) se muestran los residuos obtenidos antes de incluir el *glitch* en el modelo de *timing*. Luego de ajustar el modelo incluyendo la presencia del *glitch*, los residuos se reducen a lo observado en la Fig. 3b).

En este caso obtuvimos saltos relativos  $\Delta \nu / \nu = 4.29497(2) \times 10^{-6}$  y  $\Delta \dot{\nu} / \dot{\nu} = 0.0510(7)$ , y no detectamos





Figura 3: Residuos del púlsar PSR J0742-2822. Panel a): Ocurre un cambio en el comportamiento de los residuos en MJD $\sim$ 59839.4. Panel b): Residuos luego de incluir el glitch en el modelo de timing.

miento exponencial, probablemente debido a la falta de observaciones los primeros días posteriores al *glitch*.

### 4. Conclusiones

Actualmente estamos llevando a cabo un programa de monitoreo intensivo de púlsares brillantes del hemisferio Sur usando las antenas del IAR. La alta cadencia del monitoreo permite la detección de componentes exponenciales con rápido decaimiento ( $\sim 1$  d), lo cual es un aspecto crucial en el entendimiento de la física detrás de los *glitches*.

### Referencias

- Baym G., Pethick C., Pines D., 1969, Nature, 224, 673
- Espinoza C.M., et al., 2011, MNRAS, 414, 1679
- Gancio G., et al., 2020, A&A, 633, A84
- Haskell B., 2017, Proceedings of the International Astronomical Union, 13, 203–208
- Haskell B., Melatos A., 2015, Int. J. Mod. Phys. E, 24, 1530008
- Link B., Epstein R.I., Lattimer J.M., 2000, K.S. Cheng, H.F. Chau, K.L. Chan, K.C. Leung (Eds.), Astrophysics and Space Science Library, Astrophysics and Space Science Library, vol. 254, 117
- Lopez Armengol F.G., et al., 2019, ATel, 12482, 1
- Lorimer D.R., Kramer M., 2004, Handbook of Pulsar Astronomy, vol. 4
- Lousto C.O., et al., 2022, MNRAS, 509, 5790
- Manchester R.N., 2018, Pulsar glitches and their impact on neutron-star astrophysics
- McCulloch P.M., et al., 1983, Nature, 302, 319
- Radhakrishnan V., Manchester R.N., 1969, Nature, 222, 228 Shaw B., et al., 2022, ATel, 15622, 1
- Sosa-Fiscella V., et al., 2021, ATel, 14806, 1
- Zubieta E., et al., 2022a, ATel, 15638, 1
- Zubieta E., et al., 2022b, BAAA, 63, 262
- Zubieta E., et al., 2022c, arXiv e-prints, arXiv:2210.03770

### lon tori around f(R)-Kerr black holes

E.A. Saavedra<sup>1</sup>, F.L. Vieyro<sup>1,2</sup> & D. Perez<sup>2</sup>

Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>2</sup> Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET-CICPBA-UNLP, Argentina

Contact / saavedraenz@gmail.com

**Resumen** / Los agujeros negros ofrecen uno de los mejores escenarios para explorar las desviaciones de la Relatividad General en el régimen de campo fuerte. Las teorías alternativas de la gravedad, en particular las teorías f(R), que han sido ampliamente analizadas en contextos cosmológicos, pueden ser puestas a prueba mediante modelos astrofísicos, en particular, procesos de acreción alrededor de los agujeros negros. En este trabajo, exploramos las manifestaciones astrofísicas de un toro de iones ópticamente delgado entorno a un agujero negro de f(R)-Kerr. Primero, calculamos la geometría del toro mediante el análisis del movimiento de partículas en el espacio-tiempo f(R)-Kerr. Suponiendo un plasma de dos temperaturas, caracterizamos las cantidades termodinámicas del toro y comparamos nuestros resultados con los correspondientes a la Relatividad General. Analizamos el impacto de la variación del escalar de Ricci sobre la emisión sincrotrón asociada a un agujero negro supermasivo.

**Abstract** / Black holes offer one of the best scenarios to explore deviations from General Relativity in the strong field regime. Alternative theories of gravity, in particular f(R) theories, that have been extensively analyzed in cosmological contexts, could be tested through astrophysical models of accretion process around black holes. In this work we model a low accretion process onto an f(R)-Kerr black hole by an optically thin ion torus. We first compute the torus geometry by analyzing the particle motion in f(R)-Kerr spacetime. Assuming a two temperature plasma, we characterize the thermodynamics quantities of the torus and compare our results with those corresponding to General Relativity. We analyze the impact of the variation of the Ricci scalar on the synchrotron emission associated with a supermassive black hole.

Keywords / black hole physics — accretion, accretion disks — gravitation

### 1. Introduction

General Relativity (GR) is a theory of space, time and gravitation formulated by Albert Einstein in 1915. Though GR has been extensively validated through experiments and observations (Will, 2006), it is not free of problems.

When GR is applied to scales of galaxies and galaxies clusters, it requires the introduction of a new type of substance, the so-called dark matter to explain the rotation curves and galaxy velocities. At much larger scales, an unknown dark energy field is postulated within the theory in order to account for the observed accelerated expansion of the universe.

Instead of introducing unknown entities into the world, an alternative approach consists of modifying the theory of gravitation. These new theories should reproduce GR predictions on the scales of the Solar System, but they might differ in some not well-explored domains, such as large scales and in the strong gravity regime.

One way to develop an alternative theory of gravitation is by modifying the relativistic action. In f(R)theories, the Ricci scalar R in the action is replaced by a general function f(R) that allows for additional degree of freedom and new gravitational phenomena (de La Cruz-Dombriz & et al., 2009; De Felice & et al., 2010). One of the main motivations for developing f(R)-gravity was that it could predict the effects of the accelerated expansion of the universe without invoking a dark energy field.

Though f(R)-theories have been extensively tested at large scales, the strong field regime of the theory deserves much further exploration. In particular, the astrophysical phenomena that occur very close to black holes could provide specific signatures that might unveil deviations from GR. Various methods can be employed to investigate these theories in the strong field regime, for instance, by Pulsar Timing and Laser-Interferometer Gravitational-Wave Detectors (Shao et al., 2017).

Pérez et al. (2013) were the first to study relativistic thin accretion disks around black holes in f(R)-gravity. They were able to constrain the values of a free parameter of the theory, denoted,  $R_0$ , through comparisons of current observational data of Cygnus X-1.

Relativistic geometrically thin and optically thick accretion disk models are good approximations of the flow around black holes when the accretion rate is significant. However, when the accretion rate is low, the density drops, and the Coulombian interaction between ions and electrons is not efficient. This gives rise to a two temperature plasma that radiates inefficiently. Since a fraction of the energy is kept in the gas, the disk inflates and becomes geometrically thick.

The best models available that describe hot accretion disks are Advection Dominated Accretion Flow (ADAF) (see for e.g., Narayan & et al., 2008; Gutiérrez et al., 2021). Abramowicz (1978) developed a similar model that has the advantage of being analytical; these are known in the literature as polish doughnuts or ion tori. It has been applied, in the framework of GR, to model the emission of Sgr  $A^*$  (Straub et al., 2012).

In this short article, we extend the ion tori model to f(R)-gravity. In particular, we compute the geometrical structure of an ion torus around an f(R)-Kerr black hole and its emission spectra. In particular, We analyze the impact of the variation of the Ricci scalar on the synchrotron emission associated with a supermassive black hole. We compare the results obtained with those corresponding to GR and analyze the main differences.

### **2.** f(R) theory

In f(R) gravity, the Lagrangian of the Hilbert-Einstein action is generalized to:

$$S[g] = \frac{c^3}{16\pi G} \int (R + f(R))\sqrt{-g}d^4x,$$
 (1)

where g is the determinant of the metric tensor, and f(R) is an arbitrary function of the Ricci scalar.

The geometry that describes a black hole with mass, electric charge, and angular momentum, which is axisymmetric, stationary, and has a constant Ricci scalar, was used by Cembranos et al. (2011) to study black holes in the context of f(R) gravity, and is given by

$$ds^{2} = -\frac{c^{2}}{r^{2}\Xi^{2}}(\Delta_{r} - a^{2})dt^{2} - \frac{2ac}{r^{2}\Xi^{2}}(r^{2} + a^{2} - \Delta_{r})dtd\varphi + \frac{d\varphi^{2}}{r^{2}\Xi^{2}}[(r^{2} + a^{2})^{2} - \Delta_{r}a^{2}], \qquad (2)$$
$$\Delta_{r} \equiv (r^{2} + a^{2})(1 - \frac{R_{0}}{12}r^{2}) - \frac{2GMr}{c^{2}} \Delta_{\theta} \equiv 1 + \frac{R_{0}}{12}a^{2}\cos^{2}\theta \rho^{2} \equiv r^{2} + a^{2}\cos^{2}\theta, \qquad \Xi \equiv 1 + \frac{R_{0}}{12}a^{2}.$$

In the limit  $R_0 \to 0$ , the line element (2) becomes Kerr's in General Relativity.

### 3. Ion Tori model

We consider a flow that consists of a perfect fluid torus orbiting a Kerr-f(R) black hole (see Straub et al. 2012 for an application of this model in the context of GR to Sgr. A<sup>\*</sup>). The 4-velocity of timelike geodesics has the form  $u^{\mu} = (u^t, 0, 0, u^{\phi})$ , which results in circular orbits. The geodesic motion has two constants, one for stationarity and the other for axisymmetry

$$E = -u_t = -u_t (g_{tt} + \Omega g_{t\varphi}) \tag{3}$$

$$L = u_{\varphi} = u_{t(gt\varphi} + \Omega g_{\varphi\varphi}), \qquad (4)$$

where  $\Omega = u_{\varphi}/u_t$  is the angular velocity with respect to a distant observer. The specific angular momentum is

$$\ell = \frac{L}{E} = -\frac{u_{\varphi}}{u_t}.$$
(5)



Figure 1: Meridional cut associated with different values of  $R_0$ . For  $R_0 > 0$ , the values are represented by dashdot lines, and for  $R_0 < 0$ , the values are represented by dotted lines. The  $R_0$  values are shown in different colors: gray for  $-10^{-3}$ , orange for  $-10^{-4}$ , green for  $10^{-3}$ , and yellow for  $10^{-4}$ . The values close to 0, such as  $-10^{-6}$  and  $10^{-6}$ , do not show significant differences compared to the Kerr case. The dashed green line represents the outer and inner ergosphere for a Kerr black hole. The solid yellow line represents the singularity.

The equation for conservation of energy and momentum can be solved to yield an expression for the gravitational potential function:

$$W(r,\theta) = \frac{1}{2} \ln \frac{-g_{tt} + 2\Omega g_{t\phi} + g_{\phi\phi}}{(g_{tt} + \Omega g_{t\phi})^2}.$$
 (6)

The angular velocity of the torus,  $\Omega$ , and the metric components,  $g_{\alpha\beta}$ , determine the equipotential surface that defines the torus boundaries. This surface crosses itself in a cusp, allowing accretion onto the black hole without the need for viscosity and the resulting loss of angular momentum (it is a Roche lobe overflowlike accretion). We can obtain analytical expressions for the temperatures of both gas species by assuming a two-temperature gas and using a polytropic equation of state:

$$T_e = [(1-\omega)\mathcal{M} + \omega\mathcal{M}_{\xi}]\mu_e(1-\beta)m_uP/k_B\epsilon \qquad (7)$$

$$T_i = \left[ (\mu_e / \mu_i) \mathcal{M} + \omega (\mathcal{M} - \mathcal{M}_{\xi}) \right] \mu_i (1 - \beta) m_u P / k_B \epsilon(8)$$

The dimensionless potential  $\omega$  is calculated by dividing the magnetic pressure  $P_{mag}$  by the total pressure P, resulting in the fraction  $\beta = P_{mag}/P$ . This fraction is then multiplied by the mass density  $\epsilon$ , the mean molecular weights for each species  $\mu_{e,i}$ , the atomic mass unit  $\mu$ , the Boltzmann constant  $k_B$ , and the quantities  $\mathcal{M} = \frac{\mu_i}{\mu_e + \mu_i}$  and  $\mathcal{M}_{\xi} = \frac{\mu_i \xi}{\mu_e + \mu_i \xi}$ .

BAAA, 64, 2023
Saavedra et al.



Figure 2: Zoom of the calculated Synchrotron emission for different values of  $R_0$ 

| Parameter | $\lambda$ | $\mathbf{T}_{e,c}$ | ξ         | $\epsilon_c$ | $\beta$ | n   | a    |
|-----------|-----------|--------------------|-----------|--------------|---------|-----|------|
| Value     | 0.7       | $10^{11}$          | $10^{-2}$ | $10^{-17}$   | 0.1     | 3.0 | 0.99 |

Table 1: Free parameters used for modeling the Ion Tori.  $T_{e,c}$  is in K units and  $\epsilon_c$  is in g cm<sup>-3</sup> units.

We compute numerically the thermal spectrum of the torus. We assume that electrons produce synchrotron radiation and free-free emission through interactions with both electrons and ions.

### 4. Results

In the model of the accretion disk in the f(R)-Kerr metric, a set of free parameters is considered, including the dimensionless specific angular momentum of the torus  $\lambda$ , the central electron temperature  $T_{e,c}$ , the ratio of the electron temperature to the ion temperature at the torus center  $\xi$ , the central mass density  $\epsilon_c$ , the magnetic pressure fraction with respect to the total pressure  $\beta = P_{mag}/P$ , the polytropic index n, the mass M, specific black hole spin a, and the Ricci scalar  $R_0$ . The free parameters that we used to model the torus can be found in Table 1.

We study the ion tori structure for  $R_0$  varying from  $R_0 \in [-1.2 \times 10^{-3}; 6.67 \times 10^{-4}]$  for Kerr-f(R) black holes, values given by Pérez et al. (2013) for a standard accretion disk. These should be compatible with the ion tori structure. In Fig. 1, we show the variations in the normalized potential of the Ion Tori. When  $R_0 < 0$ , the potential increases compared to Kerr (i.e. when  $R_0 = 0$ ), causing the torus to become larger. When  $R_0 > 0$ , the potential decreases compared to Kerr, causing the torus to become smaller. This can be observed by comparing the values of the normalized potential for different values of  $R_0$ . We calculate the synchrotron radiation for different values of  $R_0$ . In Fig. 2 it can be observed that for  $R_0 > 0$ , as the values of  $R_0$  increase, the synchrotron luminosity increases. On the other hand, for  $R_0 < 0$ , as they become smaller, the synchrotron luminosity decreases. We note that exactly the opposite occurs compared to the standard disk cases studied by Pérez et al. (2013), this is mainly due to the normalized potential.

We choose a = 0.99, given the observational evidence that points out the existence of a class of highly spinning supermassive black holes (Reynolds, 2013; Aschenbach, 2010). However, our goal is to conduct a more thorough investigation in a forthcoming paper and delve deeper into the parameter space. Specifically, we plan to perform a fit analysis on the observational Sgr A\* data, examining how both spin, Ricci scalar, and inclination affects the results.

Acknowledgements: EAS is a fellow of the Consejo Interuniversitario Nacional, Argentina. FLV and DP acknowledges support from PIP 0554 (CONICET).

#### References

- Abramowicz M., 1978, A&A, 63, 221
- Aschenbach B., 2010, MmSAI, 81, 319
- Cembranos J.A.R., de la Cruz-Dombriz A., Jimeno Romero P., 2011, arXiv e-prints, arXiv:1109.4519
- De Felice, et al., 2010, Living Reviews in Relativity, 13, 3
- de La Cruz-Dombriz A., et al., 2009, Phys. Rev. D, 80, 124011
- Gutiérrez E.M., Vieyro F., Romero G., 2021, A&A, 649, A87
- Narayan R., et al., 2008, NewAR, 51, 733 Pérez D., Romero G.E., Perez Bergliaffa S.E., 2013, A&A,
- 551, A4
- Reynolds C.S., 2013, Classical and Quantum Gravity, 30, 244004
- Shao L., et al., 2017, Physical Review X, 7, 041025
- Straub O., et al., 2012, A&A, 543, A83
- Will C.M., 2006, Living Reviews in Relativity, 9, 3

### Testing the nature of Sgr A\* with the S-2 star orbit data

V. Crespi<sup>1</sup>, C.R. Argüelles<sup>1,2</sup> & M.F. Mestre<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>2</sup> Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

Contact / valentinacrespi@fcaglp.unlp.edu.ar

**Resumen** / Las estrellas del cúmulo S que orbitan alrededor del centro Galáctico, proveen uno de los mejores observables astrofísicos para inferir el potencial gravitatorio generado por la fuente central Sgr A\*, tradicionalmente asumida como un Agujero Negro (BH). Un modelo alternativo para Sgr A\* es el de Ruffini-Argüelles-Rueda (RAR), basado en un sistema autogravitante de fermiones neutros en el marco de la Relatividad General. Este predice la existencia de un núcleo denso de fermiones altamente degenerados capaz de imitar al BH, el cual está rodeado por una atmósfera mas diluida que es consistente con el halo de materia oscura (DM) de la Galaxia. En este trabajo estudiamos la dinámica de la estrella mas importante del cúmulo S, asumiendo que la misma se mueve alrededor del núcleo compacto de DM predicho por el modelo RAR. Por primera vez realizamos en el marco de este modelo un ajuste de los parámetros orbitales de la estrella S-2 con la técnica de Markov Chain Monte Carlo (MCMC), y comparamos con los resultados que se obtienen en el paradigma del BH.

**Abstract** / The stars of the S-cluster orbiting the Galactic center provide one of the best astrophysical observables to infer the gravitational potential generated by the central source Sgr A\*, traditionally assumed to be a Black Hole (BH). An alternative model for Sgr A\* is the Ruffini-Argüelles-Rueda (RAR) model, based on a self-gravitating system of neutral fermions in the framework of General Relativity. It predicts the existence of a dense core of highly degenerate fermions able to mimic the BH, which is surrounded by a more dilute atmosphere that is consistent with the dark matter (DM) halo of the Galaxy. In this work we study the dynamics of the most important star in the S-cluster, assuming that it moves around the compact DM core predicted by the RAR model. For the first time we fit the orbital parameters of the S-2 star with a Markov Chain Monte Carlo (MCMC) technique, and compare the results with the ones obtained in the BH paradigm.

Keywords / Galaxy: center — dark matter

### 1. Introduction

The RAR dark matter model characterizes DM halos on galaxy scales. These configurations are composed of fermionic particles governed by a most probable distribution function (DF) of the Fermi-Dirac type, that arises from an entropy maximization principle Chavanis (1998). The DM distribution develop a morphology known as *compact core-dilute halo*, where the central component provides an alternative to the BH paradigm at the center of galaxies, while the outer component can explain their circular rotation curves Ruffini et al. (2015); Argüelles et al. (2018); Becerra-Vergara et al. (2020). In particular for the Milky Way halo, a family of RAR solutions can be found given halo boundary conditions Argüelles et al. (2018). The density profiles shown there present an inner and compact core governed by quantum degeneracy of the DM fermions, followed by an intermediate region with a sharply decreasing density distribution and a Boltzmannian density tail. RAR dark matter configurations with fermion masses in the range  $mc^2 = 48-378$  keV are in agreement with the Milky Way observables and provide at the same time, an alternative for the central Black Hole paradigm Argüelles et al. (2018); Becerra-Vergara et al. (2020).

In this work we will test the nature of Sgr  $A^*$  with the S-2 orbit data using MCMC techniques.

### 2. Geodesics

For a test particle moving in a spherically symmetric space-time given by  $ds^2 = g_{00}(r)c^2dt^2 - g_{11}(r)dr^2 - r^2d\Omega^2$  the equations of motion are given by  $\dot{t} = E/(g_{00}(r)c^2)$ ;  $\dot{\phi} = L/r^2$ ;  $\ddot{r} = [-g'_{00}(r)c^2t^2 - g'_{11}(r)\dot{r}^2 + 2r\dot{\phi}^2]/(2g_{11}(r))$ , where E and L are the particle's energy and angular momentum per unit mass and c the light velocity. The overdot accounts for affine parameter derivative whilst (') corresponds to radial derivative on the metric function components. This system of equations is solved numerically with appropriate initial conditions.

### 2.1. S2 star

In the central milliparsec of our galaxy resides a small star cluster called S-Cluster Eckart & Genzel (1996); Ghez et al. (1998). Because of its brightness and quality of astrometric data, the S2 star is the most important of the hole S cluster. It completes one orbit around the galactic center in ~ 16 yr. With the most recent and publicly available data from Do et al. (2019), we perform a MCMC statistical sampling of the S2 orbit in the plane of the sky using *emcee* Foreman-Mackey et al. (2013). We applied this for two different models; *i*) a RAR configuration for DM particle mass of  $mc^2 = 56$  keV and *ii*) a Schwarzschild Black Hole (SBH) model

of central mass  $M_{BH} = 4.075 \times 10^6 M_{\odot}$ . For the priors we use the orbital parameters given in Becerra-Vergara et al. (2020) and show the *posteriori* probability and correlations between the orbital parameters in Figure 2 for the RAR model and Figure 3 for the SBH case. In Table 1 are listed the most probable set of parameters (maximum of the likelihood function) for both models.

| Parameter              | RAR                    | BH                     |
|------------------------|------------------------|------------------------|
| e                      | 0.8862                 | 0.8860                 |
| a  [mas]               | 124.95                 | 125.30                 |
| T [yr]                 | 16.049                 | 16.049                 |
| $\omega$ [°]           | 66.70                  | 66.48                  |
| $i [^{\circ}]$         | 134.45                 | 134.38                 |
| $\Omega$ [°]           | 228.01                 | 228.01                 |
| $X_{off}$ [mas]        | $-1.69 \times 10^{-1}$ | $-9.63 \times 10^{-2}$ |
| $Y_{off}$ [mas]        | 2.59                   | 2.38                   |
| $t_p$ [yr]             | 2018.38                | 2018.38                |
| $\Delta \phi$ [arcmin] | -2.78                  | 11.95                  |

Table 1: Best fit parameters for the S2 star, where e: eccentricity; a: semi-major axis;  $\omega$ : argument of the pericenter; i: inclination;  $\Omega$ : position angle of the ascending node; T: orbital period;  $t_p$ : epoch of pericenter passage;  $\Delta \phi$ : precession angle per orbital period;  $X_{off}$ ,  $Y_{off}$  correspond to offsets of the central object in R.A. and declination respectively.

### 3. Results

The compact shape of the posterior probability sample supports the assumption of an 8-dimensional gaussian distribution, where the mean is nearly similar to the best fit parameters given in Table 1. Between the two models implemented, the set of parameters are in accordance (bellow 1% of relative error), and in well agreement with other works Do et al. (2019); Gravity-Collaboration (2020). The main difference arises in the prediction of the angle precession per orbital period which is retrograde in the case of the RAR dark matter model and prograde for the SBH model. Since RAR configurations are an extended distribution of matter, there is a competition between the effects of prograde precession generated by the central core, and retrograde precession generated by the extended mass Argüelles et al. (2022). Furthermore, the value of the angle precession is strongly dependent on the DM particle mass, which as increases, tends to the value predicted by SBH. Given the current precision in astrometric data, it is not yet possible to discriminate between the two models Argüelles et al. (2022).

Acknowledgements: This work used computational resources from CCAD-UNC, which is part of SNCAD-MinCyT, Argentina.

### References

Argüelles C., et al., 2018, 21, 82 Argüelles C.R., et al., 2022, MNRAS, 511, L35 Becerra-Vergara E.A., et al., 2020, 641, A34 Chavanis P.H., 1998, MNRAS, 300, 981 Do T., et al., 2019, Science, 365, 664 Eckart A., Genzel R., 1996, Nature, 383, 415 Foreman-Mackey D., et al., 2013, PASP, 125, 306 Ghez A.M., et al., 1998, ApJ, 509, 678



Figure 1: Top panel: S2 star orbit in the plane of the sky. Bottom panels: radial velocity, Right Ascension and Declination respectively, as a function of time for RAR dark matter model of  $mc^2 = 56$  keV (solid blue) and Schwarzschild BH model of  $M_{BH} = 4.075 \times 10^6 M_{\odot}$  (dashed red). The astrometric data were taken from Do et al. (2019).

Gravity-Collaboration, 2020, A&A, 636, 14

Ruffini R., Argüelles C.R., Rueda J.A., 2015, MNRAS, 451, 622

Crespi et al.



Figure 2: Corner plots corresponding to the 8-dimensional posterior probability space for the S2 star consistent with the RAR model for fermion mass of  $mc^2 = 56$  keV. Solid lines correspond to the most probable set of parameters listed in Table 1 and dashed lines correspond to the mean and  $1\sigma$  significance level.



Figure 3: Analogous for the S2 star consistent with a Schwarzschild BH model for central mass of  $M_{BH} = 4.075 \times 10^6 M_{\odot}$ . BAAA, 64, 2023

### Formation of very massive objects via collisions of main-sequence Pop. III stars in primordial clusters with a background potential

K.L.K. Sehlke-Abarca<sup>1</sup>, A. Escala<sup>2</sup>, D.R.G. Schleicher<sup>1</sup>, B. Reinoso<sup>3</sup>, M.Z.C. Vergara<sup>4</sup> & P.A. Solar<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Departamento de Astronomía, Universidad de Concepción, Chile

<sup>2</sup> Departamento de Astronomía, Universidad de Chile, Chile

<sup>3</sup> Zentrum für Astronomie, Institut für Theoretische Astrophysik, Universität Heidelberg, Alemania

<sup>4</sup> Zentrum für Astronomie, Astronomisches Rechen-Institut, Universität Heidelberg, Alemania

Contact / k.sehlke.abarca@gmail.com

**Resumen** / La asombrosa existencia de agujeros negros supermasivos en el Universo primitivo es uno de los grandes misterios sin respuesta en astrofísica, en particular, cómo obtienen sus grandes masas tan rápido. Aquí nuestro interés consiste en explorar un nuevo escenario de formación de agujeros negros masivos: la formación por colisiones estelares catastróficas en cúmulos estelares densos. Nuestros sistemas están localizados en el universo temprano, con las denominadas estrellas de población III las cuales son muy masivas y, por tanto, cúmulos de estrellas de población III son sistemas estelares muy densos y masivos. Nuestras simulaciones de N cuerpos fueron corridas con el código NBODY6++GPU y pueden ser divididas en dos grupos, uno con y otro sin potencial de fondo. Se ha establecido una masa crítica para la cual el número de colisiones es tan alto que puede llegar a formar objetos mas masivos al interior de estos cúmulos estelares de estrellas de población III. Aquí, nuestro objetivo es testear la existencia de esta masa crítica en un caso simplificado de cúmulos de estrellas de población III de igual masa. En términos de la eficiencia para la formación de un objeto masivo, encontramos que ocurre una transición, ya que la eficiencia es muy pequeña para masas considerablemente por debajo del valor de masa crítica, alcanzando valores de  $\sim 20$ % una vez que comenzamos a acercarnos a la escala de masa crítica en nuestras simulaciones. Nuestros resultados sugieren que ocurre una transición crítica dependiendo de la masa del cúmulo y los objetos más masivos alcanzan masas de aproximadamente  $1.7 \times 10^5 M_{\odot}$ .

**Abstract** / The amazing existence of supermassive black holes in the primitive Universe is one of the great mysteries without answer in astrophysics, in particular, how they get their great masses so fast. Here our interest consists in exploring a new scenario for the formation of massive black holes: the formation by catastrophic stellar collisions in dense star clusters. Our systems are located in the early universe, with the so-called population III stars which are very massive, and therefore population III star clusters are very dense and massive stellar systems. Our N-body simulations were run with the code NBODY6++GPU and can be divided into two groups, one with and the other without a background potential. A critical mass has been established for which the number of collisions is so high that most massive objects can form within these Population III star clusters of equal mass. In terms of the efficiency for the formation of a massive object, we find a transition to occur, as the efficiency is very small for masses considerably below the critical value while reaching values of ~ 20% once we start approaching the critical mass of the cluster and the most massive objects reaching masses of about  $1.7 \times 10^5 M_{\odot}$ .

Keywords / black hole physics — early universe — stars: Population III — methods: numerical

### 1. Introduction

For many years it was thought that black holes (BHs) were just a mathematical and not a physical solution to Einstein's equations. We have recently been able to observe the shadows of two BHs: the supermassive black hole (SMBH) in the center of the giant elliptical galaxy M87 (M87\*) and the SMBH in the Center of our galaxy the Milky Way Sagittarius A\* (Sgr A\*), thanks to the E.H.T. Collaboration et al. (2019) and Collaboration et al. (2022) respectively. Some paths that have been mainly proposed for the formation of Massive Black Holes (MBHs) (Rees, 1984; Volonteri, 2010) are: the

direct collapse of a primordial cloud, the growth by gas accretion and/or mergers of a stellar/intermediate mass BH and the formation of an MBH by catastrophic stellar collisions in dense stellar clusters. In this paper, we test on a new MBH formation scenario proposed by Escala (2021) in which nuclear star clusters (NSCs) and BHs have different evolutionary paths and mechanisms within a common origin and these BHs could have been formed by collisions of stars in NSCs. In the early Universe, the gas from which the first stars (Pop. III stars) were formed was composed mainly of hydrogen and helium. Collisions in primordial star clusters have been studied by Reinoso et al. (2018) and we know that Pop. III clusters are dense and massive systems and therefore can be good candidates to produce very massive objects.

### 2. Methodology

We model idealized dense star clusters in virial equilibrium using a Plummer distribution for the stars (Plummer, 1911). Half of our simulations included an analytic background potential, which helps us simulate the effects of the gas within the cluster, that also follows a Plummer density profile. Simulated clusters here are not considering stellar evolution, tidal captures, and primordial binaries. We consider that a collision occurs if the separation d between two stars is smaller than the sum of the radii of the stars  $d \leq R_1 + R_2$ , where  $R_1$ and  $R_2$  are the radii of each star. So when a collision occurs the mass of the new star is conserved with  $M_{\text{new}}$ being equal to the sum of the masses of the stars before the collision  $M_{\text{new}} = M_1 + M_2$ , where  $M_1$  and  $M_2$  are the two masses of the stars. The radius of the new star  $R_{\rm new}$  is calculated using the following equation  $R_{\rm new} =$  $R_1[(M_1 + M_2)/M_1]^{1/3}$ . The initial mass of the cluster  $M_{\text{cluster}}$  is related to the number of stars N and the mass of the star  $M_{\text{star}}$  as  $M_{\text{star}} = M_{\text{cluster}}/N$ . When we consider an external potential the total mass of the system is calculated as  $M_{\text{cluster}} = M_{\text{stars}} + M_{\text{ext}}$ . The crossing time is defined as  $t_{\text{cross}} = \sqrt{R_v^3/GM_{\text{stars}}}[1/(1+q)]$ , where  $q = M_{\text{ext}}/M_{\text{stars}}$ . The effects of a background potential on the evolution of star clusters have been studied previously by Reinoso et al. (2020) the results of this research show that the background potential increases the velocities of the stars, causing an overall delay in the evolution of the clusters and the runaway growth of a massive star at the center. The increase of kinetic energy of the stars implies that the population of binary stars is lower reducing the number of stellar collisions. The condition proposed by Escala (2021) can be applied to Pop. III star clusters (PSCs) that have  $t_{\rm coll} \leq t_{\rm H}$ , in which runaway collisions can happen over the whole system and (at least) the inner parts of such PSCs will probably collapse towards the formation of an most massive object (MMO) at the center of the clusters. This condition for instability is equivalent to:

$$M \ge [4\pi M_{\rm star}/(3\Sigma_0 t_{\rm H} G^{1/2})]^{2/3} R^{7/3} \tag{1}$$

In principle, PSCs that fulfils Eq. 1 but also that have  $t_{\rm relax} \leq t_{\rm H}$  might also expand considerably their effective radius before collisions become important, moving a cluster that initially fulfils Eq. 1 to the collisional stable region ( $t_{\rm coll} \geq t_{\rm H}$ ). This second condition for cluster expansion can be written as:

$$R \le \left[ \left( (t_{\rm H} M_{\rm star}) / 0.1 \right) \ln \left( M / M_{\rm star} \right) \right]^{2/3} (G/M)^{1/3}$$
(2)

Nevertheless, previous numerical experiments (Vergara et al., 2023) found, even for simulations initially with  $t_{\rm relax} \leq t_{\rm coll}$ , that catastrophic collisions produce such a fast violent behaviour allowing the formation of a MMO before the cluster expansion and moreover, with the MMO having a relevant fraction of the whole cluster mass. Therefore, we will simply define a critical mass as the mass at which the virial radius of the clusters fulfills the condition that the collision



Figure 1: Mass vs. radius diagram. The solid lines satisfy the condition given by Eq. 1. The dashed lines satisfy the condition given by Eq. 2. The shaded regions represent the different sigmas associated with each initial condition.

time is equal to or shorter than the age of the system  $t_{\rm coll} \leq t_{\rm H}$  (i.e. only requiring to fulfil the condition given by Eq. 1), where  $M_{star}$  is the mass of one of the stars,  $\Sigma_0$  is the effective cross-section,  $t_{\rm H}$  is the age of the system and G is the gravitational constant. The effective cross section is defined as  $\Sigma_0$  =  $16\sqrt{\pi}R_{star}^2(1+\Theta)$ , where  $\Theta$  is the Safronov number  $\Theta =$ 9.54 $((M_{star} \ R_{\odot})/(M_{\odot}R_{star}))((100 \ \mathrm{km\,s^{-1}})/(\sigma))^2$ . Note that  $\sigma$  is the velocity dispersion of a virialized system  $\sigma = \sqrt{GM/R}$ , where M is the total mass and R the characteristic radius of the system. In that work no physical mechanism is actually being proposed for BH formation, but simply a comparison between time-scales and observational inferences of putative BHs, from which a threshold/separatrix mass is obtained. To run the simulations we used the code  $NBODY6++GPU^{\star}$  which is mostly written in Fortran. The different NBODY codes were initially developed by Aarseth (1999) with an extension for parallel computers designed by Spurzem (1999). The code uses the more realistic physics as considered in Reinoso et al. (2020). Here, we ran 24 simulations until 1, 5, and 10 Myr in which all simulations have the same number of stars  $N = 10^4$  and the stars have the same mass and radius initially. The masses and radii of the Pop. III stars are  $M_{\text{star}}$ =15, 30, 50, 100 M<sub> $\odot$ </sub> and the radii  $R_{\text{star}}$ =1.51, 2.12, 2.86, 4.12  $R_{\odot}$  respectively. The mass-radius relations for Pop. III stars are specified by Windhorst et al. (2018). Different combinations of the initial conditions were made between the virial radius of the cluster varied as  $R_{\rm v}=0.05, 0.1, 0.5$  pc and the masses of the clusters as  $M_{\text{cluster}}=3 \times 10^5, \ 6 \times 10^5, \ 1 \times 10^6, \ 2 \times 10^6 \ \text{M}_{\odot}$  in which the total masses of the stars  $M_{\text{stars}}$  are equal to the masses of the external potential  $M_{\rm ext} = 1.5 \times 10^5$ ,  $3 \times 10^5$ ,  $5 \times 10^5$ ,  $1 \times 10^6$  M<sub> $\odot$ </sub> while the radius of the external potential  $R_{\rm v.ext}$  is the same as the virial radius of the stellar distribution (as can be seen in Fig. 1). We use totally hypothetical PSCs to evaluate the collisional effects.

<sup>\*</sup>https://github.com/nbodyx/Nbody6ppGPU



Figure 2: Efficiencies at which MMOs are formed are calculated with the equation Eq. 3. The x-axis shows the initial stellar mass of the cluster  $M_{\rm ini}$  divided by the critical mass  $M_{\rm crit}$  until 10 Myr.

### 3. Results

The initial stellar mass of the cluster  $M_{\rm ini}$  is related to the mass of the PSC remaining at the end of the simulation  $M_{\rm PSC,final}$ , the mass of the MMO as  $M_{\rm MMO}$  and the mass of escaping stars  $M_{\rm esc}$  as  $M_{\rm ini} = M_{\rm PSC,final} + M_{\rm MMO} + M_{\rm esc}$ . Note that in this work the mass of the central massive object  $M_{\rm CMO}$  is  $M_{\rm CMO} = M_{\rm PSC} + M_{\rm MMO}$ . The efficiency for MMO formation  $\epsilon_{\rm MMO}$  is:

$$\epsilon_{\rm MMO} = \left(1 + M_{\rm PSC}/M_{\rm MMO}\right)^{-1},\tag{3}$$

where the mass of the MMO can be calculated as  $M_{\rm MMO} = \epsilon_{\rm MMO} M_{\rm CMO}$  and the mass of the PSC is calculated as  $M_{\rm PSC} = (1 - \epsilon_{\rm MMO}) M_{\rm CMO}$  used in Fig. 2. These MMOs can also be understood as very massive stars (VMS). The results of our simulations, for the case where we add a background potential, show that the mass of the MMOs for virial radii of  $R_{\rm v} = 0.05~{\rm pc}$  $(t_{\rm coll} \le t_{\rm H})$  varies in the range  $M_{\rm MMO} \approx 1.1 \times 10^4 - 1.7 \times$  $10^5 M_{\odot}$  for the different masses and radii of Pop. III stars (an example can be seen in Fig. 3). For virial radii of  $R_{\rm v} = 0.1 \, \text{pc} (t_{\rm coll} \le t_{\rm H})$  the mass of the MMOs varies in the range of  $M_{\rm MMO} \approx 2.7 \times 10^3 - 9.6 \times 10^4 {\rm M}_{\odot}$ . Finally for virial radii of  $R_{\rm v} = 0.5~{\rm pc}~(t_{\rm relax} \le t_{\rm H})$  almost no collisions occur so the masses reached vary between  $M_{\rm MMO} \approx 30 - 200 \ {\rm M}_{\odot}$ . For the case where we do not add a background potential, the mass of the MMOs for virial radii of  $R_{\rm v} = 0.05$  pc  $(t_{\rm coll} \leq t_{\rm H})$  varies in the range of  $M_{\rm MMO} \approx 1.2 \times 10^4 - 1.3 \times 10^5$  M<sub> $\odot$ </sub> for the different masses and radii of Pop. III stars. For virial radii of  $R_{\rm v} = 0.1 \, \text{pc} (t_{\rm coll} \leq t_{\rm H})$  the mass of the MMOs varies in the range of  $M_{\rm MMO} \approx 5.8 \times 10^3 - 8.9 \times 10^4 {\rm M}_{\odot}$ . Finally for virial radii of  $R_{\rm v} = 0.5 \, {\rm pc} \, (t_{\rm relax} \leq t_{\rm H})$  almost no collisions occur so the masses reached vary between  $M_{\rm MMO} \approx 15 - 200 \ {\rm M}_{\odot}$ . Furthermore, the number of stars that escaped  $N_{\rm esc}$  from these clusters is equal to 1 until 10 Myr when we add a background potential in all simulations, and when we do not add a background potential the number of stars that escaped varies between  $N_{\rm esc} \approx 1.6 \times 10^3 - 2.6 \times 10^3$  for  $R_{\rm v} = 0.05$  pc,



 $N = 10^4$ ,  $M_{star} = 30 [M_{\odot}]$ ,  $R_{star} = 2.12 [R_{\odot}]$ ,  $R_v = 0.05 [pc]$ ,  $M_{ext} = 3 \times 10^5 [M_{\odot}]$ 

Figure 3: Evolution of one of our clusters up to 10 Myr.

 $N_{\rm esc} \approx 8.2 \times 10^2 - 1.6 \times 10^3$  for  $R_{\rm v} = 0.1$  pc and  $N_{\rm esc} \approx 1.3 \times 10^1 - 1.3 \times 10^2$  for  $R_{\rm v} = 0.5$  pc. For some clusters (the larger ones) there is not enough time for collisions to act due to the relatively short life times of Pop. III stars. Even more when the physics of star evolution is not here included.

### 4. Conclusions

From our simulations even for parameters of realistic Pop. III stars there is a delay in the collapse time compared to simulations without potential, in agreement with previous works. On the other hand, the maximum efficiency obtained is a value of  $\approx 20\%$  is, due to the smaller radii that Pop. III stars would have. Also, by including a background potential the efficiencies are slightly lower. Future observations with James Webb Space Telescope (JWST)<sup>\*\*</sup> will help us.

Acknowledgements: We thank for support by the ANID BASAL projects ACE210002 and FB210003. BR acknowledges support through ANID (CONICYT-PFCHA/Doctorado acuerdo bilateral DAAD/62180013) as well as support from DAAD (funding program number 57451854). PS acknowledges support through ANID/Doctorado en el Extranjero convocatoria 2022 (funding number 72220198).

#### References

Aarseth S.J., 1999, PASP, 111, 1333
Collaboration E.H.T., et al., 2022, ApJL, 930, L12
E.H.T. Collaboration, et al., 2019, ApJL, 875, L1
Escala A., 2021, ApJ, 908, 57
Plummer H.C., 1911, MNRAS, 71, 460
Rees M.J., 1984, ARA&A, 22, 471
Reinoso B., et al., 2018, A&A, 614, A14
Reinoso B., et al., 2020, A&A, 639, A92
Spurzem R., 1999, JCAM, 109, 407
Vergara M.C., et al., 2023, MNRAS, 522, 4224
Volonteri M., 2010, A&A Rv, 18, 279
Windhorst R.A., et al., 2018, ApJS, 234, 41

<sup>\*\*</sup>https://webbtelescope.org

### Hard X-ray view of the $\gamma$ -ray binary LS I +61°303

E.A. Saavedra<sup>1</sup> & G.E. Romero<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>2</sup> Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET-CICPBA-UNLP, Argentina

Contact / saavedraenz@gmail.com

**Resumen** / En este trabajo presentamos los resultados de un estudio de la emisión de rayos X de la fuente LS I +61°303 detectada por el satélite *NuSTAR*. La observación se realizó el 14 de agosto de 2017 y tiene una duración de 55 ks. La curva de luz en el rango de energía de 3 a 79 keV está dominada por una emisión persistente de ~ 0,5 c/s, para un bin de 5 s. Esta emisión se superpuso a dos microllamaradas con una intensidad máxima de 1.5 c/s. El análisis espectral mostró que un modelo de ley de potencia absorbida es suficiente para describir el espectro. El índice de ley de potencia  $(E^{-\Gamma})$  fue de ~ 2. Describimos brevemente el escenario físico en el que puede producirse esta emisión.

**Abstract** / In this paper, we present the results of a study of the X-ray emission of the source LS I +61°303 detected by the *NuSTAR* satellite. The observation was made on August 14, 2017, with an exposure of 55 ks. The lightcurve in the energy range from 3 to 79 keV is dominated by persistent emission of ~ 0.5 c/s, for a bin of 5 s. Superposed to this emission, two microflares were detected with a maximum intensity of 1.5 c/s. Spectral analysis showed that an absorbed power law is sufficient to describe the spectrum. The power law index  $(E^{-\Gamma})$  was 2. We briefly describe a physical scenario where this emission can occur.

Keywords / X-rays: binaries — stars: neutron

### 1. Introduction

The number of binary systems where high-energy (HE; 0.1-100 GeV) and/or very high-energy (VHE; > 0.1 TeV)  $\gamma$ -ray emission has been detected is small. These systems, however, are important for studying particle acceleration because they harbor all the ingredients that accelerate particles up to relativistic energies on short timescales and because of their relative proximity.

In the last few decades, several types of HE emitting binary systems have been discovered, including three high-mass X-ray binaries (Cyg X-1, Cyg X-3, and SS 433), several neutron-star/low-mass star binaries, two colliding wind binaries ( $\eta$ -Car and WR11), and six gamma-ray binaries. Only the gamma-ray binaries display significant VHE emission (Dubus, 2013, 2015).

A high-mass X-ray binary, LS I +61 303, is a system consisting of a B0 Ve star (Casares et al., 2005) and a compact object whose nature has remained unknown for decades (Romero et al., 2007, 2008). The system is located at a distance of  $2.0\pm0.2$  kpc according to HI measurements (Frail & Hjellming, 1991). Very recently, the detection of radio pulses has provided evidence supporting that the compact object is a rotating neutron star (NS), rather than a black hole (Weng et al., 2022). This discovery sheds new light on the nature of the system and has important implications for our understanding of high-mass X-ray binaries.

The observed modulation of the radio emission with a period of  $26.496\pm0.003$  days corresponds to the binary orbital period (Taylor & Gregory, 1982). The nonthermal X-ray emission of LS I +61 303 is also modulated with the orbit and exhibits outbursts between orbital phases 0.4 and 0.8 (Li et al., 2012; Abdo et al., 2009; Zamanov et al., 2014).

Mestre et al. (2022) found that LS I +61 303 exhibits optical microflares with timescales of one day, and that these microflares are correlated with gamma-ray emission. It has been repeatedly suggested that the compact object may be a magnetar, i.e. a neutron star with a magnetic field greater than 14 G (Torres et al., 2012; Zamanov et al., 2014; Suvorov & Glampedakis, 2022).

### 2. Observation and Data Analysis

### 2.1. Swift/BAT data

NASA launched the *Swift* satellite in 2004, which includes *Swift Burst Alert Telescope* (BAT) as part of its multiwavelength observatory (Gehrels et al., 2004). BAT uses a coded aperture mask to detect and locate gamma-ray bursts (GRBs) in the 15-150 keV energy range. Its wide field of view and high sensitivity allow it to provide initial positions for follow-up observations by other instruments on *Swift* satellite and ground-based telescopes in less than 20 seconds.

BAT has several technical capabilities that make it useful for a range of astronomical studies. Its large field of view allows it to survey a significant fraction of the sky each day, which is useful for studies of the cosmic Xray background and the large-scale structure of the universe. Additionally, its good angular resolution enables it to accurately locate and study a variety of astronomical objects, such as active galactic nuclei, X-ray binaries, and supernova remnants (Barthelmy et al., 2005).



Figure 1: Swift/BAT folded light curve using 32 bins, an orbital period of 26.496 days and a reference epoch 43366.275 MJD (Gregory, 2002). The NuSTAR observation of LS I +61 303 used in this work is represented by the pink stripe, spanning  $\sim 2.4\%$  of the orbital period. The observation ranges from 0.242 - 0.266.

We consider the full orbital lightcurve of LS I +61 303 available on Swift/BAT service up to November 16, 2022. This public website<sup>\*</sup> offers over 1000 lightcurves of hard X-ray sources, spanning over 9 years.



Figure 2: Background corrected lightcurve of LS I +61~303 with a binning of 230 s, starting at 55197.76601 MJD. Microflares can be identified in the red stripes. The errors associated with each count over second shown in gray.

### 2.2. NuSTAR data

NuSTAR (Nuclear Spectroscopic Telescope Array; Harrison et al. 2013) was designed and launched to study high-energy X-rays. It is the first telescope with the ability to focus X-rays in the 3-79 keV energy range, providing a unique view of the universe. NuSTAR consists of two co-aligned telescopes with grazing incidence optics modules and focal plane modules, A (FPMA) and B (FPMB), consisting of a solid-state CdZnTe solid-state detector.

NuSTAR also has technical capabilities that make it useful for a wide range of scientific studies. NuSTAR has a good angular resolution, with a point spread function that varies from 18 arcsec at 10 keV to 58 arcsec at 79 keV, which allows for detecting these spectral features with high-efficiency (Fürst et al., 2014; Saavedra et al., 2022a, 2023). This allows NuSTAR to accurately locate and study various astronomical objects. NuSTAR also has a good energy resolution, with a FWHM of 350 eV at 10 keV and 900 eV at 79 keV. This enables NuS-TAR to measure the energies of incoming X-rays with high precision (see for e.g, Saavedra et al., 2021, 2022b).

NuSTAR observed LS I +61 303 on August 14, 2017 (ObsID 90301008002), with an exposure of ~ 55 ks. The data were reduced using NuSTARDAS-v. 2.0.0 analysis software from the HEASoft v.6.28 task package and CALDB (V.1.0.2) calibration files.

In order to filter the Southern Atlantic Anomaly (SAA) passages, we looked at the individual observation report. We extracted cleaned event files using saacalc=1, saamode=OPTIMIZED and tentacle=NO parameters.

To extract the photons, we used circular regions of 70 arcsec centered at the centroid of the source and of 70 arcsec for the background, using the same chip. The chosen radius encloses  $\sim 90\%$  of the point spread function (PSF). The background subtraction of each camera module and the addition of corrected lightcurves were done using the LCMATH task.

To generate the spectra, we used the nuproducts task with the same regions as for lightcurve extraction. The X-ray spectral analysis was performed using xspec v.12.12.1 (Arnaud, 1996) in the 3-79 keV energy range. The spectra were grouped to a minimum of 25 counts per bin to properly use  $\chi^2$  statistics.

### 3. Results

In Figure 1 we show the NuSTAR observation in terms of the orbital phase given by Swift/BAT. The observation is in the phase from 0.242 - 0.266. This was coincident with passage through the periastron where high activity at different wavelengths was observed.

In Figure 2 we show the *NuSTAR* lightcurve with a time bin of 230 s. In it, we identify two microflares that are approximately 3 times higher than the persistent emission. The initial microflare lasted for  $\sim 5.9$  ks, whereas the second one lasted for  $\sim 7.9$  ks.

Motivated to understand the nature of the microflares, we obtained spectra of the persistent emission

<sup>\*</sup>LS I +61 303



Figure 3: The energy spectra of LS I +61 303 observed by FPMA and FPMB show persistent emission and emission associated with microflares that can be characterized by an absorbed power-law contribution in the energy range 3-79 keV.

and the microflares. Figure 3 shows the associated spectra.

We fitted both spectra with an absorbed power law (in xspec: tbabs\*powerlaw). The absorption column could not be correctly constrained at energies above 3 keV so it was fixed at  $0.77 \times 10^{22}$  cm<sup>-2</sup> derived from the HEASARC NH web tool \*\*. This model gave us a very good fit. For the average spectrum of the persistent emission,  $\Gamma = 2.00 \pm 0.05$  with  $\chi^2/d.o.f =$ 115/125. For the average spectrum of the microflares,  $\Gamma = 2.10 \pm 0.07$  with  $\chi^2/d.o.f$  equal to 198/225. These results are consistent with a  $\Gamma \sim 2$ .We obtained the flux associated with the cflux model in the 3-79 keV range. The parameters can be seen in Table 1.

Table 1: Parameters associated with the models fitted to the spectra. <sup>†</sup> The flux is in units of  $10^{-11}$  erg s<sup>-1</sup> cm<sup>-2</sup>

|                           | persistent    | microflares   |
|---------------------------|---------------|---------------|
| $nH [10^{22} cm^{-2}]$    | 0.77          | 0.77          |
| Γ                         | $2.00\pm0.05$ | $2.10\pm0.07$ |
| Norm $[10^3]$             | $2.1\pm0.2$   | $4.3\pm0.2$   |
| $\mathrm{Flux}^{\dagger}$ | $0.73\pm0.01$ | $1.96\pm0.05$ |
| $\chi^2/{ m d.o.f}$       | 115/125       | 198/225       |
|                           |               |               |

\*\*https://heasarc.gsfc.nasa.gov/cgibin/Tools/w3nh/w3nh.pl

### 4. Discussion and conclusions

We identified two microflares in the LS I +61 303 lightcurve. If we assume that the source is at ~ 2 kpc, the luminosity associated with the persistent emission was ~  $3.52 \times 10^{33}$  erg s<sup>-1</sup>, while the luminosity associated with the microflares was ~  $9.5 \times 10^{33}$  erg s<sup>-1</sup>.

We do not rule out that X-ray microflares have a common origin with the gamma-ray and the optical emission, as suggested by Mestre et al. (2022). This would imply a common origin resulting from shocks generated in the pulsar wind. In this scenario most of the kinetic energy is dissipated in the form of X-rays generated by synchrotron mechanism as the shock moves through a turbulent medium. The radiation is then partially absorbed by the neutral gas ahead or behind the shock and re-emitted at lower frequencies (Metzger et al., 2014).

In the shocks, part of the gamma-ray emission, which is produced by Inverse Compton up-scattering of thermal photons, is not able to escape and is reprocessed contributing then to the radio up to optical output of the system. The shocked regions are expected to form naturally as the compact object's magnetosphere interacts with the circumstellar disk of the star Be.

Acknowledgements: EAS is a fellow of the Consejo Interuniversitario Nacional, Argentina. GER acknowledges support from PIP 0554 (CONICET) and by the Spanish Ministerio de Ciencia e Innovación (MICINN) under grant PID2019-105510GB-C31/AEI/10.13039/501100011033 and through the "Center of Excellence María de Maeztu 2020-2023" award to the ICCUB (CEX2019-000918-M).

### References

Abdo A.A., et al., 2009, ApJL, 701, L123 Arnaud K.A., 1996, ADASS V, ASPCS, vol. 101, 17 Barthelmy S.D., et al., 2005, SSRv, 120, 143 Casares J., et al., 2005, MNRAS, 360, 1105 Dubus G., 2013, A&A Rv, 21, 64 Dubus G., 2015, Comptes Rendus Physique, 16, 661 Frail D.A., Hjellming R.M., 1991, AJ, 101, 2126 Fürst F., et al., 2014, ApJL, 784, L40 Gehrels N., et al., 2004, ApJ, 611, 1005 Gregory P.C., 2002, ApJ, 575, 427 Harrison F.A., et al., 2013, ApJ, 770, 103 Li J., et al., 2012, ApJL, 744, L13 Mestre E., et al., 2022, A&A, 662, A27 Metzger B.D., et al., 2014, MNRAS, 442, 713 Romero G.E., et al., 2007, A&A, 474, 15 Romero G.E., et al., 2008, Int. J. Mod. Phys. D, 17, 1875 Saavedra E.A., et al., 2021, BAAA, 62, 277 Saavedra E.A., et al., 2022a, A&A, 659, A48 Saavedra E.A., et al., 2022b, BAAA, 63, 274 Saavedra E.A., et al., 2023, arXiv e-prints, arXiv:2304.03130 Suvorov A.G., Glampedakis K., 2022, ApJ, 940, 128 Taylor A.R., Gregory P.C., 1982, ApJ, 255, 210 Torres D.F., et al., 2012, ApJ, 744, 106 Weng S.S., et al., 2022, Nat. Astron., 6, 698 Zamanov R., et al., 2014, A&A, 561, L2

# Exploring how deviations from the Kerr metric can affect SMBH images

F. Agurto-Sepúlveda<sup>1</sup>, J.H. Lagunas<sup>1</sup>, J. Pedreros<sup>1</sup>, B. Bandyopadhyay<sup>1</sup> & D.R.G. Schleicher<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Departamento de Astronomía, Facultad de Ciencias Físicas y Matemáticas, Universidad de Concepción, Chile

Contact / fagurto2016@udec.cl

**Resumen** / Los agujeros negros (BH) son objetos descritos por Relatividad General (GR), en especial por la solución de Kerr. Sin embargo, esta solución sigue estando basada en suposiciones simplificadas. En este marco, exploramos como las desviaciones de la solución de Kerr pueden afectar a las imágenes de los BH supermasivos (SMBH). Esto lo hacemos a través de simulaciones de Transporte de Radiación Relativista General, para una métrica de Kerr-Like. Métrica que posee cuatro funciones no-lineales de desviación libre, estacionaria, axis-simétrica y asintóticamente plana. Para obtener las imágenes, utilizamos el código RAPTOR I, un código abierto de trazado de rayos que admite espacio-tiempos arbitrarios. Y además cuantificamos estas desviaciones a través del estudio de la asimetría, el diámetro y el desplazamiento de la sombra del BH para así compararlas con un BH de Kerr. Nuestros resultados confirman que las desviaciones afectan a la forma de la sombra. Sin embargo, observamos que la distribución de la materia y las emisividades alrededor del agujero negro también son relevantes, y los resultados no pueden predecirse exclusivamente a partir de la forma del anillo de fotones.

**Abstract** / Black holes (BH) are objects described by General Relativity (GR), particularly by the Kerr solution. However, this solution is based on simplifying assumptions. To achieve a more realistic approach, we investigate the impact of deviations from the Kerr solution on the imaging of supermassive black holes (SMBH). We conduct General Relativistic Radiation Transport simulations using a Kerr-Like metric, which includes four nonlinear free deviation functions and is stationary, axis-symmetric, and asymptotically flat. The RAPTOR I code, an open-source ray-tracing code capable of handling arbitrary spacetimes, is employed to generate the images. We analyze the asymmetry, diameter, and shadow displacement of the BH to compare them with those of a Kerr BH. Our findings confirm that these deviations significantly affect the shape of the shadow. However, we acknowledge the importance of considering the matter distribution and emissivities surrounding the BH, as the results cannot be solely inferred from the shape of the photon ring.

Keywords / accretion, accretion disks — black hole physics — radiative transfer

### 1. Introduction

The first observed BH dates back to the early 1970s (Webster & Murdin, 1972), which was a significant advancement towards proving Einstein's General Relativity. Over the last decades, there has been numerous efforts in detecting these objects. Recently the EHT (Collaboration et al., 2019a) obtained the first direct image of the SMBH at the center of M87, opening up a new window for studying these objects and testing GR in the strong fields regime. Studies of the strong field tests (Gair et al., 2013; Yunes & Siemens, 2013) suggest that astrophysical BH are fully described by Kerr solution but BH don't exist in a perfect vacuum and are not totally axisymmetric but are capable of evolving over time.

Therefore, there is a need for a more realistic solution in terms of parametric forms of the Kerr metric, or solutions to modified gravity theories. With this context in mind, the Kerr-Like metric (Johannsen, 2013a) was used for this study, which is a general solution covering both possibilities. To study the properties of BHs in a Kerr-Like spacetime, one can use GRMHD simulations, which have been extensively studied by authors such as Gammie et al. (2003); Broderick (2006); Dexter & Agol (2009), from which it is possible to obtain images of the BH and their shadows using Ray-Tracing algorithms, as developed by Dexter (2016); Bronzwaer et al. (2018). In particular, for this study, the Raptor I code was used, which is capable of using arbitrary spacetimes and also to characterize the properties of these images, the definitions of displacement, diameter, and asymmetry by Johannsen (2013a). These definitions were used to see how these affect the shadow of BH and possible effects that could be measured in an observation.

### 2. Methodology

### 2.1. Kerr-Like metric

The Kerr-Like metric is a space-time described by Johannsen (2013b) which was constructed with the idea of being regular in the exterior domain, having three constants of motion to be fully integrable and also preserving the separability of the Hamilton-Jacobi equations. It also depends non-linearly on four independent free deviation functions. This metric was initially developed in Boyer-Linquist coordinates

$$g_{tt} = -\frac{\tilde{\Sigma}[\Delta - a^2 A_2(r)^2 \sin^2(\theta)]}{[(r^2 + a^2)A_1(r) - a^2 A_2(r) \sin^2(\theta)]^2},$$
 (1)

$$g_{t\phi} = -\frac{a[(r^2 + a^2)A_1(r)A_2(r) - \Delta]\Sigma\sin^2(\theta)}{[(r^2 + a^2)A_1(r) - a^2A_2(r)\sin^2(\theta)]^2}, \qquad (2)$$

$$g_{rr} = \frac{\Sigma}{\Delta A_5(r)},\tag{3}$$

$$g_{\theta\theta} = \tilde{\Sigma}, \tag{4}$$

$$g_{\phi\phi} = \frac{\sum \sin^2(\theta) [(r^2 + a^2)^2 A_1(r)^2 - a^2 \Delta \sin^2(\theta)]}{[(r^2 + a^2) A_1(r) - a^2 A_2(r) \sin^2(\theta)]^2}, \quad (5)$$

where  $A_1(r), A_2(r), A_5(r)$  are the free functions of the metric and are power series of  $M/r, \Delta \equiv r^2 - 2Mr + a^2$ and  $\tilde{\Sigma} = r^2 + a^2 \cos^2 \theta + f(r)$  in which f(r) is another free function in terms of power series of M/r. Later Johanssen described the same Kerr-Like space-time but in Kerr-Schild coordinates, for more details see Johannsen (2013b).

### 2.2. RAPTOR I

The Kerr-Like metric was employed in a GRMHD simulation using the open-source RAPTOR I code (Bronzwaer et al., 2018). This code, written in C programming language, was designed with two objectives: minimizing physical assumptions in arbitrary spacetimes and enabling time-dependent radiative transfer. It efficiently utilizes the GPU and CPU of the system. By employing a Ray-tracing algorithm, the code calculates the intensity seen in each pixel of a virtual camera positioned in the observer's frame. The trajectory of photons around the black hole is determined by solving the equation of the null geodesic. Once the photon trajectory values are obtained, the radiative transfer equation is solved to determine the observer intensity (Bronzwaer et al., 2018)

$$\frac{d}{d\overline{\lambda}} \left( \frac{I_{\nu,\text{obs}}}{\nu_{\text{obs}}^3} \right) = \frac{j_{\nu}}{\nu^2} \exp(\tau_{\nu,\text{obs}}(\overline{\lambda})), \tag{6}$$

where  $j_{\nu}$  is the emission coefficient and  $\tau_{\nu,\text{obs}}$  the optical depth at the observer, and  $\nu = -k^{\alpha}u_{\alpha}$  the frequency in the plasma frame.

The code uses as initial plasma data file extracted from the outputs of HARM simulations (Gammie et al., 2003) in Kerr-Schild coordinates and we use a synchrotron emission model to calculate the intensity on each pixel of the image.

### 2.3. Displacement, diameter, and asymmetry

In order to quantify the shadows of the BH through the intensity profiles and to observe how much this shadow changes while studying the Kerr-Like spacetime with certain deviation parameters in comparison with the Kerr spacetime, the definition of displacement in the x-axis, given by Johannsen (2013a), is

Table 1: Setup for the simulation of the SMBH with the distance and mass of M87<sup>\*</sup>, values extracted from Gebhardt et al. (2011); Collaboration et al. (2019b).

| Variable                    | Value   |
|-----------------------------|---|
| Mass                        | $6.2 \times 10^9  [{ m M}_{\odot}]$           |
| Distance                    | $16.9 \left[ \mathrm{Mpc} \right]$            |
| a                           | $0.9375 \ M$                                  |
| $r_{\rm camera}$            | $10^4 M$                                      |
| Range for $(\alpha, \beta)$ | [-15, 15] M                                   |
| Resolution $(x, y)$         | 500  [px]                                     |
| Frequency                   | 230 [GHz]                                     |
| Inclination $(^{\circ})$    | 0, 30, 60, 90                                 |
| $T_p/T_e$                   | 1.0   |
| $n_e$                       | $7.8 \times 10^5 \ \rho \ [\mathrm{cm}^{-3}]$ |

$$D \equiv \frac{|x_{max} - x_{min}|}{2},\tag{7}$$

where  $x_{max}$  and  $x_{min}$ , are the locations of the two maximum peaks for the normalized intensity in a horizontal intensity profile. Similarly, it is possible to define an offset in the vertical direction. From here the average radius can be defined as,

$$\langle \overline{R} \rangle \equiv \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \overline{R} d\alpha, \qquad (8)$$

where  $\overline{R} \equiv \sqrt{(x' - D_x)^2 + (y' - D_y)^2}$ .

Therefore the average diameter is given by  $L \equiv 2\langle \overline{R} \rangle$ . Thus, the asymmetry of the photon ring is

$$A \equiv 2\sqrt{\frac{\int_0^{2\pi} \left(\overline{R} - \langle \overline{R} \rangle\right)^2 d\alpha}{2\pi}}.$$
 (9)

We compared with the fits for the diameter, displacement, and asymmetry of the BH calculated by Johannsen (2013a) in Kerr and Kerr-Like spacetime, respectively.

### 3. Results

We performed a simulation of an SMBH with the mass of M87<sup>\*</sup> in a Kerr-Like spacetime using a plasma model extracted from the HARM code. Generally, alterations in the spacetime geometry have an impact on the structure of the accretion disk and the observable image of the black hole. Since our main focus is to understand changes due to radiation transport, it is necessary to use the same input concerning the matter distribution and the emissivities (see Table (1)).

Several simulations of this type were conducted with deviation parameters ranging from  $\alpha_{13} = [-1, 1]$  and  $\alpha_{22} = [-1, 1]$ . The most interesting values to observe for these parameters are  $\alpha_{13} = -1$  and  $\alpha_{22} = 1$ , as they exhibit a significant difference in the shadow's diameter, geometry (circularity based on the inclination angle), and displacement from the image center. The



Figure 1: Four simulated images of a Kerr-Like BH with the mass of M87<sup>\*</sup> and with deviation parameters  $\alpha_{13} = -1$ (*Above images*) with the normalized intensity color bar and below each image the intensity profiles for three different intensity measurement values.



Figure 2: Comparison of the diameter, displacement and asymmetry values between the fit calculated by Johannsen (2013a) (*Blue line*) for a Kerr-Like BH with a deviation parameter  $\alpha_{13} = -1$  (*Red line*),  $\alpha_{22} = 1$  (*Blue dashed line*) and a Kerr-Like simulation (*Red dots and Blue stars*) of a BH with these deviation parameters, and with the Kerr BH simulation (*Orange triangles*).

upper panel of Fig. 1 displays images from a simulation of a supermassive black hole (SMBH) in a Kerr-like spacetime, captured from various viewing angles spanning from face-on to edge-on, with the mass of M87\*being considered. The chosen deviation parameter is  $\alpha_{13} = -1$ , illustrating the behavior of the BH's shadow by adopting the lower limit for this parameter, with a spin of a = 0.9375M. The white dashed line represents the circular orbit of the photon ring for a Kerr BH, included for the purpose of comparison with the shadow in our simulation of the Kerr-like metric. Additionally, the lower section displays normalized intensity profiles obtained from data captured at three angles. Vertical lines mark the intensity peaks, allowing for the calculation of  $x_{max}$  and  $x_{min}$ . These values are used to determine the displacement, diameter, and asymmetry of the images. The same analysis is performed for the deviation parameter  $\alpha_{22} = 1$ .

To characterize and compare these images with the

Kerr metric, we utilized equations (7-9) and the fit values calculated by Johannsen (2013a). The comparison is shown in Figure (2) for  $\alpha_{13} = -1$  and  $\alpha_{22} = 1$ .

Johanssen's fit, based on the definition of the black hole's shadow edge, differs from our simulations that utilize light sources from the accretion disk. This discrepancy arises from fundamental differences in the parameter definitions compared to our method of intensity profile calculations. However, certain parameters, such as diameter and displacement, closely resemble the expected black hole shadow, facilitating its identification. The inclusion of an accretion disk and plasma also affects the expected fit, as it assumes vacuum conditions for the circular orbit of a test particle. When comparing Kerr simulations with Kerr-Like simulations, their values are more similar. The diameter slightly decreases for both deviations, the displacement is slightly higher than in Kerr, and the asymmetry values generally coincide, except for  $\alpha_{13} = -1$  where greater differences are observed.

### 4. Conclusions

This shows, in principle, that the matter accreting around the black hole has a relevant impact on these quantities (diameter, displacement, and asymmetry of the shadow) in comparison with those calculated theoretically by analyzing circular photon orbits. As indicated by Johannsen (2013a) the values of these deviations  $\alpha_{13}$ ,  $\alpha_{22}$  greatly affect the circular orbits of photons and it is possible to notice this type of deviations in the shadow of the hole black compared to the Kerr metric measuring quantities such as asymmetry, diameter, and shadow displacement.

Acknowledgements: We thanks to Julio Oliva for enlightening comments. We gratefully acknowledge support by the ANID BASAL projects ACE210002 and FB210003, as well as via the Millenium Nucleus NCN19-058 (TITANs).

### References

- Broderick A.E., 2006, MNRAS, 366, L10
- Bronzwaer T., et al., 2018, A&A, 613, A2
- Collaboration E.H.T., et al., 2019a, Astrophys. Lett., 875, L1
- Collaboration E.H.T., et al., 2019b, arXiv preprint arXiv:1906.11243
- Dexter J., 2016, Astrophysics Source Code Library, ascl1605
- Dexter J., Agol E., 2009, ApJ, 696, 1616
- Gair J.R., et al., 2013, Living Reviews in Relativity, 16, 1
- Gammie C.F., McKinney J.C., Tóth G., 2003, ApJ, 589, 444
- Gebhardt K., et al., 2011, ApJ, 729, 119
- Johannsen T., 2013a, ApJ, 777, 170
- Johannsen T., 2013b, Phys. Rev., 88, 044002
- Webster B.L., Murdin P., 1972, Nature, 235, 37
- Yunes N., Siemens X., 2013, Living Reviews in Relativity, 16, 1 $\,$

### Astrometría moderna: el desafío del trabajo interdisciplinario

L.I. Fernández $^{1,2,3}$ 

<sup>1</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas (FCAG), UNLP, Argentina

<sup>2</sup> Laboratorio MAGGIA, FCAG-UNLP, CICPBA, Argentina

<sup>3</sup> Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

Contacto / lauraf@fcaglp.unlp.edu.ar

**Resumen** / La astrometría entendida como la medida de las posiciones, distancias y movimientos de objetos celestes juega un rol muy importante contribuyendo con las otras áreas de la astronomía. Durante las últimas cuatro décadas la disciplina ha atravesado profundas transformaciones que resultaron en dramáticas mejoras en la precisión abarcando desde las posiciones hasta las escalas de tiempo asociadas. Tales logros van de la mano con las mejoras en los sistemas de referencia involucrados y en sus parámetros de conexión. Haremos un repaso de las aplicaciones científicas interdisciplinarias más usuales hoy en día. Este escenario de trabajo fue estableciéndose de modo paulatino desde la década de los años 90 acompañando los desarrollos tecnológicos. Presentaremos una visión actual de las diferentes temáticas de trabajo, sus aplicaciones, las técnicas y/o misiones espaciales involucradas, su relación y punto de contacto con los profesionales de otras disciplinas mayormente asociadas a la ciencias de la Tierra. Para ello trataremos brevemente la materialización de los sistemas de referencia celeste y terrestre, así como la determinación y el estudio de las variaciones de los parámetros de la orientación terrestre (EOP, del inglés: Earth Orientation Parameters).

**Abstract** / Astrometry, understood as the measurement of the positions, distances and motions of celestial objects, plays a very important role in contributing to the other areas of astronomy. During the last four decades the discipline has undergone profound transformations resulting in dramatic improvements in accuracy ranging from positions to the associated time scales. Such achievements go hand in hand with improvements in the reference systems involved and their connecting parameters. We will review the most common interdisciplinary scientific applications today. This working scenario has been gradually established since the 90's, accompanying technological developments. We will present a current view of the different work topics, their applications, the techniques and/or space missions involved, their relationship and point of contact with professionals from other disciplines mostly associated with Earth sciences. We will briefly discuss the materialization of celestial and terrestrial reference systems, as well as the determination and study of the variations of Earth Orientation Parameters (EOP).

Keywords / astrometry — reference systems — atmospheric effects

### 1. Introducción

La astrometría está involucrada en la medida de las posiciones, distancias y movimientos de objetos celestes. Sin dudas es la rama más antigua de la astronomía. Las primeras civilizaciones ya fueron capaces de advertir una periodicidad en el movimiento de los objetos celeste lo que les permitió determinar direcciones geográficas y establecer las primeras escalas de tiempo.

Son muchos los autores que vinculan al astrónomo griego Hiparco de Nicea (190-120 A.C.) con el nacimiento de astrometría como tal. Entre otros logros se asigna a Hiparco ser el primero que completó un catálogo con precisión cercana a 1° y, dado que también se le asigna la creación de la escala de magnitudes estelares, brindó información del brillo relativo de cada objeto. Además fue el primero en evidenciar las diferencias entre un año sidéreo y un año trópico y dedujo el efecto que más tarde N. Copérnico definiría como *la precesión de los equinoccios* (Hockey et al., 2014).

Ya en el siglo XVIII las observación y el cálculo de

posiciones estelares se usó no sólo para la navegación sino también para determinar posiciones en el marco de referencia terrestre y así poder georeferenciar sitios de interés (de Asúa, 2009). De este modo el vínculo de la astrometría con las geociencias resulta inmediato.

Es bien sabido que desde sus inicios, los principales centros astronómicos de nuestro país han protagonizado importantes contribuciones a la astrometría de su época. Como ejemplos podemos citar la Uranometría Argentina, el Catálogo de Zonas, el Catálogo General Argentino y Córdoba Durchmusterung, entre otros trabajos realizados en el Observatorio Nacional Argentino\* (Paolantonio & Minniti, 2009). Para el Observatorio de La Plata podemos mencionar las determinaciones regulares de latitud, longitud en distintas localidades de la provincia y determinaciones de tiempo no sólo para determinar la hora al público sino también para proveer servicio de hora a los buques en el puerto de Ensenada ((de Asúa, 2009);(Perdomo, 2009)). Asimismo, los oríge-

<sup>\*</sup>Actual Observatorio Astronómico de Córdoba.

nes del Observatorio Astronómico Félix Aguilar también fueron exclusivamente astrométricos (López, 2009).

Sin embargo, sin ánimo de resumir la historia, propongo al lector un rápido recorrido por algunos de los trabajos que hoy día la astrometría realiza en íntima colaboración con profesionales de otras disciplinas. Estas tareas surgen como una consecuencia lógica del avance tecnológico y se han desarrollado sin interrupción en todo el mundo desde la última década del siglo pasado.

Efectivamente, las técnicas de observación evolucionaron, y esto provocó en algunos casos una ampliación de la ventana del espectro electromagnético de trabajo para instrumentos localizados en la Tierra, mientras que en otros casos el instrumental se colocó a bordo de diferentes misiones espaciales.

En 1989 la Agencia Espacial Europea (ESA, European Space Agency) lanzó el primer satélite astrométrico (*Hipparcos*, acrónimo del inglés HIgh Precision PA-Rallax COllecting Satellite). Las ventajas evidentes de la colocación del instrumental de medición fuera de la superficie de la Tierra se resumen en: la eliminación de la refracción y la turbulencia atmosférica, además de la posibilidad de observar casi todo el cielo desde un mismo observatorio, entre otras.

La misión Hipparcos logró posiciones, paralajes y movimientos propios ( $\mu$ ) para casi 118000 objetos, que resultaron 100 veces más precisas que las obtenidas en Tierra alcanzando así el milisegundo de arco (mas, del inglés: milliarcsecond) (Van Leeuwen, 2007). Estos resultados impactaron positivamente en un amplio rango de áreas de la astronomía que incluyen desde estructura y dinámica de la galaxia hasta restricciones sobre la evolución estelar (Perryman, 2009); además de las esperadas contribuciones a la mecánica celeste y al estudio de las variaciones a la rotación terrestre.

Actualmente el progreso alcanzado por Hipparcos palidece frente a los recientes resultados de otro satélite astrométrico de la ESA: la misión Gaia (Gaia Collaboration et al., 2016). Sólo para tener una referencia mencionaremos que el tercer lanzamiento temprano de datos Gaia (EDR3, Early Data Release 3), brindó posiciones, paralajes y  $\mu$  referidas a J2016.0 para 1.468×10<sup>9</sup> fuentes. Estos dos últimos parámetros tienen con un error medio de 0.02-0.5 mas dependiendo de su magnitud (Lindegren et al., 2021). El sinfín de posibilidades y los extraordinarios logros que los resultados de Gaia están logrando en la comunidad astronómica exceden esta presentación y no se tratarán aquí.

Hemos visto que los avances tecnológicos logrados en las décadas de los '80 y '90 del siglo XX fortalecieron enormemente la materialización de los sistemas de referencia celeste, por ejemplo. Pero en otros casos el impacto de ese avance sobre la astrometría sumó aplicaciones desde nuevas misiones espaciales que originalmente fueron concebidas con objetivos más allá de la astronomía. Podemos citar rápidamente un ejemplo de ello en los sistemas globales de navegación por satélite, (GNSS, Global Navigation Satellite Systems), entre los cuales GPS (Global Positioning System) es el más popular.

En las próximas secciones presentaremos brevemente algunos ejemplos de diferentes temáticas de trabajo en



Figura 1: Esquema en bloques de las áreas de aplicación de la astrometría. Los ejemplos aquí presentados pertenecen a los bloques destacados en rojo.

la astrometría al día de hoy, sus aplicaciones, las técnicas de observación involucradas, su relación y el punto de contacto con los profesionales de otras disciplinas mayormente asociadas a la ciencias de la Tierra.

### 2. Áreas de impacto interdisciplinar

Comenzaremos definiendo que áreas de la astrometría vamos a presentar como ejemplos de trabajo interdisciplinario. La Fig. 1 nos muestra los tres grandes bloques en los que podemos clasificar generalmente a las aplicaciones astrométricas. Nos enfocaremos en los sistemas de referencia, en el estudio de los parámetros de la orientación terrestre que vinculan los marcos de referencia celeste y terrestre y, finalmente, pondremos foco en el procesamiento de los datos de medición que permiten hoy la construcción de los marcos de referencia. Con respecto a este último punto, cabe aclarar que sólo nos referiremos a algunas de las técnicas instaladas en la superficie de la Tierra y/o a ciertas misiones satelitales, algunas de ellas concebidas con fines no astrométricos<sup>\*\*</sup>.

Por otro lado, encontramos un nuevo enfoque a las aplicaciones *clásicas* de la astrometría, esto es materialización de los sistemas de referencia y análisis de los Parámetros de la Orientación de la Tierra (EOP, del inglés Earth Orientation Parameters). Es aquí donde un incremento en los niveles de precisión alcanzados requiere del trabajo interdisciplinario para poder brindar una adecuada fundamentación física de los fenómenos observados.

Con respecto al análisis y el procesamiento de las observaciones, la mayoría de los ejemplos que presentaré usan el mismo principio general: a partir de los errores y/o sistematismos de una dada medición, se encuentra, utiliza y aprovecha una fuente de datos alternativa para el desarrollo de nuevos estudios de interés para profesionales en ciencias afines.

Si bien la cantidad de ejemplos que podríamos enumerar es muy grande, nos concentraremos sólo en algu-

<sup>\*\*</sup> En conjunto se denominan técnicas de la geodesia espacial.

nas de las aplicaciones donde la interacción interdisciplinaria es mas notoria.

### 3. Las técnicas de observación

A partir de la década de 1980, el instrumental usado hasta ese momento para llevar a cabo las observaciones de la astrometría óptica (astrolabios, tubos cenitales, círculos meridianos) fue cediendo paso al uso de satélites, observaciones en radio ondas y la medida de distancias a satélites usando láser. Resumiremos a continuación las pricipales técnicas de observación usadas hoy para la materialización de los sistemas de referencia y la estimación de los EOP. La Fig. 2 nos muestra el rol de cada una de las técnicas de observación que trataremos en la materialización de los sistemas de referencia.



Figura 2: Rol de las técnicas de observación en la materialización de los sistemas de referencia celeste y terrestre.

La Interferometría de Línea Base Muy Larga (VLBI, Very Long Baseline Interferometry) mide la diferencia en los tiempos de llegada de las señales provenientes de las radio fuentes extragalácticas puntuales, que forman parte del Marco de Referencia Celeste Internacional (ICRF, International Celestial Reference Frame), por correlación cruzada. Esta técnica también contribuye a la materialización del Sistema de Referencia Terrestre Internacional (ITRF, International Terrestrial Reference Frame). A diferencia de otros interferómetros, VLBI se caracteriza por formar líneas de base de miles de kilómetros. Esta característica le permite al sistema determinar directamente el ángulo de rotación de la Tierra además de los parámetros de la nutación. Por lo tanto, VLBI es la única técnica que puede proporcionar el conjunto completo de los EOP (Schuh & Böhm, 2013).

Actualmente todos estamos familiarizados con los Sistemas de Navegación Global por Satélites (GNSS). El sistema mas conocido es NAVSTAR GPS (Navigation Signal Timing and Ranging Global Positioning System) popularizado como GPS y perteneciente al gobierno de E.E.U.U. Los GNSS son desarrollados y mantenidos por distintos estados y pueden considerarse una herramienta geopolítica. Si bien GPS ha liberado de restricciones al sistema desde el año 2000 permitiendo así, su uso civil y todas las alternativas de aplicaciones de las que disponemos hoy día, no siempre fue así.

Efectivamente GPS y GLONASS (GLobalnaya NAvigatsionnaya Sputnikovaya Sistema), este último perteneciente a la U.R.S.S.\*\*\*, nacen casi en simultáneo durante la guerra fría. Sus objetivos eran militares y estaban vinculados al posicionamiento y guiado de armas. Por razones económicas GPS alcanza su madurez operativa a mediados de los años 90, mientras que GLONASS lo hace varios años después. Hoy en día podemos mencionar otros sistemas operativos como *BeiDou* (Osa Mayor) perteneciente a China, IRNSS (Indian Regional Navigation Satellite System, también conocido como NavIC) de India o GALILEO perteneciente a la Unión Europea. Este último, que alcanzó su madurez operativa ya en el siglo XXI, nace concebido como un sistema civil.

La finalidad de los GNSS es posicionar a un receptor en Tierra (en superficie y/o hasta una dada altura de seguridad permitida) las 24 horas del día, cualquier día del año y bajo cualquier condición climática<sup>\*\*\*\*</sup>. Esta última condición es muy importante y se desarrollará en la Sec. 3.1.

Para cumplir con sus objetivos, además de un receptor en Tierra el sistema necesita de satélites activos en un arreglo de órbitas tal que cualquier usuario pueda encontrar al menos cuatro satélites sobre el horizonte cuando encienda su receptor. Los satélites poseen a bordo patrones de frecuencia ultra estables (se utilizan para materializar escalas de tiempo) y el receptor (que emula la señal que emite el satélite y posee también un patrón de frecuencias aunque de menor calidad) correlaciona señales y estima distancias a partir de medidas de tiempo. Por su fácil portabilidad y moderado valor económico los receptores GNSS forman una densa red mundial que materializa el ITRF. Pero como el funcionamiento del sistema exige conocer las órbitas de los satélites con mucha precisión, también se usan para estimar los EOP.

La técnica de medición que usa disparos láser a un satélite (SLR, Satellite Laser Ranging) permite obtener distancias de modo muy preciso. Desde una base óptica cuidadosamente calibrada y anexada a un telescopio se envía un pulso láser a un objetivo (generalmente satélites pasivos de órbita baja y dedicados, pero también algunas naves GNSS) que posee un arreglo de espejos retroreflectores. El haz es reflejado en la dirección de incidencia y recibido por un detector sensible que está acompañado por un patrón ultra estable de frecuencias. Se calcula entonces el tiempo de viaje y, si asumimos la distancia conocida (órbita conocida), se puede materializar ITRF o estimar los EOPs. En particular es la técnica más confiable para establecer el geocentro, origen del ITRF. Esta técnica también admite usar los arreglos retroreflectores colocados en la superficie de la Luna (LLR, Lunar Laser Ranging) aunque la sensibilidad del detector es diferente y por lo tanto el sistema es sensiblemente más caro.

DORIS (Doppler Orbitography and Radiopositioning Integrated by Satellite) es un sistema desarrollado y administrado por Francia. Fue creado para el mantenimiento y monitoreo de las órbitas precisas que necesitan sus misiones satelitales altimétricas. Su principio de funcionamiento está basado en el efecto

<sup>\*\*\*</sup>Hoy Rusia.

<sup>\*\*\*\*</sup> Evento meteorólogico en la superficie, ciertos eventos meteorológicos espaciales pueden afectar al sistema.



Figura 3: Esquema de la refracción atmosférica. El haz refractado recorre un camino óptico mayor que su propagación en el vacío. Esto produce un *retraso* en tiempo de arribo de la señal.

Doppler, pero contrario a los GNSS, el emisor es la antena en tierra mientras que el receptor se encuentra a bordo del satélite. Esta técnica contribuye al ITRF.

### 3.1. El rol de la atmósfera

Tanto VLBI como los GNSS, por ejemplo, trabajan con señales en el rango microondas-radio del espectro electromagnético. Esta característica tiene una ventaja evidente con respecto a los telescopios y/o anteojos en el rango visible: las observaciones pueden realizarse sin importar el *estado del tiempo*. Efectivamente, no importa si la antena receptora se encuentra en un sitio afectado por niebla, lluvia, nieve, granizo o simplemente nublado<sup>†</sup> la medición puede realizarse igual. Esta es justamente una de las características principales de los GNSS: el usuario (receptor) podrá estimar su posición en cualquier momento, en cualquier lugar y bajo cualquier condición climática.

Desde nuestra formación, los astrónomos ya sabemos que el pasaje de la radiación electromagnética por la atmósfera en su viaje hacia el observador modifica el camino óptico. Este efecto se conoce como refracción atmosférica y para las señales en el rango visible sabemos que podemos estimarla al primer orden aplicando sucesivas veces la ley de Snell.

En el caso de las radio señales la situación es un poco diferente. Las transiciones rotacionales de la molécula de vapor de agua son responsables de la absorción de la radiación electromagnética en las regiones de microondasradio del espectro. Por lo tanto, la mezcla atmosférica que atraviesa la señal admite dividirse en vapor de agua (parte húmeda), cuyo momento dipolar contribuye a la refractividad y una parte seca (o hidroestática) (Bevis et al., 1992).

Por otro lado, la ionosfera constituye un medio dispersivo para las radio señales y la velocidad de propagación resultará una función de la frecuencia. Ambas técnicas (VLBI y GNSS) tienen en cuenta este hecho y por ello trabajan con dos frecuencias de modo tal que una combinación lineal de las mismas reduzca al primer orden la refracción ionosférica. Sin embargo, las perturbaciones ionosféricas de orden superior permanecen.

La llegada de la información desde una fuente posicionada en el marco de referencia celeste hacia un receptor en Tierra impone que la radiación electromagnética emitida atraviese la atmósfera terrestre. En consecuencia el haz será refractado por la atmósfera y el camino óptico resultante será mayor a la trayectoria rectilínea que corresponde al viaje fuente-receptor en el vacío. En la Fig. 3 podemos ver que la señal refractada tardará mas tiempo en llegar al receptor y es por ello que al efecto de refracción atmosférica sobre la señal se la denomina *retraso atmosférico*, en general. Pero analicemos las contribuciones a la refracción de las distintas partes de la atmósfera.

La contribución debida al vapor de agua, que se concentra en los primeros 2 km de la atmósfera desde la superficie de la Tierra, se denomina retraso troposférico (ZTD, del inglés Zenith Tropospheric Delay). Por lo anterior, el ZTD admite dividirse en dos: la contribución de las componentes no dipolares de la mezcla atmosférica a la refractividad, que pueden modelarse como un gas en equilibrio hidrostático y se denomina componente seca (ZDD, del inglés: Zenith Dry Delay); y el contenido de vapor de agua en la mezcla, que no puede modelarse y se denomina *componente húmeda* (ZWD, del inglés: Zenith Wet Delay). El ZWD es directamente proporcional al contenido vertical integrado de vapor de agua atmosférico sobre el receptor, esta cantidad se la denomina PWV (del inglés: Precipitable Water Vapor) o también IWV (del inglés: Integrated Water Vapor).

Por otro lado, el efecto debido a la parte superior de la atmósfera se la conoce como *retraso ionosférico* y será proporcional a la cantidad total de electrones atravesada por la señal (TEC, del inglés: Total Electron Content).

Si analizamos el problema del posicionamiento, tanto en el marco terrestre como en el celeste, el retraso atmosférico constituye una fuente de error de las observaciones y debe ser reducido. Sin embargo, conociendo las posiciones precisas puede reconstruirse matemáticamente la distancia fuente-receptor en el vacío y a partir de las mediciones, estimar el aumento en el camino óptico real. De este modo podrá deducirse, por ejemplo, la cantidad de vapor de agua que atravesó la señal.

El vapor de agua atmosférico es uno de los gases más abundante del efecto invernadero. Sin embargo, no está suficientemente muestreado ya que las mediciones son especialmente escasas en grandes áreas de Latinoamérica donde su disponibilidad, de uno o dos valores diarios de radiosondeo, a menudo está vinculada a la operatoria de los grandes aeropuertos. Además, los valores estimados desde satélites meteorológicos son muy imprecisos (Fernández et al., 2010). El IWV estimado desde GNSS tiene la misma precisión que los radiosondeos (Bianchi et al., 2016), no tiene un costo operativo adicional (gratis) y puede proveer típicamente 24 datos diarios. Por todo esto el IWV desde GNSS es una importante fuente de datos para la Meteorología que admite ser usado en pronósticos e ingestado en modelos numéricos (NWM, del inglés: Numerical Weather Models). Además de otras aplicaciones menos convencionales como la esti-

<sup>&</sup>lt;sup>†</sup>En el caso de la antenas VLBI debe tenerse en cuenta el viento que podrían afectar la operación dadas las dimensiones y características constructivas de las grandes antenas.

mación de un índice de severidad de incendios forestales (Fernández et al., 2019).

De modo análogo el TEC GNSS se usa para estudios ionosféricos, geomagnéticos y/o de la física solar. Por ejemplo, el análisis de variaciones ionosféricas durante tormentas geomagnéticas inducidas por algún evento solar que afecta al medio Sol-Tierra. También se producen índices ionosféricos de alta resolución espacial en tiempo casi real, importantes tanto para las aplicaciones civiles como para la comunidad científica (Perez Bello et al., 2019).

El laboratorio MAGGIA (Meteorología espacial, Atmósfera terrestre, Geodesia, Geodinámica, diseño de Instrumental, Astrometría; UNLP-CICPBA) administra dos servicios gratuitos y operacionales a tiempo casi real. Uno de ellos proporciona desde 2019 el TEC GNSS ionosférico regional para 270 estaciones cada 15 minutos https://wilkilen.fcaglp.unlp.edu.ar/ ion/ultimo.png, (Mendoza et al., 2019). El otro provee desde 2022 ZTD e IWV GNSS para 110 estaciones regionales cada 60 minutos https://wilkilen. fcaglp.unlp.edu.ar/tro/latest.html)(Aragón Paz, 2020; Aragón Paz et al., 2023). La Fig. 4 muestra la distribución de los sitios GNSS y los correspondientes valores de ZTD e IWV calculados para un dado instante. En estos dos casos, MAGGIA es el único proveedor regional de datos con estas características: procesamiento multi sistema, multi banda, baja latencia, generado con software propio y validado con resultados publicados.

### 4. Marcos de referencia

Históricamente la astrometría siempre estuvo involucrada en la materialización de los sistemas de referencia celestes. En 1997 la International Astronomical Union (IAU) establece el Sistema de Referencia Celeste Internacional (ICRS, International Celestial Reference System) materializado a partir de las observaciones VLBI a un conjunto de radiofuentes extragalácticas compactas (Ma & Feissel, 1997). Este primer marco de referencia celeste (ICRF) sólo construido a partir de mediciones en el rango de radio del espectro constaba de unas 200 fuentes de definición, con un total aproximado en 600 fuentes y alcanzaba una incerteza en las posiciones de 0.5 mas (Arias et al., 1995). Años más tarde, en el 2000, la IAU extendería el ICRF al rango visible (HCRF, Hipparcos Celestial Reference Frame) usando algunas de las posiciones Hipparcos (Zacharias, 2006).

Desde 1997 y hasta su actual realización, VLBI (operando en las frecuencias S/X) fue la única técnica de observación involucrada en la materialización del sistema celeste. A partir del 2018, la tercera y última realización del ICRS (ICRF3)<sup>‡</sup> incorpora observaciones adicionales realizadas en frecuencias de radio mas altas (banda K y X/Ka) y provenientes de otras misiones no concebidas con fines astrométricos. Esto no sólo incrementó el número total de objetos sino que también se logró un piso de ruido en las coordenadas individuales de 0.03 mas (Charlot et al., 2020).

Desde el año 2005 los Parámetros de la Orientación de la Tierra (EOP) calculados por cada una de las técnicas mencionadas también se combinan en simultáneo con las coordenadas de las estaciones. Se denomina EOP al conjunto de 5 parámetros que nos permiten estudiar integralmente la orientación de nuestro planeta, esto es, tanto desde el sistema de referencia celeste como desde el sistema terrestre. Los EOP son esenciales para vincular mediciones en la superficie de la Tierra con objetivos en el espacio como tradicionalmente opera la astronomía, pero también son necesarios para vincular fuentes en el espacio con receptores en Tierra (por ejemplo, funcionamiento de los GNSS).

Para las aplicaciones, nuevamente la astrometría estará involucrada no sólo desde el ICRF, sino también proveyendo los EOP que permiten transformar posiciones entre los marcos de referencia terrestre y celeste. Si bien ya vimos que cada técnica de observación es capaz de calcular sus propios valores EOP, tales valores estarán afectados por errores sistemáticos propios de la técnica y será entonces necesario una combinación estadísticamente óptima de los valores EOP multi técnica (Bizouard et al., 2019). Una vez hallados estos valores<sup>§</sup> nos aseguramos la correcta reducción de las observaciones de cualquier objetivo en el sistema celeste realizadas con cualquier instrumento sobre la superficie de nuestro planeta.

De este modo, si conocemos las posiciones (y/o velocidades) en el sistema de referencia terrestre (ITRF) para los puntos de un área de interés, conociendo los EOP, el abanico de aplicaciones a las geociencias de los observables desde las técnicas de la geodesia espacial es muy vasto. A continuación, y como ejemplo de lo anterior, presentaremos los resultados de algunas aplicaciones de los GNSS en estudios de geodinámica. A partir del monitoreo del cambio en el tiempo de las posiciones a los receptores GNSS se pueden estudiar movimientos de placas tectónicas y terremotos, vigilar actividad volcánica, estudiar mareas, cargas oceánicas y atmosféricas entre otros procesos internos y externos de nuestro planeta. La interpretación de tales fenómenos son competencia e interés de geofísicos y geólogos principalmente.

Como ejemplos de lo anterior pueden mencionarse a la respuesta de la tierra sólida a los cambios de las masas de hielo patagónicos (Richter et al., 2019), o cálculos

<sup>§</sup>Disponible en: https://hpiers.obspm.fr/eop-pc/

Las materializaciones del sistema de referencia terrestre internacional (ITRS, International Terrestrial Reference System), o dicho de otro modo las soluciones del marco de referencia terrestre internacional (ITRF), consisten en conjuntos de posiciones y velocidades de estaciones y sus matrices de varianza/covarianza. El ITRF provee además parámetros adicionales que indican, por ejemplo que la estación ha sufrido un sismo reciente. La última realización (ITRF2020) brinda posiciones y velocidades con errores en el orden de los mm y mm y<sup>-1</sup>, respectivamente para un gran número de sitios en la superficie terrestre (Altamimi et al., 2016). Las soluciones ITRF se construyen a partir del procesamiento de observables de las cuatro técnicas: VLBI, GNSS, SLR y DORIS.

<sup>&</sup>lt;sup>‡</sup>Vigente desde 1 enero 2019.



Near-Real-Time GNSS Tropospheric ZTD & IWV monitoring in South America by MAGGIA



Last update @ 2023-02-14 13:50 UTC; ZTD @ 86 sites; IWV @ 40 sites; ZTD/IWV latency between 1.8 and 4.8 hours; Run by J. M. Aragón Paz; Operational and open access ZTD/IWV data repository here (registration required); GNSS products by CODE (ultra rapid, Germany & Switzerland); Software: BNC & Bernese GNSS Software; GNSS data providers: BKG (Germany), IBGE (Brazil), IGM (Uruguay), IGN (Argentina), NASA (USA), SMN (Argentina).

Figura 4: Imagen de una captura de pantalla del 14 febrero de 2023 mostrando los mapas horarios de retraso cenital total (ZTD, mapa de la *izquierda*) y vapor de agua integrado (IWV, mapa a la *derecha*).

de la deformación observada mediante GNSS durante el desagüe de los Brazos Rico y Sur del Lago Argentino por la ruptura del glaciar Perito Moreno en abril 2016 (Marderwald, 2020).

### 4.1. Variaciones a los parámetros de la rotación terrestre

Sabemos que el estudio de la dinámica terrestre exige aplicar la conservación del momento angular. Cuando planteamos este principio desde un sistema de referencia inercial (celeste), podemos analizar los conocidos efectos de la precesón y la nutación terrestre. Matemáticamente, este cambio de orientación del eje de rotación terrestre en el espacio lo podemos parametrizar con dos de los cinco EOPs<sup>¶</sup>:  $d\psi$  y d $\epsilon$  según los modelos clásicos de precesión y nutación (Lieske et al., 1977; Seidelmann, 1982); dX, dY en términos de las Convenciones IERS 2010 (Luzum & Petit, 2012).

Sin embargo, al plantear las ecuaciones de conservación del momento angular para un sistema rotante (terrestre) se obtiene el sistema de ecuaciones de Euler-Liouville en términos de la velocidad angular de rotación ( $\Omega$ ) y el tensor de inercia del planeta (**I**), entre otras variables. El cambio de dirección y módulo de  $\Omega$  en el sistema rotante define los tres EOP restantes y caracteriza los efectos conocidos como movimiento del polo ( $x_p, y_p$ ) y cambios a la longitud del día ( $\Delta LOD$ , Length-Of-Day). A este sub-conjunto de parámetros también se lo conoce como Parámetros de la Rotación Terrestre (ERP, Earth Rotation Parameters). Recordemos que en ausencia de las fuentes de perturbación geofísica a I y a  $\Omega$  el problema se reducirá a una rotación libre de Euler, que suponiendo una Tierra rígida, tiene un periodo aproximado de 305 días sidéreos.

Pero la Tierra no es rígida, sino que posee atmósfera y océanos, un núcleo fluido, una corteza y un manto sólidos pero deformables. La solución de las ecuaciones de Euler-Liouville queda expresada entonces en términos de las funciones de excitación, que vinculan los cambios en las componentes del tensor de inercia del planeta ( $\Delta$ I, términos de masa) y los momentos angulares relativos (términos de movimiento) provocados por una dada fuente de excitación (atmósfera, océano, aguas continentales, etc.) con las variaciones astrométricamente observadas ( $x_p, y_p$  y  $\Delta LOD$ ).

Hoy en día son muchas las causas que a lo largo del tiempo se han identificado como responsables de las variaciones a los ERP en diferentes frecuencias. Numerosos estudios se han llevado a cabo desde las publicaciones pioneras de Wahr (1982, 1983) y Barnes et al. (1983). Uno de los ejemplos mas conocidos fue el descubrimiento de la influencia sobre la rotación terrestre de un fenómeno regional a gran escala que afecta tanto a la atmósfera como a los océanos: El Niño-la Oscilación Austral (ENSO, El Niño-Southern Oscillation). Los trabajos de Eubanks et al. (1986) y Chao (1989) fueron los primeros en evidenciar los notables cambios en el módulo de  $\Omega$  (y por lo tanto en  $\Delta LOD$ ), motivados por unos de los eventos ENSO (1983) más intensos. Además se mostró que la oscilación estratosférica casi bienal (QBO, Quasi-Biennial Oscillation) se acoplaba

<sup>&</sup>lt;sup>¶</sup>CPO: Celestial Pole Offsets.

a la perturbación causada por ENSO y contribuía a la excitación observada.

Sin embargo, aún no se ha logrado identificar el orígen de la excitación a todas y cada una de las variaciones detectadas en los ERP. Es por ello que planteo, entonces, una inquietud que podría motivar futuras aplicaciones del tema. Actualmente la acción antropogénica está causando evidentes desbalances sobre algunos ciclos naturales en nuestro planeta. Entre ellos el cambio climático provoca un incremento de las temperaturas medias. Se han reportado evidencias de una pérdida anormal de masas de hielo glaciares y polares que, de sostenerse en el tiempo, provocarían un aumento en el nivel medio de los mares (Golledge et al., 2019; Pattyn et al., 2018). Si bien las influencias de tales eventos aun no provocan cambios evidentes ni fácilmente discernibles en la dinámica de la rotación, será una tarea a futuro monitorear las consecuencias de estos cambios en el tiempo.

### 5. Discusión

El rol interdisciplinar de la astrometría actual también está claramente reflejado en los organismos y asociaciones internacionales de profesionales.

Ya hemos repasado el rol del estudio de las variaciones a los EOP dentro de la astrometría. En ese mismo sentido, es importante remarcar que la Comisión A2 de la IAU ("Rotación de la Tierra"), remarca en su descripción ..." La rotación de la Tierra es un tema interdisciplinario que tiende puentes entre la astronomía y la geodesia...el análisis de las variaciones de rotación de la Tierra proporciona información importante sobre las interacciones entre los distintos componentes del sistema terrestre y los fenómenos de cambio global." También se enfatiza entre sus objetivos: brindar el nexo entre la comunidad astronómica y las representaciones internacionales encargadas de la materialización de los sistemas de referencia celeste (Centros ICRS), terrestre (Centro ITRS), el IERS (International Earth Rotation and Reference System Service) y cada una de las asociaciones y servicios internacionales con competencia en las técnicas de observación aquí mencionadas: IVS por VLBI, IGS por GNSS, ILRS por SLR e IDS por DORIS.

Este mismo concepto se repite en los objetivos de la Comisión C3 de la IAG (International Association of Geodesy), una de la asociaciones que conforma la IUGG (International Union of Geodesy and Geophysics), que enfatiza: ... "la cooperación y colaboración en teoría, modelado y observación de la rotación terrestre y la geodinámica". El resumen de los posibles trabajos interdisciplinares en el tópico lo representa la creación en 2019 de la ICCC (Inter-Commission Committee on geodesy for Climate research) que pertenece a la IAG.

Agradecimientos: Quisiera agradecer al Comité Organizador

Científico de la 64a Reunión anual de la Asociación Argentina de Astronomía por invitarme a presentar esta charla. La Fig. 1 fue creada con Canva, el fondo de la Fig. 1 es una imagen gratuita de https://www.vecteezy.com/free-photos. La imagen gratuita del planeta tierra usada en la Fig. 3 pertenece a https://www.vecteezy.com/free-vector/planet-earth.

### Referencias

- Altamimi Z., et al., 2016, JGR: Solid Earth, 121, 6109
- Aragón Paz J.M., 2020, Estimación de parámetros troposféricos en tiempo casi real para Sudamérica mediante técnicas GNSS, Ph.D. thesis, Universidad Nacional de La Plata
- Aragón Paz J.M., Mendoza L.P., Fernández L.I., 2023, GPS Solut en prensa
- Arias E.F., et al., 1995, A&A, 303, 604
- Barnes R., et al., 1983, P Roy Soc Lond A Mat, 387, 31
- Bevis M., et al., 1992, JGR: Atmospheres, 97, 15787
- Bianchi C.E., et al., 2016, AnnGeo, 34, 623
- Bizouard C., et al., 2019, J Geodesy, 93, 621
- Chao B.F., 1989, Science, 243, 923
- Charlot P., et al., 2020, A&A, 644, A159
- de Asúa M., 2009, Historia de la Astronomía en Argentina, 1–19, 2, AAA Book Series
- Eubanks T., Steppe J., Dickey J., 1986, The El-Nino, the Southern Oscillation and the earth rotation, 163–186, Springer
- Fernández L., et al., 2010, ASR, 46, 879
- Fernández L.I., et al., 2019, Fire Ecol, 15, 1
- Gaia Collaboration, et al., 2016, A&A, 595, A2
- Golledge N.R., et al., 2019, Nature, 566, 65
- Hockey T., et al., 2014, The biographical encyclopedia of astronomers, Springer
- Lieske J., et al., 1977, A&A, 58, 1
- Lindegren, et al., 2021, A&A, 649, A2
- López C.E., 2009, 187–216
- Luzum B., Petit G., 2012, IAU Colloq, 10, 227
- Ma C., Feissel M., 1997, *IERS Technical Note*, 23, Observatoire de Paris
- Marderwald E.R., 2020, *Modelado de efectos de carga en la Patagonia austral*, Ph.D. thesis, Universidad Nacional de La Plata
- Mendoza L.P.O., Meza A.M., Aragón Paz J.M., 2019, Space Weather, 17, 654
- Paolantonio S., Minniti E., 2009, Historia del Observatorio Astronómico de Córdoba, 51–167, 2, AAA Book Series
- Pattyn F., et al., 2018, Nat Clim Change, 8, 1053
- Perdomo R.A., 2009, El Observatorio Astronómico de La Plata, 169–186, 2, AAA Book Series
- Perez Bello D., Natali M.P., Meza A., 2019, Neural Comput., 31, 8411
- Perryman M., 2009, Astronomical applications of astrometry: ten years of exploitation of the Hipparcos satellite data, Cambridge University Press
- Richter A., et al., 2019, Remote Sens, 11, 909
- Schuh H., Böhm J., 2013, Very Long Baseline Interferometry for Geodesy and Astrometry, 339–376, Springer
- Seidelmann P., 1982, Celestial Mech, 27, 79
- Van Leeuwen F., 2007, A&A, 474, 653
- Wahr J.M., 1982, GJI, 70, 349
- Wahr J.M., 1983, GJI, 74, 451
- Zacharias N., 2006, IERS Tech Note, 34, 73

### Calibration of time transfer systems in time and frequency laboratories

C.L. de la Pina<sup>1</sup>, A. Pasquaré<sup>1</sup>, D.A. Luna<sup>2</sup>, F. Arias<sup>3</sup>, C. Brunini<sup>1</sup> & R. Galván<sup>1</sup>

Observatorio Argentino-Alemán de Geodesia, CONICET-AGGO, Argentina

<sup>2</sup> Instituto Nacional de Tecnología Industrial, INTI, Argentina

<sup>3</sup> Observatoire de Paris, SYRTE, Francia

Contact / carladelapina@gmail.com

**Resumen** / El siguiente trabajo aborda la calibración de dos institutos argentinos que participan del cálculo del Tiempo Universal Coordinado (UTC) en el Bureau International des Poids et Mesures (BIPM). Las medidas de tiempo y frecuencia son parámetros indispensables para la astronomía y la geodesia y como tales requieren de una completa caracterización de la incertidumbre.

**Abstract** / The following work addresses the calibration of two Argentine institutes that participate in the calculation of Coordinated Universal Time (UTC) at the Bureau International des Poids et Mesures (BIPM). Time and frequency measurements are essential parameters for astronomy and geodesy and as such require a complete characterization of the uncertainty.

Keywords / time — reference systems — astrometry

### 1. Introduction

Coordinated Universal Time (UTC) is the practical world time reference. It serves as a reference for diverse activities, from legal time in countries to specific applications including astronomical navigation, geodesy, telescope settings, space navigation, satellite tracking, etc. UTC is computed as a weighted average of about 420 free-running atomic clocks distributed over the Globe and designed to approximate UT1 (a timescale derived from the rotation of the Earth). Thus, the realization of UTC by the International Bureau of Weights and Measures (BIPM), relies on remote time comparisons of clocks. Among several techniques, GNSS common-view time transfer is the technique most widely employed by the laboratories that participate in the computation of UTC. It is a one-way method, in which the signal emitted by a satellite is received by a specific equipment operated in a laboratory. In this sense, the local representation of UTC by each laboratory (called UTC(k)) needs a clock and a time transfer method to compare the clock's time to the rest of the participant clocks.

The dissemination of UTC is done by the monthly publication of results in BIPM named Circular T. This document depicts the time offsets between UTC and UTC(k) together with their respective uncertainties. This uncertainty in the difference UTC - UTC(k) is affected by three major elements: clock's stability, time transfer and the time-scale algorithm. Thus, an accurate characterization of the time transfer system is crucial in the quality of the UTC(k) representations. That means that, the signal delays in the receiving equipment (antenna, cable, and receiver) of the GNSS stations must be determined and accounted for.(Panfilo & Arias, 2019)

Between September 2021 and February 2022 a cali-

Oral contribution

bration campaign of GNSS receivers took place in Argentina. In this occasion, receivers at INTI (Instituto Nacional de Tecnología Industrial), AGGO (Observatorio Argentino-Alemán de Geodesia) and ONBA (Observatorio Naval de Buenos Aires) were calibrated by means of a traveling system. The calibration trip was organized by NIST (National Institute of Standards and Technology).

The present work shows the measurement results of the campaign together with independent validations of the results and further aspects to explore in the characterization of GNSS receivers.

### 2. Relative calibration procedures

NIST manages the campaign calibration of the time transfer systems to the laboratories members to the Inter-American Metrology System (SIM). In this particular case, AGGO and ONBA where also invited to participate. Together with INTI, these three laboratories contribute to UTC. The BIPM calibrates the regional nodes (NIST in this case) and each node calibrates the laboratories in its region. From September 2021 to February 2022, the calibration trip conducted by NIST in AGGO and INTI was performed. The NIST traveling calibration equipment consists of a Septentrio PolaRx3eTR PRO GNSS receiver unit identified as NB05, a Novatel pin-wheel antenna and antenna cable, a laptop, a time interval Counter (TIC) and auxiliary cables.

It is a relative calibration, with measurements made in situ. The traveling system and the system that operates the laboratory receive simultaneously signals from the same satellites (this technique is called Common



Figure 1: Calibration principle: Local and travelling receiver are referenced to the same clock and zero-baseline common view measurements are performed.

View: CV(Costa et al., 2004)), see Fig.1.

Both systems are operated in common clock configuration: one commercial cesium clock provides the time reference of 1 PPS (Pulse Per Second) and the 10 MHz reference frequency.

The purpose of this campaign was to measure the internal delay (INT DLY) of the local (visited) receivers and thereby calibrating the time links with traceability to the BIPM's reference receiver. This calibration has to be done for the three GPS observables:

- C1: C/A-code modulated onto the L1 carrier.
- **P1**: P-code modulated onto the L1 carrier.
- **P2**: P-code modulated onto the L2 carrier.

Where C/A: Coarse/Acquisition, P: protected, L1 = 1.57542 GHz y L2 = 1.2276 GHz (El-Rabbany, 2002).

The travelling receiver and the receivers of INTI and AGGO are all dual-frequency receivers.

The concept of relative calibration is to measure delays with respect to a single reference that does not travel. A travel equipment is used as intermediate to determine its status with respect to the reference before and after the calibration campaign.

### 2.1. Calibration model

The difference of the total delay for a pair of co-located receivers is the sum of the delays incurred in the antenna cable (CAB DLY) and the internal delay (INT DLY), minus the time offset at the latching point of the receiver as referenced to a fixed point, usually UTC(k)(REF DLY). The internal delay is comprised of both codeand frequency-dependent delays in the antenna and the receiver. After accounting for the baseline geometry, the difference in pseudoranges between a pair of receivers, for each code, is given by Eq.1

$$RAWDIF(code)_{T-V} = \Delta CABDLY_{T-V} + \Delta INTDLY_{T-V} - \Delta REFDLY_{T-V}$$
(1)

where T = Traveling, V = Visited and

 $RAWDIF(code)_{T-V}$  is the raw difference of pseudorange measurements of two receivers. Following the BIPM recomendation, the median value of the measurements is used to represent  $RAWDIF(code)_{T-V}$ \*.

### 2.2. Uncertainty estimation

The Allan time deviation, TDEV is a measure of time stability based on the modified Allan variance. It is used to characterize the time dispersion of a time source (clock) or distribution system. (Riley, 2008).

The Guide to the expression of uncertainty in measurement, defines the uncertainty as a parameter, associated with the result of a measurement, that characterizes the dispersion of the values that could reasonably be attributed to the measurand (Joint Committee for Guides in Metrology, 2008).

The uncertainty components are classified into two categories based on their method of evaluation, "a" and "b". Both are added in quadrature to obtain the combined uncertainty:

- Uncertainty type a,  $u_a$ : method of evaluation of uncertainty by the statistical analysis of series of observations. For example, TDEV for temporal data series.
- Uncertainty type b,  $u_b$ : method of evaluation of uncertainty by means other than the statistical analysis of series of observations. Eq.2. \*\*

$$u_b = \sqrt{\sum_{i=0}^n u_{b,n}} \tag{2}$$

• Combined uncertainty: is given by Eq.3.

$$u_{CAL} = \sqrt{u_a^2 + u_b^2} \tag{3}$$

In this case,  $u_a$  is estimated by the value of TDEV( $\tau = 1 \ day$ ). In order to fully characterize the visited receiver, the calculation of Eq.1 in each code is repeated to determine the respective INT DLY and their combined uncertainty.

### 3. Results

Figures 2 and 3 depict time differences for C1, P1 and P2 codes. Similar results are obtained in both laboratories. As expected, P1 and P2 codes generate more stable readings. It can be seen that some periodical gaps appear in the measurements. It has been noted that the gaps disappear when operating the receiver in a single-constellation mode. So it is recommended to further perform separate calibrations for each constellation, at least for this receiver model.

Figures 4 and 5 show the estimation of the type a uncertainty. It can be seen that minimum values are reached for different averaging times  $(\tau)$  for C1 and P1.

```
*https://webtai.bipm.org/ftp/pub/tai/
```



Figure 2: Time differences (TD) between NB05 and INTI through CV.



Figure 3: Time differences between NB05 and AGGO through CV.



Figure 4: Uncertainty  $u_a(C1)$  of INTI.

Tables 1 and 2 shows the values of INT DLY in each code plus its uncertainty. In the first row we see the value achieved by our own method and analysis, and in the second row we see the values reported by NIST\*\*\* as a validation of our estimation.

### 4. Conclusions

Participation in the UTC - UTC(k) comparison organized by the BIPM gives traceability to the SI second to institutes that perform local atomic time scales. Such





Figure 5: Uncertainty  $u_a(P1)$  of AGGO.

Table 1: Results of the Calibration Campaign at INTI, from February 14 to 21, 2022

| DICOM                     | INT DLY(C1)                      | INT DLY(P1)   | INT DLY(P2)   |
|---------------------------|----------------------------------|---|---|
| GTR50                     | ns                               | ns  | ns  |
| OUR report<br>NIST report | $-37.2 \pm 0.7 \\ -37.3 \pm 0.5$ | $\begin{array}{c} -38.6 \pm 0.5 \\ -38.0 \pm 0.5 \end{array}$ | $\begin{array}{c} -23.1 \pm 0.5 \\ -23.0 \pm 0.5 \end{array}$ |

Table 2: Results of the Calibration Campaign at AGGO, from October 15 to November 2, 2021

| Septentrio  | INT DLY(C1)  | INT DLY(P1)  | INT DLY(P2)  |
|-------------|--------------|--------------|--------------|
| PolaRx5TR   | ns           | ns           | ns           |
| OUR Report  | $31.7\pm0.4$ | $29.2\pm0.4$ | $27.8\pm0.4$ |
| NIST report | $31.9\pm0.4$ | $30.1\pm0.4$ | $28.3\pm0.4$ |

participation is possible only if the uncertainty of access to UTC(k) is fully characterized.

The Argentine institutes that maintain representations of UTC recently participated in a BIPM calibration campaign organized at the regional level by NIST. At INTI and AGGO, measurements for a relative calibration of two GPS receivers were carried out and values of the delays and their uncertainties were obtained.

The results of this calibration are satisfactory, but at the same time open perspectives to develop current lines of research: i.e. study the origin of different values of the internal delay in the different frequencies in which a receiver operates; design better uncertainty evaluation criteria of  $u_a$ ; etc.

### References

Costa R., et al., 2004, IEN Technical Repport

- El-Rabbany A., 2002, Introduction to GPS: the global positioning system
- Joint Committee for Guides in Metrology, 2008, Evaluation of measurement data—Guide to the expression of uncertainty in measurement

Panfilo G., Arias F., 2019, Metrologia, 56, 042001

Riley W.J., 2008, Handbook of frequency stability analysis

### Hacia la automatización del análisis VLBI geodésico

M.E.  $Gomez^{1,3}$  & L.I. Fernández<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>2</sup> Laboratorio MAGGIA, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>3</sup> Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

Contacto / megomez@fcaglp.unlp.edu.ar

**Resumen** / Es sabido que la Interferometría de línea de base muy larga (VLBI, del inglés Very Long Baseline Interferometry) es la única técnica capaz de materializar el sistema de referencia celeste (ICRF, del inglés International Celestial Reference Frame). Por otro lado, junto con otras técnicas geodésicas contribuye a la materialización del Sistema Internacional de Referencia Terrestre (ITRF, International Terrestrial Reference Frame) a través de las coordenadas de sus estaciones y, a la estimación de todos los parámetros de orientación terrestre (EOP, Earth Orientation Parameters) con la precisión necesaria para vincular ambos sistemas. Todo esto es posible gracias a la combinación de las soluciones provistas por los distintos centros de análisis. En este trabajo presentaremos el estado de avance de nuestra automátización del proceso de análisis VLBI para lo que hemos utilizado los datos de sesiones del Servicio Internacional de VLBI (IVS, International VLBI Service) destinadas a la estimación de los EOP.

**Abstract** / It is well known that Very Long Baseline Interferometry (VLBI) is the only technique capable of materializing the International Celestial Reference Frame (ICRF). On the other hand, together with other geodetic techniques, it contributes to the materialization of the International Terrestrial Reference Frame (ITRF) through the coordinates of its stations and, to the estimation of all Earth Orientation Parameters (EOP) with the necessary precision to link both systems. All this is possible thanks to the combination of solutions provided by different analysis centers. The purpose of this paper is to present our own progress on automating the VLBI analysis process, for which we have used the International VLBI Service (IVS) data to estimate the EOP.

Keywords / astrometry: reference systems — techniques: interferometric

### 1. Introducción

VLBI es utilizada en el ámbito de la geodesia y la astrometría tanto para la realización del marco de referencia celeste, como el terrestre y la estimación de parámetros de orientación terrestre (EOP). Esta técnica mayormente opera en la banda de frecuencias S/X y más recientemente en bandas entre los 2 a 14 GHz correspondiente a las nuevas antenas de tecnología VGOS (del Inglés VLBI Global Observing System, Petrachenko et al. (2012)). La actividad es coordinada por el Servicio Internacional de VLBI (IVS) compuesto tanto por las estaciones, el centro de operación, los centros de análisis, y los correladores, entre otros componentes.

Una vez publicados los datos por los centros de análisis definidos por el IVS, es posible llevar a cabo el análisis del dato VLBI en modo geodésico. A partir de él, y usando los retardos medidos disponibles en los archivos de cada sesión en formato vgosDB (Bolotin et al., 2016), se obtienen distintos productos como las coordenadas de las radiofuentes, coordenadas de las estaciones, los EOP o el retardo troposférico, entre otros.

Durante ese análisis entran en juego varios factores, como por ejemplo: el marco de referencia celeste y estructura de las radiofuentes, el medio interestelar y la atmósfera atravesada por la señal, y el marco de referencia terrestre y factores que afectan a los radiotelescopios, aparte de la electrónica, entre otros. A diferencia de las aplicaciones astrofísicas de VLBI, el objetivo en este tipo de observaciones son radiofuentes de baja estructura y estables en el tiempo.

### 2. Organización de la observaciones

Las observaciones VLBI se agrupan en sesiones que pueden durar 1, 6 o 24 horas. En esta instancia vale la pena definir ciertos conceptos antes de continuar:

**Observación**: línea de base definida por dos estaciones observando una misma radiofuente

**Scan**: conjunto de dos o mas estaciones observando una radiofuente

Sesión: conjunto de varios scans, los que pueden involucrar en el conjunto, a varias radiofuentes

También existen campañas, como las llamadas CONT que se realizan cada tres años e involucran varias sesiones. La Tabla 1 presenta un resumen de las sesiones más conocidas, aparte de las mencionadas.

Hay que distinguir entre sesiones intensivas de una hora, destinadas a la estimación de UT1 y sesiones de "rápida respuesta" de 24 horas como las R1 o R4 cuyo fin es la estimación de EOP. Si nos enfocamos en el análisis de los datos, es inevitable una inspección "manual" de los resultados. Sin embargo, existen ciertos pasos que pueden resolverse de una manera automática o semiautomática. Por ejemplo, la descarga

Tabla 1: Sesiones definidas por el IVS. DB refiere a "data base" ya que los archivos entregados constituyen una base de datos.

| Sesiones  | Propósito                                  | Duración [h] | Código DB |
|-----------|--|--------------|-----------|
| R1        | EOP  | 24           | XA        |
| R4        | EOP  | 24           | XE        |
| VG        | VGOS                                       | 24           | VG        |
| AU        | monitoreo red de Australia y Nueva Zelanda | 24           | XA        |
| R & D     | I+D  | 24           | XA        |
| CRD       | $\operatorname{ITRF}$                      | 24           | XN        |
| CRF       | ICRF                                       | 24           | XN        |
| T2        | $\operatorname{ITRF}$                      | 24           | XH        |
| EUVG      | VGOS Europa                                | 6            | VE        |
| INT (1-3) | UT1  | 1            | XK, XU,   |
| RV        | coordenadas de muy alta precisión          | 24           | XA        |

de los datos es uno de ellos, pero al mismo tiempo implica algunos problemas a resolver ya que el nombre que recibe la base de datos sigue el siguiente patrón:

$$\underbrace{AA}_{\text{año}} \underbrace{MMM}_{\text{mes}} \underbrace{DD}_{\text{dia}} \underbrace{CD}_{\text{DB}}.tgz$$

Como se puede apreciar, por ejemplo, XE está destinado sólo para las R4 pero XA, al igual que XN, puede hacer referencia a distintos tipos de sesión, por lo que para una correcta descarga es necesario disponer del archivo MASTER el cual es planificado anualmente y contiene la lista completa de sesiones.

### 3. Software

Existen varios software de análisis desarrollados de manera independiente tal que eventuales soluciones combinadas robustecen la calidad de los resultados. De entre todos ellos, hemos elegido VieVS (Vienna VLBI Software, Böhm et al. (2018)), desarrollado completamente en Matlab y con un entorno gráfico, que no permite "a priori" modificar externamente ni la lista de procesamiento ni los parámetros una vez configurados.

En la siguiente imagen se muestra un esquema abreviado del funcionamiento de VieVS en el que se distinguen 3 módulos. Una vez configurado el software, las opciones posibles son: guardar las opciones de corrida o ejecutarlo. En este caso, sólo hemos guardado el archivo de configuración con el objetivo de que luego sea leido por el proceso de automatización.

### 4. Proceso de automatización del análisis

La automatización del análisis fue programada en Bash y Matlab, usando este último para todo aquello que implicara interactuar con VieVS. Este proceso podría pensarse de manera automática o semiautomática, dependiendo de la información que necesitemos. Si es la primera vez que se va a realizar un análisis con VieVS, será necesario indicarle el o los archivos necesarios en función de la fecha o de los años a procesar, es decir esta parte será en modo manual. Si en cambio el software ya ha analizado sesiones previas, bastará con que lea



Figura 1: Esquema de funcionamiento de ViEVS en término de los módulos que lo componen y los archivos de configuración. \*Los OPT son archivos que pueden ser creados por el software, o de manera externa, y no son necesarios para el funcionamiento del mismo pero facilitan la resolución de ciertos problemas ocasionados por factores que el analista puede conocer a priori.

la fecha del ordenador y analice los últimos hasta la fecha. En ambos casos, se buscarán las sesiones a analizar en el archivo MASTER correspondiente y los restantes pasos del análisis automático serán comunes a ambos procedimientos.

En la Figura 2, la línea naranja separa ambos procesos. Una de las modificaciones introducidas desde la automatización es la lectura de los saltos de reloj desde los vgosDB. Cabe mencionar que la base de datos proviene de un análisis previo por lo que muchas veces ya tiene incorporada la información de los saltos de reloj pero VieVS no los incluye en su lectura, dejando la decisión al analista. Esta incorporación ahorra tiempo de análisis ya que no tenerla previamente en cuenta, impacta notablemente en el resultado.

Una vez finalizado el proceso que seguramente ha implicado el análisis de una o varias sesiones, le sigue una parte que actualmente funciona de manera semiautomática ya que consiste en un script Matlab que extrae las sesiones cuyas soluciones han reportado valores de  $\chi^2 > 2$ . Estas sesiones deben inspeccionarse manualmente para asegurarse que no existan mas cuestiones que puedan ser incluidas en el OPT, u otros efectos que requieran una intervención del analista.



Figura 2: Esquema del proceso de automatización.

### 5. Perspectivas

En este caso, se ha trabajado con el análisis de las sesiones R1 y R4 que abarcan desde enero de 2021 a mayo de 2022 permitiendo ahorrar un tiempo apreciable a la hora de buscar sesiones y modelos en los distintos servidores, aparte de brindarnos al final de la corrida un resumen de la calidad de las sesiones que permite al analista concentrarse sólo en las problemáticas. El procedimiento propuesto es válido también para otro tipo de sesiones con sólo indicarlo a través del archivo master.

Mostramos aquí los avances de un trabajo en curso. Como próximo paso nos proponemos mejorar la generación del OPT ya que existen problemas como los de calibración de cable que afectan sensiblemente la solución y si bien es posible contar con esta información al inicio, aún requiere intervención manual. Por otra parte, es posible que la lectura del archivo MASTER requiera modificaciones, debidas a cambios futuros en la estructura de estos archivos.

### Referencias

Böhm J., et al., 2018, PASP, 130, 044503

- Bolotin S., et al., 2016, IVS 2016 general meeting proceedings,"New Horizons with VGOS", NASA/CP-2016-219016, 222-224
- Petrachenko W., et al., 2012, 999-1005

# La participación Argentina en el relevamiento LSST y su relación con la Astroestadística

M.J. de L. Domínguez Romero<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina

<sup>2</sup> Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

<sup>3</sup> Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

Contacto / mariano.dominguez@unc.edu.ar

**Resumen** / El Legacy Survey of Space and Time (LSST) es un relevamiento del cielo austral que llevará a cabo el Vera Rubin Observatory desde Cerro Pachón (Chile). Para ello se utilizará el telescopio Simonyi (8.4m) con una cámara y óptica especial de gran campo (aproximadamente 10 grados cuadrados). El relevamiento implica 10 años de observaciones. En esta charla discutiremos cómo más de 60 científicos argentinos ya se encuentran trabajando en ocho grandes colaboraciones científicas, cómo dicha participación coordinada por el Instituto de Astronomía Teórica y Experimental (IATE) es posible, y cómo los estudiantes interesados pueden sumarse a este proyecto. Revisaremos la línea de tiempo del proyecto y su importancia en áreas que van desde el sistema solar a la cosmología y las importantes sinergias que presenta con los proyectos observacionales desarrollados actualmente en Argentina. Exploraremos los desarrollos informáticos y herramientas de automatización que permiten reducir más de 20 TB por noche, cómo y dónde se analizarán dichos datos y catálogos y la importancia/consecuencias de tener un centro de análisis independiente en nuestro país. Revisaremos los métodos de aprendizaje automático que generarán y clasificarán más de 10 millones de alertas de variabilidad por noche y el impacto de la Astronomía en el dominio temporal en todas las áreas. Veremos qué herramientas Astro Estadísticas hemos desarrollado para realizar inferencia Bayesiana directa en cosmología y estudios del volumen local, así como también sus implicaciones en los estudios del sector oscuro.

**Abstract** / The Legacy Survey of Space and Time (LSST) is a survey of the southern hemisphere sky that will be carried out by the Vera Rubin Observatory from Cerro Pachon (Chile). It will be done using the Simonyi telescope (8.4m) with a special wide-field camera and optics (approximately 10 square degrees). This study implies 10 years of observations. In this talk, we will discuss how more than 60 Argentinian scientists are already working in eigth significant scientific collaborations, how this collective participation coordinated by the Instituto de Astronomía Teórica y Experimental (IATE) is possible, and how interested students can participate in this project. Furthermore, we will revise the project timeline, its importance in areas ranging from the solar system to cosmology, and the critical synergies it presents with the observational projects currently designed in Argentina. Additionally, we will explore the computer developments and automatization tools that allow us to reduce more than 20 TB per night, how and where such data and catalogs will be analyzed, and the importance/consequences of having an independent analysis center in our country. Moreover, we will revise the automatic learning methods that will generate and classify more than 10 million variability alerts per night and the impact of Astronomy in the temporal domain in all areas. We will show what Astro Statistics tools we have developed to achieve direct Bayesian inference in cosmology and local volume studies, as well as their implications in the studies of the dark sector.

Keywords / instrumentation: detectors — instrumentation: telescopes — astronomical databases: catalogs — virtual observatory tools

### 1. El estado de la Astronomía Observacional.

Durante las últimas décadas se ha desarrollado el paradigma que algunos llaman e-Science; esto es la unificación de los paradigmas empíricos, teóricos y de simulaciones utilizando las herramientas de ciencia de datos y el aprendizaje automático sobre los resultados experimentales, las predicciones teóricas y los resultados de las simulaciones numéricas. En particular la Astronomía ha liderado el desarrollo y aplicación de este paradigma en nuestro dominio de la ciencia.

La exploración en las diferentes dimensiones accesibles de los datos astronómicos ha progresado

notablemente con el desarrollo de multiples relevamientos masivos desarrollados durante las últimas dos décadas (Two degree Field 2dF Galactic Ring Survey GRS, Sloan Digital Sky Survey SDSS, Subaru Special Program HSC-SSP, Dark Energy Survey DES, etc.). En términos de profundidad el nuevo telescopio espacial James Webb se encuentra explorando la formación y evolución de las primeras estrellas y galaxias, que luego son estudiadas en detalle por los mayores telescopios actuales con base terrestre, a los cuales se sumarán la nueva generación de telescopios de 20-30 mts (Extremely Large Telescope ELT, Thirty Meter telescope TMT, Giant Magellan Telescope GMT) en desarrollo. En general para observar objetos débiles son necesarias grandes superficies colectoras.

En relación a los relevamientos, para muchos análisis estadísticos es relevante el campo de visión (FoV) y en este sentido son cruciales las dimensiones del campo focal y el detector. Dos intrumentos recientes, destacados en este aspecto son la cámara de energía oscura (DECAM) en el telescopio Blanco y la Hiper Suprime Camera (HSC) en Subaru con los cuales se han realizado importantes relevamientos de gran campo (DES y HSC-SSP respectivamente).

La dimensión o dominio temporal tiene una gran tradición en Astronomía sobre todo en estudios del sistema solar. Durante las últimas décadas se produjo un importante cambio en términos de industrialización de la misma. En ese sentido la reconversión del Observatorio de Monte Palomar en un sistema completo de detección y clasificación de variabilidad temporal ha tenido un rol dominante con la realización del Palomar Transient Factory (PTF), intermediate Transient Factory (iPTF), y culminando con el Zwicky Transient Factory (ZTF). La exploración de la variabilidad en grandes áreas del cielo y en magnitudes cada vez más débiles ha permitido identificar nuevos tipos de variabilidad estelar, encontrar las contrapartes visuales de las fuentes de ondas gravitacionales detectadas por la colaboración Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory y (ALIGO/VIRGO). Además se ha incrementado en órdenes de magnitud la cantidad de cuerpos menores del sistema solar y se han desarrollado redes globales de seguimiento de objetos variables con telescopios cada vez más grandes y mejor equipados como (Catalina Real-Time Transient Survey CRTS, y Las Cumbres Observatory LCOGN).

Finalmente, la dimensión del bajo brillo superficial continiúa produciendo sorpresas en términos de completar la población de galaxias mediante la introduccion de novedosos sistemas como Dragonfly y nuevos métodos de anális de imágenes en grandes telescopios como Subaru. La exploración de todas estas dimensiones en el cielo austral durante una década es el objetivo del Observatorio Vera C. Rubin, actualmente en construcción.

# 2. El relevamiento LSST del Observatorio Vera C. Rubin.

El observatorio lleva el nombre de la famosa astrónoma americana Vera C. Rubin, pionera de los estudios sobre la materia oscura mediante el análisis de las curvas de rotación de galaxias espirales. El mismo llevará a cabo un censo completo multicolor del cielo austral durante diez años, conocido como el Legacy Survey of Space and Time (LSST). A continuación se describen las principales características del mismo.

### 2.1. Sitio y Telescopio

Las instalaciones del observatorio Vera C. Rubin se encuentran en la cumbre del cerro Pachón en la parte central-norte de Chile. Este sitio se encuentra tierra adentro, a aproximadamente 100 km por carretera de la ciudad de La Serena, donde están ubicadas las instalaciones de soporte. Un video ilustrativo del mismo (video telescopio) se encuentra disponible. El telescopio de relevamiento Simonyi utiliza un diseño especial de tres espejos con el fin de crear un campo de visión excepcionalmente amplio. Esto permite realizar un relevamiento de todo el cielo en solo tres días. Se tomarán imágenes del cielo continuamente con una cadencia automática, y a lo largo del relevamiento se visitará cada ubicación del cielo más de 800 veces; mientras que regiones seleccionadas serán visitadas aún más.

### 2.2. Cámara y Filtros

La cámara del Observatorio Vera C. Rubin esta diseñada para requerir un manteniento mínimo y tomar ventaja de la alta calidad de las imágenes sobre un campo tan extenso. La misma contiene más de tres mil millones de píxeles, convirtiéndose así en la mayor cámara digital del mundo. Un video del ensamblado de la cámara y sus primeras imágenes puede apreciarse en el siguiente enlace: https://youtu.be/Tb7nfJrNnKQ . El carrousel de filtros permite cambiarlos en minutos entre el conjunto de filtros u, g, r, i, z, y.

### 2.3. La Misión del Observatorio Vera C. Rubin

LSST producirá un conjunto completo de más de 500 Pb de imágenes y productos derivados que permitirán abordar varias de las preguntas más importantes de la Astronomía moderna, entre ellas podemos mencionar:

- Entender las componentes del sector oscuro.
- Realizar un inventario del sistema solar.
- Explorar el cielo en el dominio temporal.
- Realizar un mapeo completo de nuestra galaxia.

En síntesis, un mapeo de todo el cielo del sur, con visitas cada pocas noches sostenido durante diez años, permitirá abordar investigaciones en un amplio abanico de temas.

Los productos de datos que producirá la línea compleja de anális se encuentran detallados en el siguiente documento https://pipelines.lsst.io/. El volumen de datos adquiridos en una noche es de 20 Tb y el del conjunto total al final del relevamiento será de 15 Pb con datos de más de 20 mil millones de galaxias, 17 mil millones de estrellas resueltas, mas de 10 millones de supernovas y 6 millones de objetos del sistema solar. El sistema reduce y produce del orden de 10 millones de alertas públicas de variabilidad con una latencia de 1 minuto. Durante el desarrollo del relevamiento se realizarán 11 publicaciones de datos anuales (data releases DR).

### 2.4. El Cronograma de Operaciones

La construcción del observatorio se completó recientemente, al igual que la cámara. La misma será colocada y probada durante 2023. Los datos preliminares estarán disponibles para los científicos y el comienzo del relevamiento será en enero del 2024. Cabe destacar que un gran producto del observatorio son las aplicaciones de reducción y análisis, dado el gran volumen de datos involucrados.

### 2.5. Las Colaboraciones Científicas de Rubin

El observatorio se encarga de la toma, reducción de los productos de datos descriptos anteriormente, pero el análisis e investigación de los mismos se produce dentro de las ocho grandes colaboraciones científicas temáticas listadas abajo. Existen grupos mixtos donde confluyen colaboraciones con objetivos comunes.

- Galaxies
- Stars, Milky Way and Local Volume
- Solar System
- Dark Energy
- Active Galaxy Nuclei
- Transient and Variable stars
- Strong Lensing
- Informatics and Statistics

En los sitios de cada colaboración se puede encontrar información sobre membresía, gobernanza, objetivos, grupos de trabajo, recursos, becas etc. Los llamados planes de acción (roadmaps) de las colaboraciones son documentos muy útiles para orientarse y encontrar coordinadores y encargados. Estos servirán de guía hacia los grupos de trabajo y actividades comunes, seminarios, tutoriales, escuelas y reuniones, repositorios de códigos comunes y la colaboración en la publicación de artículos. A continuación dejo los links a los roadmaps de dos de las colaboraciones: DESC y TVS.

### 3. La participación Argentina.

La participación Argentina se estableció entre el IATE y la Corporación LSST y esta consiste en la adquisición de derechos sobre datos mediante contribuciones en especies (in-kind) que comienzan a realizarse en 2023 luego de un proceso de evaluación por las agencias National Optical-Infrared Astronomy Research Laboratory (NOIRLAB), National Science Foundation (NSF) y otras quienes mantienen el funcionamiento del observatorio. Las contribuciones en especies incluyen contribuciones para el desarrollo de aplicaciones, tiempo de instrumentos y capacidades computacionales, en las cúales se incluyen contribuciones de otras instituciones del país. Esto permite la participación de investigadores y estudiantes argentinos dentro de las colaboraciones científicas y el uso de los datos, las simulaciones y los productos desarrollados para el análisis de los mismos durante el relevamiento LSST.

La participación se abrió a investigadores en Argentina y actualmente se cuenta con derecho de datos para 60

investigadores de todo el país, quienes ya participan de las ocho colaboraciones científicas del Observatorio Vera C Rubin. Esto permite aprovechar todo el potencial científico y de descubrimiento del proyecto. Existe la posibilidad de aumentar este número supeditado al soporte de las diferentes contribuciones propuestas.

## 3.1. El rol de los Agentes inteligentes para clasificación (brokers)

Uno de los resultados del observatorio más interesante son los resultados del análisis de las diferencias de imágenes, esto consiste en un flujo público de alertas de fuentes variables, transitorias y de movimiento. Estas alertas serán distribuidas a un conjunto de agentes inteligentes (brokers) comunitarios. Estos son complejos sistemas de aplicaciones que ingieren, procesan, clasifican y distribuyen globalmente las alertas a toda la comunidad científica. Algunas funcionalidades típicas consisten en cross-matching con datos de archivo, la identificación de objetos que requieren de seguimientos detallados (follow-ups) y clasificaciones según los datos fotométricos de Rubin, basados en la aplicación de técnicas de aprendizaje automático en las curvas de luz. A continuación se detallan los agentes inteligentes que se utilizan:

- Automatic Learning for the Rapid Classification of Events (ALeRCE
- Alert Management, Photometry, and Evaluation of Light curves (AMPEL)
- ANTARES
- Fink
- Lasair
- Pitt-Google

Se han realizado avances notables en las técnicas de clasificación automática durante la última década en una serie de desafíos motivados por LSST, como Photometric LSST Astronomical Time-Series Classification Challenge (PLAsTiCC) 2018 y otros en desarrollo.

## 3.2. The Astronomical Event Observatory Network (AEON) y otras redes de seguimiento

Es previsible un gran impacto en todas las áreas de la Astronomía con el estudio de las alertas de variabilidad provistas por los los agentes inteligentes de clasificación en base a los datos de LSST, tal como ocurre actualmente en el hemisferio norte con los datos de ZTF y sus predecesores. Los eventos ya clasificados podrán ser monitoreados por redes de observatorios para seguimientos (follow-ups) donde los astrónomos podrán requerir observaciones utilizando interfaces estandarizadas que permitirán realizar estudios más detallados.

Una de ellas es AEON que proveerá acceso rápido, flexible y programable a instalaciones de primera clase para realizar seguimientos eficientes de transitorios astronómicos. En esta red confluyen el Observatorio de Las Cumbres (LCO) con NOIRLab y los telescopios SOAR, el Observatorio Gemini y el telescopio Victor M. Blanco para apuntalar esta era de astronomía temporal con Rubin. Cabe destacar el rol la herramienta Target and Observation Manager (TOM toolkit) y el Observatory Control System desarrollados por LCO. Estas herramientas resultan indespensables para que un dado instrumento/observatorio pueda participar de estos seguimientos globales. Resulta interesante notar que prácticamente todas las facilidades astronómicas en Argentina pueden ser potencialmente utilizadas para realizar seguimientos y estudios de las alertas que producirá LSST durante la próxima década. Este posible uso sinérgico destaca la importancia de participar en LSST por parte de nuestros investigadores.

### 3.3. La protección del cielo por la Unión Astronómica Internacional (UAI)

La repentina industrialización y extensivo uso de las órbitas terrestres bajas (low Earth orbit, LEO) con la construcción de numerosas constelaciones de satélites artificiales, para proveer servicios de internet satelital y otros, complica ya el estudio del cielo. El número de satélites artificiales crece de forma exponencial y podría superar los 400000 hacia el final de la década. Esto afecta de forma notable las actividades de relevamiento y toda otra observación astronómica. Quiero destacar el reciente surgimiento de un centro de la UAI: el Centre for the Protection of the Dark and Quiet Sky from Satellite Constellation Interference (CPS) dedicado a la preservación del recurso natural que es el cielo, como resultado de la serie de talleres internacionales sobre el impacto de las comunicaciones satelitales SATCOM desarrollados durante la pandemia COVID-19. Quiero destacar que en este centro confluyen las partes interesadas, incluyendo las industrias aeroespaciales y que ya se han logrado avances, fruto de la coordinación de las actividades entre los astrónomos y la industria. Sin embargo, aún quedan muchos desafíos que resolver en relación al tema; me gustaría invitarlos a considerar nuestra participación, sea de forma institucional y/o individual. Es muy factible que la solución se oriente hacia la coordinación de las observaciones con los pasajes de los satélites en LEO.

### 4. El rol del aprendizaje automático en la Astronomía moderna.

El aprendizaje automático está cambiando todo aspecto de nuestra sociedad, basta ver las aplicaciones de los grandes modelos de lenguaje en generación y traducción de textos o de las arquitecturas multimodales en problemas de robótica y navegación autónoma. Asimismo, encontramos un gran crecimiento de aplicaciones en nuestra investigación astronómica diariamente; siendo esto un resultado natural de que nuestra ciencia es una de las que más datos produce (a la par con la Bioinformática).

### 4.1. El rol de los Centros de Análisis de Datos Independientes (IDACs) en la Astroestadística con LSST

En volúmenes de datos como los que involucra LSST, la adopción de métodos automáticos para las actividades de reducción y análisis resulta indispensable. Un punto importante a destacar es el desarrollo del cómputo que involucran estas actividades en el lugar donde residen los datos. Para el análisis de LSST se dispondrán de dos grandes centros de cómputo dedicados en Chile y Estados Unidos, que serán apoyados por centros de menor porte en la mayoría de los paises que participan de la colaboración. Estos centros resultan necesarios para descentralizar las actividades y proveerán acceso a otros conjuntos de datos y/o datos de valor añadido, producidos en ellos como catálogos especializados o ciertos cálculos especícos como identificadores de estructuras, etc. Muchos países realizan contribuciones en especies de este tipo (por ejemplo Brasil, Francia, Reino Unido, Dinamarca y muchos otros), compartiendo recursos que de todos modos son necesarios para realizar los estudios sobre los datos. En Argentina también hemos propuesto contribuir con un IDAC de menor porte, pero resta conseguir la financiación para el mismo. Una posibilidad es especializarlo para aplicaciones de inteligencia artificial, lo cual tiene el valor añadido de formar especialistas con una formación muy demandada por la industria.

### 4.2. Simulaciones de imágenes de LSST con la simulación cosmologica Second Data Challenge (DC2)

El desarollo de los algoritmos de análisis se ha realizado sobre imágenes detalladas simuladas del sistema óptico completo del telescopio y cámara, incluyendo efectos atmosféricos y de dispersión mediante el uso del paquete ImSim desarrollado por la Dark Energy Science Collaboration (DESC). Las imágenes producidas incluyen los efectos sistemáticos de la atmósfera, óptica y la física del sensor en la PSF. Las bibliotecas de software de LSST incluyen toda la información necesaria para simular la exposición como coordenadas en el plano focal, características de los filtros, brillo de cielo, etc., produciendo imágenes de un realismo notable.

En preparación para los análisis con LSST, DESC ha creado un relevamiento simulado sobre un área de 300 grados cuadrados basado en una simulación cosmológica conocida como DC2, ver https://data.lsstdesc.org/. El relevamiento simulado incluye observaciones en las seis bandas con una cadencia realista y las imágenes simuladas (6 Tb) fueron procesadas con la línea de aplicaciones de ciencia de LSST, produciendo catálogos realistas (200 Gb) ligados de los objetos reales y observados que permiten realizar estudios y análisis estadísticos de los mismos. Estos catálogos han sido validados en multiples test (Kovacs et al. (2022)) y constituyen la base de numerosos estudios en curso.

#### 4.3. El impacto de la IA en el análisis de datos y las simulaciones

El análisis de los datos simulados descriptos y en breve de los datos reales serán realizados en los centros de cómputo e IDACS mediante una plataforma ya desarrollada, Rubin Science Platform, donde el usuario dispone de toda las aplicaciones. Los usuarios se suman paulatinamente y son capacitados en el uso de las mismas. Es notable el amplio uso de diferentes algoritmos de inteligencia artificial para problemas que van desde la detección de objetos y clasificación (Hausen & Robertson (2020) y Li et al. (2021)), hasta la inferencia en modelos paramétricos en modelos cosmológicos o de formación de galaxias, estructuras etc., (Li et al. (2021)). Se han logrado avances importantes en inferencia Bayesiana en los ultimos años mediante la aplicación de las técnicas desarrolladas para programar los algoritmos de aprendizaje profundo. Estos desarrollos impactan de igual manera en el paradigma de simulaciones mencionado al principio, por ejemplo para lograr mejor resolución (Schaurecker et al. (2021)), la incorporación de la física bariónica a simulaciones de N cuerpos (Bernardini et al. (2022)) o el uso de redes informadas de la física (Karniadakis et al. (2021)) para simular diferentes sistemas.

### 5. Conclusiones

La participación de astrónomos argentinos coordinada por el IATE en LSST es una realidad en la actualidad. Ya hay 12 investigadores principales y 48 investigadores jóvenes distribuidos por todo el país que cuentan con derechos a los datos y participan de las ocho colaboraciones científicas del observatorio Rubin. Existe la posibilidad de hacer crecer este número, esto depende fuertemente del funcionamiento de la contrapartida de nuestras facilidades observacionales y computacionales, ofrecidas en calidad de contribuciónes voluntarias. El apoyo que posean las mismas por las instituciones de Ciencia y Técnica del país resulta entonces fundamental.

Cabe destacar que el sistema del Observatorio Vera C. Rubin es revolucionario y con un gran potencial de descubrimiento en diferentes áreas de la astronomía (que abarcan desde el sistema solar hasta la cosmología, pasando por la astronomía estelar y la estructura de las galaxias, incluida la nuestra) que deberímos pensar en términos de sinergia y no de competencia con las facilidades observacionales argentinas. Esto nos permitirá realizar el seguimiento de una selecta muestra de las más de 10 millones de alertas de variabilidad por noche que producirá LSST. Quiero cerrar este artículo invitando a los estudiantes y jóvenes investigadores interesados a contactarse con nosotros por ofertas de investigación en todas las áreas mencionadas. El entorno de investigación inclusivo del Observatorio Vera Rubin es ideal para el desarrollo de carreras en la intersección entre la Ciencia de Datos y la Astronomía conocida como Astroestadística.

*Agradecimientos:* Se agradecen las importantes contribuciones y cuidadosa revisión de Federico DG y la cordial invitación y apoyo por parte del comité organizador de la reunión anual 2022 de la AAA.

### Referencias

- Bernardini M., et al., 2022, MNRAS, 509, 1323
- Hausen R., Robertson B.E., 2020, ApJS, 248, 20
- Karniadakis G.E., et al., 2021, Nature Reviews Physics, 3, 422
- Kovacs E., et al., 2022, The Open Journal of Astrophysics, 5, 1
- Li X.J., et al., 2021, ApJS, 252, 16
- Schaurecker D., et al., 2021, arXiv e-prints, arXiv:2111.06393

### Flux Calibration of the Radio Telescope Esteban Bajaja from the Instituto Argentino de Radioastronomía

S.B. Araujo Furlan<sup>1,2</sup>, G. Gancio<sup>1</sup>, C.A. Galante<sup>1,2</sup> & G.E. Romero<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET-CICPBA-UNLP, Argentina

<sup>2</sup> Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación, UNC, Argentina

<sup>3</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

Contact / saraujo@iar.unlp.edu.ar

**Resumen** / Presentamos el estado actual del trabajo de calibración en flujo del radiotelescopio Esteban Bajaja, de 30 m de diámetro, del Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR). Para la calibración realizamos observaciones de una fuente de ruido interna (MC7014 ENR 35dB) y de fuentes astronómicas calibradoras de flujo conocido, como Fornax A. Las observaciones de las fuentes consistieron en barridos en ascensión recta y en declinación, de las cuales se registró la potencia en ambas polarizaciones lineales del radiotelescopio. De manera intercalada a cada barrido, se tomaron mediciones de la potencia asociada a la fuente de ruido. En el receptor empleamos una placa ROACH, en reemplazo de las placas ETTUS que se empleaban previamente. La frecuencia central de las observaciones fue de 1420 MHz, con un ancho de banda de 400 MHz, usando el máximo tiempo de integración, 600 ms.

**Abstract** / We present the current status of the flux calibration of the Radio Telescope Esteban Bajaja from the *Instituto Argentino de Radioastronomía* (IAR). We made observations of a noise source (MC7014 ENR 35dB) and of well-known astronomical sources, such as Fornax A. The observations consisted of scans on right ascension and declination, centred at the position of the sources. During each scan, the power of both linear polarization signals was registered, switching between the astronomical source and the noise source. We made the observations using the new receiver with a ROACH board, which replaces the old ETTUS boards. The central frequency was 1420 MHz, with a total bandwidth of 400 MHz and a maximum integration time of 600 ms.

Keywords / instrumentation: detectors — methods: observational — methods: data analysis — radio continuum: general

### 1. Introduction

When taking measurements from a telescope, one fundamental step necessary to obtain a valid result is the process of flux calibration. Through this process, we ensure that the results are comparable to those of other telescopes and even that measurements made with the same telescope at different times are consistent.

With the ongoing updates that take place in the receivers of the radio telescopes at the Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR)(Gancio et al., 2020), it became essential to perform a new calibration of the system. One of the main upgrades implemented was the replacement of the digitizer ETTUS board with a more sensitive ROACH board.

To carry out the systematization of calibration measurements we followed the technique described in O 'Neil (2002) and Marr et al. (2016): the Switched Noise Diode (SND) technique. This method resorts to measurements of the blank sky with the diode on and off. The diode available at the IAR is MC7014 ENR 35dB, plus several dimmers to reduce the total power injected. This method needs to know the effective temperature of the diode. Unfortunately, the datasheet of the diode does not specify the effective temperature at the observing frequency. To obtain it, we used for our calibration an astronomical source with known and non-variable flux density at radio frequencies (See Sect. 3.2).

In what follows we present the results of the analysis that we carried out to obtain the effective temperature of the noise diode.

### 2. The instrument

The instrument to be characterized is the Esteban Bajaja radiotelescope at the IAR. The signal obtained from the telescope goes into the digitalization module and splits in two directions: one to the old ET-TUS board and one to the ROACH board, each one of them receiving exactly the same signal. That way, we can make different experiments while calibrating the ROACH board without affecting other ongoing observational campaigns.

The radio telescope has a diameter of 30 m and an angular resolution of 30' at 1400 MHz. We observed in continuum mode, at a central frequency of 1420 MHz with a bandwidth of 400 MHz for each linear polarization. We chose a maximum integration time of 600 ms.



Figure 1: Three consecutive scans in declination for Fornax A on 07/13/22. The plot shows the power measured in arbitrary units vs. time in hours. Each scan is shown in a different colour, the circular markers correspond to observations with the diode on and the stars to observations with the diode off.

### 3. Methodology

### 3.1. Calibration procedure: switched observations

The SND method requires three different observations: 1) an observation of the blank sky with the diode on  $(P_{\rm ON})$  to obtain the temperature associated with it  $(T_{\rm cal})$ , 2) one with the diode off  $(P_{\rm OFF})$  to measure the system temperature  $(T_{\rm off})$ , and 3) an observation of the astronomical source  $(P_{\rm source})$  to obtain the antenna temperature  $(T_A)$ .  $T_A$  is related to the flux density of the source by:

$$T_A = \frac{1}{2} \frac{F_\nu A_{\text{eff}}}{2k},\tag{1}$$

where  $F_{\nu}$  is the flux density of the astronomical source,  $A_{\text{eff}}$  is the effective area of the telescope and k is the Boltzmann constant. We divided the equation by 2 because we are considering only one of the two linear polarizations. In order to obtain  $T_{\text{A}}$ , we follow the next relations:

$$T_{\rm A} = \frac{P_{\rm source} - P_{\rm OFF}}{P_{\rm OFF}} T_{\rm sys},\tag{2}$$

$$T_{\rm sys} = \frac{P_{\rm OFF}}{P_{\rm ON} - P_{\rm OFF}} T_{\rm cal},\tag{3}$$

where  $P_{\text{OFF}}$ ,  $P_{\text{ON}}$ , and  $P_{\text{source}}$  are measurements of power in arbitrary units. In this case, we assume that the astronomical source is known and we want to obtain the temperature related to the diode  $(T_{\text{cal}})$  which is unknown.

### 3.2. Observational campaign

We observed five point-like sources with well-studied and non-variable flux densities at 1.42 GHz, taken from Testori et al. (2001): PKS 2152-69, PKS 0023-26, PKS 0131-36, PKS 0114-21 and PKS 0320-37. Here, we present the results of the calibration with Fornax A (PKS 0320-37). It is the brightest source observed, with a flux density of  $F_{1.4 \text{ GHz}} = 82.5$  Jy. An observing session consisted of ten scans in declination and ten in right ascension, centered on the source and with a total length of  $3.5^{\circ}$  in each direction. At the beginning and at the end of the scans, we switched the diode on and kept the telescope in a fixed position. In Fig. 1 we show three consecutive scans for Fornax A. It can be seen that the power increases to a nearly constant value when the diode is on. The central part of the scan corresponds to the observation of the astronomical point source with the diode off. Fornax A was observed from 06/28/22 to 08/05/22. In the Section 4, we discuss the results for days 07/13/22 and 07/14/22.



Figure 2: Upper panel: Power in arbitrary units (A.U.) for the scan in declination (N-S movement) of Fornax A. Lower panel: Power in arbitrary units (A.U.) for the scan in declination (S-N movement) of Fornax A. Both plots show the measurements taken, the fitted function, and the line fitting the baseline. The orange square indicates which observation was made first.

#### 3.3. Data reduction

We adapted the software developed by Galante et al. (2022) to obtain the parameters given by Equations 2 and 3. We fitted each scan with a function consisting of the sum of a Gaussian and a linear function. The Gaussian modelled the emission from the astronomical source. The linear function modelled the power mea-

|                          | $(T_{cal} \pm \Delta T_{cal})$ [K] |                 |  |
|--------------------------|------------------------------------|-----------------|--|
| Scan                     | 07/13/22                           | 07/14/22        |  |
| 1                        | $(7.0 \pm 0.4)$                    | $(8.1 \pm 0.5)$ |  |
| 2                        | $(7.0 \pm 0.3)$                    | $(7.4 \pm 0.5)$ |  |
| 3                        | $(7.5 \pm 0.4)$                    | $(7.6 \pm 0.4)$ |  |
| 4                        | $(7.4 \pm 0.3)$                    | $(8.2 \pm 0.4)$ |  |
| 5                        | $(7.5 \pm 0.4)$                    | $(8.0 \pm 0.4)$ |  |
| 6                        | $(7.5 \pm 0.4)$                    | $(7.7 \pm 0.4)$ |  |
| 7                        | $(7.2 \pm 0.4)$                    | $(7.8 \pm 0.5)$ |  |
| 8                        | $(7.7 \pm 0.3)$                    | $(7.8 \pm 0.5)$ |  |
| 9                        | $(7.7 \pm 0.3)$                    | $(8.2 \pm 0.5)$ |  |
| 10                       | $(8.0 \pm 0.3)$                    | $(7.6 \pm 0.6)$ |  |
| $\overline{T_{\rm cal}}$ | $(7.5\pm0.4)$                      | $(7.8 \pm 0.3)$ |  |

Table 1:  $T_{\rm cal}$  values with their respective error  $\Delta T_{cal}$  obtained for each scan of Fornax A on the 07/13/22 and 07/14/22. The last row shows the mean value of all the scans for a day  $(T_{\rm cal})$ .

sured while observing the blank sky with the diode off, i.e. the baseline. For scans in declination  $(\delta)$ , the function is given by

$$f(\delta) = P_{\text{peak}} \exp\left(\frac{\left[-(\delta - \delta_0)\right]^2}{(2\,\sigma^2)}\right) + b\,\delta + c,\tag{4}$$

where the power of the maximum is  $P_{\text{peak}}$ , which is centered at  $\delta_0$ ;  $\sigma$  gives a measure of the width of the Gaussian, b is the slope of the baseline and c corresponds to its power offset.

First, using Eq. 1 we obtained  $T_{\rm A}$  and used its value to get  $T_{\rm sys}$  from Eq. 2, where we assigned each value of  $P_{\rm peak}$  to the difference  $P_{\rm source} - P_{\rm OFF}$ . To get  $P_{\rm OFF}$  we calculated the mean value of the points that were  $3\sigma$ apart from  $\delta_0$ . We could not use the fitted baseline for this because of the large errors in the adjusted parameters b and c. To obtain  $P_{\rm ON}$  we computed the mean value of the points where the diode was on. Finally, we calculated  $T_{\rm cal}$  from Eq. 3.

In this first analysis, we worked only with scans in declination. There is a difference between the speed at which the antenna moves while performing a scan and the speed at which the Earth rotates. This difference affects the shape of the scans in right ascension.

### 4. Results and analysis

On 07/13/22, the slope of the fitted baseline switched its sign depending if the antenna moved from South (S) to North (N) or vice-versa. In Fig. 2 we show the functions fitted and the corresponding baselines. To help distinguishing between N-S and S-N scans, we marked the first measured point with an orange square. This way we can see the difference between the slope of the baselines in both cases. This change in the slope could indicate a dependence of the antenna response in the direction in which it is moving. Another possibility is that the emission from the sky surrounding the astronomical source has an intrinsic slope. On 07/14/22, however, we did not detect the change in the slope of the baseline while observing the same source. In Table 1 we present the obtained values of  $T_{\rm cal}$  for each scan. In the last row, we show the mean value of  $T_{\rm cal}$  for each day. Both mean values were similar within their errors. For 07/12/22 we obtained  $\overline{T_{\rm cal}} = (7.5\pm0.4)$ and for 07/14/22  $\overline{T_{\rm cal}} = (7.8\pm0.3)$ . However, we need to analyze a larger sample to verify this preliminary result. Besides Fornax A, the observations of the remaining sources were extremely noisy. Therefore, we were unable to use those observations to calculate the effective temperature of the diode at 1420 MHz.

### 5. Conclusion and future work

Being able to systematize the calibration process of the diode is necessary to get a reliable flux calibration for each observation made with the radio telescope. The use of a noise diode as a calibration source offers the advantage of not needing a nearby source of known and nonvariable flux density at the time of the observation. A good flux calibration is essential to understand whether the possible variations are due to an external source or due to changes within the telescope and receiver, a crucial requirement in observations of variable sources such as blazars.

Following this remark, we observed a change in the slope of the baseline on a minute scale and also on a dayto-day basis. This traces a line of work in the future: identifying the source of the variability in the baseline. Being able to confirm the origin of the variation (external or internal) will help us to better characterize our instrument.

Regarding the systematization of the calibration process, we will finish adapting the script used in this work to add it to the automatic acquisition software of the antennas.

One way to check the obtained  $T_{\rm cal}$  values is to look at other known non-variable sources and calculate their flux densities. This would be an indicator that our calibration process has been successful. As our observations of sources other than Fornax A were not usable, we were unable to perform this test.

To complete the diode calibration process, we plan to conduct another campaign, in order to obtain usable observations from several sources, to map the dependence of the antenna gain with the position on the sky, and to study the baseline variability.

#### References

- Galante C.A., Romero G.E., Gancio G.A., 2022, BAAA, 63, 280
- Gancio G., et al., 2020, A&A, 633, A84
- Marr J.M., L. S.R., E. K.S., 2016, *Fundamentals of Radio Astronomy: Observational Methods*, Series in Astronomy and Astrophysics, CRC Press, Taylor & Francis Group
- O'Neil K., 2002, Single-Dish Calibration Techniques at Radio Wavelengths, Astronomical Society of the Pacific Conference Series, vol. 278, 293–311
- Testori J.C., et al., 2001, A&A, 368, 1123

### Development of a technological demonstrator for a radio astronomy receiver

S. Ruppel<sup>1</sup>, A. Venere<sup>1</sup>, J. Cogo<sup>1</sup>, J. Areta<sup>1,2</sup>, N. Maffione<sup>1,2</sup>, M. Orellana<sup>1,2</sup>, A. Granada<sup>1,2</sup> & G.M. Gancio<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Universidad Nacional de Río Negro, Sede Andina, Argentina

<sup>2</sup> Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

<sup>3</sup> Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET-CICPBA-UNLP, Argentina

Contact / sruppel33@gmail.com

**Resumen** / En la presente colaboración entre la Universidad Nacional de Río Negro y el Instituto Argentino de Radioastronomía estamos trabajando en el diseño y desarrollo (a partir de la evaluación numérica de sus componentes) de las etapas de adquisición y post-procesamiento de un receptor radioastronómico integrado a una antena para radioastronomía amateur. Con esta presentación queremos mostrar los avances realizados hasta el momento.

**Abstract** / In the present collaboration between the Universidad Nacional de Río Negro and the Instituto Argentino de Radioastronomía, we are working on the design and development (by numerical analysis of its components) of the acquisition and post-processing stages of a radio astronomical receiver for amateur radio astronomy. In this presentation we want to show our results on this work in progress.

Keywords / instrumentation: detectors — methods: observational — radio continuum: general

### 1. Introduction

We present here some results concerning the assembly of an amateur radio telescope centered at  $\lambda \simeq 21$  cm (the line of the neutral hydrogen transition between the two hyperfine levels of the 1s ground state).

This is a follow-up work of the project initially reported in Lopez Cabrera et al. (2020), where the authors developed a back end with Commercial Off-the-Shelf (COTS) equipment. From that experience a commercial feeder is available (VE4MA), but unfortunately, it required a large dish that was not finally granted to complete the initially conceived project. Therefore, we decided to carry out the necessary tests on a smaller antenna in order to characterize the equipment. Now we are working on the radio antenna once again, recovering the know-how gained in such previous research. We intend to advance in the integration of a fully operational basic system to be used by students of electronic engineering who show interest in radio astronomy, and to promote the collaboration between our institutions.

The particular goals set for this stage of the project continuation are the following:

- Manufacture and assembly of a prototype antenna, to be tested autonomously,
- full chain integration: Low Noise Amplifier (LNA), Filter, Antenna and Software Defined Radio (SDR),
- software development in GNU Radio to validate the spectrometer,
- alternative software validation of the entire Radio Frequency (RF) chain.

### 2. Equipment

For the RF front end, the following MiniCircuits commercial components were used:

- LNA: ZX60-1614LN-S,
- band Pass Filter: VBF-1445+,
- semi-rigid cables,
- SMA male-male connectors.

An ADALM SDR was used for the acquisition stage. The ADALM Pluto is mainly used for educational purposes but showed a good performance for the task. The SDR is accompanied by a Raspberry Pi model 3b+ running GNU Radio on Linux.

### 2.1. Antenna

A patch antenna (the element that mediates with the electronics) made of FR4 (a composite material composed of woven fiberglass cloth with an epoxy resin binder that is flame resistant) was designed to be used with a parabolic of small diameter. We also evaluated a cardboard type feeder: a small parabolic dish made of aluminized cardboard, with a diameter of 62 cm and a depth of 14 cm. The later follows the project guidelines given by Digital Signal Processing in Radio Astronomy (DSPira) from the University of West Virginia (WVU). See https://wvurail.org/dspira/ for further details.

Assuming the handmade antenna reached an acceptable parabolic shape, the resultant focal distance is 17 cm, and an effective aperture area of around 0.18 m<sup>2</sup>. With these values, we estimated a gain  $G \sim 17$  dB

using publicly available software that can be found at https://www.rfwireless-world.com/calculators/parabolic-dish-antenna-calculator.html

The patch antenna (Zhang, 2007) was designed and simulated using the electromagnetic moment tools provided by Keysight's ADS 2021. We estimated its response in frequency and gain. Figure 1 shows that the patch antenna has a good theoretical reflection coefficient for the desired frequency. Notice that the closer to the 0 dB, the higher the reflection and consequently, less signal would be captured by the antenna.

The option of dumping the measurements to a file for storage was included in order to allow a post analysis.

### 3. Methodology and results

We studied a simple RF chain using a single LNA as initial approach. Then, the full acquisition chain was assembled using two LNA units. In order to reduce the noise figure as much as possible, we decided to place the bandpass filter in the middle and use short connections.

Besides, GNU Radio Companion was chosen for the development of the spectrometer. We started from the simplest possible arrangement given by the DSPiRA project guidelines, and build up from that. The full acquisition chain is presented in Figure 2 where we show the blocks used to transform the acquired electrical signals by the receiver into those related to the desired spectral line of the neutral hydrogen. In order to achieve this goal, the signal is treated as follows: the first step corresponds to the signal going through a polyphase filter bank (PFB) giving out a flat response across the channel, then the application of the Fast Fourier Transform (FFT) which allows the system to obtain the different frequency components of the raw signal, suppress the signals out of the band and avoid scalloping the noise. Then, the system obtains the power spectral density, PSD (by computing the square modulus of the FFT) to show the energy linked to each frequency. In order to achieve a better PSD estimate (to further cancel noise), we proceed to average 4096 consecutive PSD estimations. Finally it is dumped for visualization and stored for posterior analysis.

Eventually, we decided to use the spectrometer proposed by the WVU: their system already includes not only the tools necessary to perform the system calibration, but also those for the observation itself and furthermore, it has the ability to save measurements for later analysis, meeting the stated requirements.

We pointed in the west direction with the star Antares as our guide. However, note that the pointing system of our instrument is not precise. The theoretical angular resolution is estimated:  $4.15 \times 10^{-1}$  rad, and therefore, some of the emission from the Galactic plane neutral hydrogen was detected. The integration of the signal was done by periods of 30 minutes after the system reached (thermal) stability (around and hour).

The Raspberry initially used with the SDR was left aside due to its low performance (especially foreseeing future projects). We connected the SDR directly to a PC and the data was saved in the same format as it was



Figure 1: The reflection coefficient of the antenna (S11). *Top* panel: Response of the patch antenna as a function of the frequency. *Bottom panel:* Gain as a function of direction.

loaded by the receiver for the sake of simplicity (a 32 bit floating point number sequence).

The most relevant result is shown in Figure 3 that illustrate the testing observation. There, we show that the largest peak corresponds to the desired operational frequency, that is validating the configuration established for the SDR and the capacity of the antenna to work tightly to the line of the neutral hydrogen, as expected. The first case, illustrated with a solid blue line corresponds to the patch antenna alone. The second case, depicted with a solid red line, corresponds to an arrangement made of a LNA plus the bandpass filter. The secondary peaks correspond to interference in the measurements. At 1415 Mhz this might be due to the noise of the system because of using OTS electronics.

### 4. Conclusions and future work

The methodology applied for the experiments allowed us to learn about the design and assembly of an acquisition and post-processing unit as well as the writing of the companion software (the spectrometer on GNU Radio Companion) to perform some basic but efficient measurements.

However, some caveats should be mentioned:

- it is necessary to improve the antenna, using a disk with a larger diameter;
- improvements on the mount system will be further explored, as well as performing observations in several directions.

Regarding the first point, we are in communication




Figure 2: Acquisition chain of the spectrometer with polyphase filter. See text for details.



Figure 3: Test observations centered at 1420Mhz. See text for details.

with an institution that might provide us with an antenna of a larger size (3 m diameter), which would also allow us to use another feed of better quality and continue with the experiments. Finally, according to the second point we plan to follow the guidance and experience of the Instituto Argentino de Radioastronomía staff (we are in close collaboration in other projects too) as well as published surveys, for instance HI4PI Collaboration et al. (2016).

It is worth mentioning that with this project we put together a team that works with professors and advanced students of Electronics Engineering of the Universidad Nacional de Río Negro who are willing to collaborate in an interdisciplinary way.

 $Acknowledgements: \ We thank PI 40B885 UNRN for partial funding support.$ 

#### References

HI4PI Collaboration, et al., 2016, A&A, 594, A116
Lopez Cabrera O.V., et al., 2020, BAAA, 61B, 225
Zhang Y., 2007, Patch Antenna for 1420MHz Radio Telescope, Master's thesis, School of Information Science, Computer and Electrical Engineering Halmstad University, Box 823, S-301 18 Halmstad, Sweden

### Astronomía y patrimonio mundial: proyecto para nominar al Observatorio de La Plata a la lista tentativa de UNESCO

S.R. Giménez Benítez<sup>1</sup> & L.S. Cidale<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina
 <sup>2</sup> Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

Contacto / sixto.gimenez.benitez@gmail.com

Resumen / El Observatorio de La Plata ha tenido un papel importante en el desarrollo de la astronomía y la geofísica en el hemisferio sur. Su construcción fue provectada e integrada al diseño de la ciudad de La Plata, y este se comenzó a construir a partir de 1883, sobre un concepto arquitectónico novedoso de un conjunto de edificios independientes en un "parque astronómico". Desde un principio, las actividades del Observatorio fueron impulsadas por las ideas llevadas adelante, a finales del siglo XIX, por del director del Observatorio de París, Almirante Ernest Mouchez.

La fundación del Observatorio de La Plata estuvo ligada al impulso que le dio la dirección del "Bureau des Longitudes" a las misiones para observar el tránsito de Venus por delante del Sol en 1882. Los contactos entre el Bureau y la provincia de Buenos Aires, sentaron las bases, no solo instrumentales del Observatorio de La Plata, sino de una forma de trabajo que consistía en el aprovechamiento de los recursos de diversas reparticiones estatales y la formación de recursos humanos locales que entrecruzaran habilidades astronómicas, geodésicas y topográficas. A principios del siglo XX, el Observatorio mostró una clara transición de la astronomía clásica a la astronomía moderna, que se enmarca en el período del nacimiento de la astrofísica, con el consecuente desarrollo de nuevas disciplinas de investigación. Sus proyectos estarían definidos por la integración del Observatorio a las distintas redes de trabajo internacional y la necesidad de cumplir con los objetivos fundacionales, entre ellos el de formar a profesionales argentinos.

En 2004, el Centro del Patrimonio Mundial de la Organización de las Naciones Unidas para la Educación, la Ciencia y la Cultura (UNESCO) anunció la iniciativa "Astronomía y Patrimonio Mundial", con el propósito de encontrar y preservar edificios históricos y culturales de una importante relevancia científica, histórica, y tecnológica relacionados con la astronomía.

El Observatorio de La Plata (1883) sería un muy buen candidato para ingresar a la Lista del Patrimonio Cultural de la UNESCO con el tema "Observatorios Astronómicos alrededor de 1900 – de la Astronomía Clásica a la Astrofísica Moderna" junto con el Observatorio de Hamburgo (1906/12) y el Observatorio de Bosscha (Lembang, Java) de Indonesia (1923-1928). Los tres observatorios conformarían un perfecto ejemplo del desarrollo de la astronomía de siglo XIX-XX en tres continentes.

**Abstract** / The Observatory of La Plata has had an essential role in developing astronomy and geophysics in the southern hemisphere. Its construction was projected and integrated into the design of the city of La Plata under an innovative architectural concept of several independent buildings in an "astronomical park". From the beginning, the Observatory's activities were driven by the ideas carried forward by the Paris Observatory at the end of the 19<sup>th</sup> Century.

Furthermore, the foundation of the La Plata Observatory was linked to the impulse given by the direction of the "Bureau des Longitudes" to the missions to observe the transit of Venus in front of the Sun in 1882. The representatives of the Bureau and the province of Buenos Aires established not only the instrumental bases of the La Plata Observatory but also emphasised local collaborative work. The latter took advantage of the resources of various state departments and the training of local human resources, intertwining astronomical, geodetic and topographical skills.

At the beginning of the 20<sup>th</sup> Century, the Observatory showed a clear transition from classical to modern astronomy, which falls within the period of the birth of astrophysics, with the consequent development of new research fields. Their projects were defined by integrating the Observatory into different international networks and the need to meet the foundational objectives, including training Argentine researchers.

In 2004, the United Nations Educational, Scientific and Cultural Organization (UNESCO) World Heritage Center announced the "Astronomy and World Heritage" initiative to preserve historical and cultural buildings of scientific, historical, and technological relevance related to astronomy.

The La Plata Observatory (1883) would be a good candidate to enter the UNESCO Cultural Heritage List with the subject "Astronomical Observatories around 1900 – from Classical Astronomy to Modern Astrophysics" together with the Hamburg Observatory (1906/12) and the Bosscha Observatory (Lembang, Java) in Indonesia (1923-1928). The three observatories would be a perfect example of the development of astronomy in the 19<sup>th</sup>-20<sup>th</sup> centuries on three continents.

Keywords / Historia de la Astronomía — Patrimonio — UNESCO

#### Astronomía y Patrimonio Mundial

### 1. Introducción

La creación del Observatorio de La Plata estuvo motivada por dos hechos importantes. El primero fue la necesidad de realizar un relevamiento cartográfico de la provincia de Buenos Aires. El segundo fue la invitación de la Oficina de Longitudes y del Observatorio de París (Francia) para llevar a cabo una campaña, como parte de un proyecto internacional, para observar el tránsito de Venus a través del disco del Sol, el 6 de diciembre de 1882. El gobernador Dardo Rocha y los miembros de la Oficina de Longitudes de Francia alentaron principalmente estas misiones.

El lugar seleccionado para observar el tránsito de Venus fue la ciudad de Bragado, en la provincia de Buenos Aires. Este lugar era particularmente adecuado ya que era accesabible por diferentes vías, el ferrocarril y el telégrafo. En noviembre de 1881 se asignó el presupuesto para la adquisición de los instrumentos astronómicos, el diseño de los mismos estuvo a cargo de una comisión designada por el gobernador Rocha. Se compraron, un anteojo de 20 cm de diámetro, un cronógrafo, un pequeño círculo meridiano, dos péndulos astronómicos y una dotación de instrumentos meteorológicos (Hussey & Dawson, 1914). En 1882, estos instrumentos llegaron a Buenos Aires y fueron enviados a Bragado. Los mismos contribuirían más tarde a la fundación del Observatorio Astronómico. El 22 de noviembre de 1883 se designa a Francis Beuf, ex oficial de la marina francesa, como director de la obras del Observatorio y posteriormente continúa como director.

### 2. Historia

La historia del Observatorio puede enmarcarse en cuatro grandes períodos definidos por las características de los instrumentos adquiridos, su dependencia administrativa, el desarrollo de la astrofísica y la geofísica y la creación de la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas (FCAG) de la Universidad Nacional de La Plata.

Un primer período, y muy importante, puede fijarse entre 1883 y 1905 cuando se designa al primer director del Observatorio de La Plata, Francisco Beuf (1834-1889), quien ejerció como teniente del ejército francés y fue director del Observatorio Naval de Tolón. F. Beuf estuvo encargado de coordinar la construcción del Observatorio Astronómico de La Plata y de adquirir los instrumentos necesarios para su funcionamiento. En 1886, la prestación del servicio meteorológico se sumó a las actividades cotidianas que realizaba el Observatorio. A tal fin, el gobernador ordenó a Francia la adquisición de los instrumentos necesarios que permitieron consolidar la primera red provincial de estaciones meteorológicas. El Observatorio de La Plata comenzó a publicar los Anales Meteorológicos, con observaciones de las 15 estaciones de la provincia de Bs.As. (Riesnik, 2010). La construcción del Observatorio de La Plata estuvo marcada, por la asistencia del Sr. Mouchez, Director del Observatorio de París, quien aconsejo a Beuf en la compra de los primeros instrumentos. En 1899, ante el fallecimiento de F. Beuf, Virgilio Raffinetti fue nombrado director interino



Figura 1: Vista parcial del Observatorio de La Plata, 1930. Argentina, Archivo General de la Nación Dpto. Doc. Fotográficos.

del Observatorio hasta 1905, quien concretó la nacionalización del Observatorio Provincial.

A fines del siglo XIX, el Observatorio de La Plata (Fig. 1) contaba con grandes telescopios, un refractor de 43 cm y un reflector con espejo de vidrio de 80 cm de diámetro, un telescopio meridiano de 20 cm de abertura y un refractor astrográfico de 34,2 cm de diámetro. Estos se encontraban entre los más grandes e importantes del mundo (Hussey, 1916). En esa época, el Observatorio dependía de la administración de la provincia de Buenos Aires y su perfil científico estaba definido por su estrecho vínculo con el Observatorio de París.

Un segundo e importante período puede ubicarse a partir de 1905 cuando el Observatorio pasa a formar parte de la Universidad Nacional de La Plata. A lo largo de estos años (1905-1950) se compraron principalmente instrumentos de origen alemán. El período se caracterizó por un importante crecimiento de la ciencia y la tecnología.

Desde 1905 y hasta 1910, Francisco Porro di Somenzi fue designado director del Observatorio. Durante esos años se terminaron o repararon los edificios de los telescopios. También se construyeron otros edificios de menor porte que fueron destinados para albergar instrumentos magnéticos, sismológicos y meteorológicos.

Podríamos decir que el Observatorio de La Plata tuvo un gran impulso, durante la dirección de William Hussey (1911-1915), quien alentó numerosos programas de observación de estrellas dobles, participó en la observación de los satélites de Júpiter y Saturno y publicó un gran catálogo de estrellas hasta magnitud 9,0. Posteriormente, podemos destacar la dirección de J. Hartmann (1921-1934) quien fomentó las actividades de investigación en astrofísica y sismología. Estas actividades fueron apoyadas y mejoradas durante el segundo período de Félix Aguilar (1934-1943) como director, quién ya se había desempeñado como director interino entre 1916 y 1920 (Gershanik & Milone, 1979).

En la década de 1960 la Universidad Nacional de La Plata compró el telescopio reflector de 2,15 m, impulsado por el Dr. Jorge Sahade. Además se construyeron

nuevos edificios destinados al laboratorio de óptica y los talleres de carpintería y mecánica. También se fomentó la creación de dos departamentos de investigación: Geofísica Aplicada y Geomagnetismo. Sus investigadores impulsaron además la creación de varios centros astronómicos y geofísicos definiendo así un tercer período.

El último período a mencionar, comienza en 1983 cuando el Instituto y Escuela Superior de Astronomía y Geofísica se convierten en la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas.

### 3. Educación

En 1905, Joaquín V. González alentó la creación de la Universidad Nacional de La Plata (UNLP). El 12 de agosto de 1905 se firmó un convenio ad referendum entre la Nación y la Provincia de Buenos Aires para la creación de la Universidad Nacional. El Observatorio, el Museo de Ciencias Naturales, la Escuela de Artes y Oficios, la Facultad de Agricultura y Veterinaria, la Escuela de Santa Catalina, la Biblioteca Pública universitaria, varios terrenos y fincas pasaron a formar parte de esta nueva Institución que desarrolló un fuerte perfil en ciencias exactas y naturales.

En 1935, la creación de la Escuela Superior de Ciencias Astronómicas y Conexas fue finalmente concretada por el Ing. Félix Aguilar (Fig. 2), institución pionera en América Latina y predecesora de la actual Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas (1983) de la UNLP. Al crearse la mencionada escuela, Aguilar deja en claro la necesidad de formar astrónomos, geodestas y geofísicos argentinos (Aguilar, 1934). La escuela rápidamente desempeñó un papel clave en la enseñanza de las ciencias y la investigación en Argentina.

Los primeros astrónomos argentinos que se graduaron en la Escuela Superior de Ciencias Astronómicas y Conexas fueron motivados para desarrollar la astrofísica. A partir de 1941, el Observatorio formó muchos investigadores muy reconocidos a nivel internacional (C. Cesco, J. Sahade, J. Sérsic, G. Iannini, C. Jaschek, V. Niëmela, A. Feinstein, entre otros). Muchos de ellos se trasladaron al Observatorio Astronómico Nacional de Córdoba (Argentina) donde promovieron el desarrollo de una investigación de alto nivel. Desde entonces ambas instituciones han realizado muchos descubrimientos y contribuido con notables aportes para la astronomía mundial que han exaltado el prestigio de la Argentina en astronomía.

### Análisis comparativo con otros centros astronómico

Con anterioridad a la fundación del Observatorio de La Plata (1883), el hemisferio sur sólo contaba con seis observatorios: el Observatorio de Madrás (1792-1931, Chennai, India), el Observatorio Real del Cabo de Buena Esperanza (1820, Sudáfrica), el Observatorio Nacional de Río de Janeiro (1827, Brasil), el Observatorio Astronómico Nacional de Chile (1852, Santiago, Chile), el Observatorio de Melbourne (1863, Victoria, Australia)



Figura 2: Ing. Félix Aguilar en el discurso de apertura de la Escuela de Ciencias Astronómicas y Conexas. Argentina, Archivo General de la Nación Dpto. Doc. Fotográficos.

y el Observatorio Nacional Argentino (1871, Córdoba, Argentina). Estos pocos centros astronómicos contrastaban con los cientos de observatorios ya establecidos en el hemisferio norte y con una trayectoria de varios siglos. La mayoría de los observatorios del siglo XVII y mediados del siglo XIX desarrollaron la astronomía de posición con el empleo de los anteojos de paso. En cuanto a sus características edilicias y funcionales, podríamos definir un estilo "clásico", donde se destaca un único edificio principal que albergaba una biblioteca, oficinas, talleres y habitaciones para residencia. Un rasgo característico de estos edificios es que presentan un diseño en forma de cruz orientada en direcciones N-S y E-W con una o varias cúpulas (usualmente tres) en el techo (Fig 3). Aquellos recintos que albergaban los anteojos de paso estaban, en su mayoría, integrados al edificio principal. Sólo se construyeron otros edificios aislados, cuando surgió la necesidad de incorporar nuevos instrumentos de mayor porte. Entre los observatorios más importantes que comparten estas características podemos nombrar, por ejemplo, el Observatorio Real de Greenwich (Londres, 1675), el Observatorio de París (Francia, 1670), el Observatorio Real de Cabo de Buena Esperanza (1820, Sudáfrica), el Observatorio Naval de Washington, D.C (1825, EE.UU.), y el Observatorio Astronómico de Córdoba (1871, Argentina).

A fines del siglo XIX y principios del siglo XX, los nuevos observatorios fueron equipados con círculos meridianos, astrográficos, y grandes refractores y reflectores. Además, estos observatorios presentan un nuevo diseño conformado de varios edificios aislados (Fig. 4), repar-

#### Astronomía y Patrimonio Mundial



Figura 3: Observatorio Astronómico de Córdoda (Argentina). Su estructura edilicia es característica del período clásico. Imágen extraída del sitio https://www.unc.edu.ar/

tidos en un gran "parque astronómico" (Fig. 1), que albergaba un sólo instrumento cada uno (Wolfschmidt, 2011). El Observatorio de La Plata, ya integrado en el innovador diseño urbanista de la ciudad de La Plata, se organizó con este revolucionario concepto arquitectónico y su diseño paisajístico, que es contemporáneo con la creación o segunda fundación de otros observatorios, como por ejemplo, el Observatorio de Niza (1879-1886), el Observatorio Naval de Washington, D.C. (1887), el Observatorio Uccle de Bruselas (1891), el Observatorio Hamburgo-Bergedorf (Alemania, 1906/12), el Observatorio Astronómico Kazan Engelhardt (Tartastan, 1901).

En 1887, La Plata adquirió un Gran Telescopio Reflector Gautier (80 cm), el más grande del hemisferio sur (Fig. 5). Su tamaño era comparable con el Reflector Foucault (80 cm) de Marsella (1862), el Reflector (100 cm) de Meudon (1891), o el Telescopio Reflector Zeiss (100 cm) de Hamburgo (1911). El Telescopio Refractor Gautier de 43 cm, instalado en La Plata en 1894, también fue una verdadera innovación (Fig. 6). Su apertura era superior al de varios refractores de la época: el Refractor (31 cm) de Grubb de Dublín (1879), el Refractor Gautier (38 cm) "Lunette Arago" del Observatorio de París (1883), o el Refractor Gautier (40 cm) del Observatorio Nacional de Atenas (1901). Sin embargo, la tecnología de los telescopios refractores se desarrolló rápidamente y a finales del siglo XIX surgieron instrumentos de gran apertura: el Telescopio Revestido (50 cm) de Estrasburgo (1880), el Refractor (67 cm) de Viena (1880), el Lunette (74 cm) de Biscoffscheim de Niza (1886), el Refractor (90 cm) de Lick (1888), y el de 102 cm del Observatorio Yerkes (1897), el más grande construido.

El Observatorio de La Plata ha contribuido en gran medida a la astronomía posicional en el hemisferio sur utilizando principalmente los círculos meridianos Gautier. Más tarde, adquirió un círculo meridiano Repsold, similar al de Estrasburgo (1876), Hamburgo (1909), Kazán (1845-1923), Manila (Filipinas, 1913) y Río de Janeiro (Brasil), entre otros. También se incorporó tempranamente a los programas internacionales. En 1887, 18 observatorios de 11 países se comprometieron a participar en el programa "Carte du Ciel", para ello el



Figura 4: Cúpula del telescopio Gran Ecuatorial Gautier, 2015. Imagen de Sixto R. Giménez Benítez

Observatorio de La Plata adquirió el Astrográfico Gautier (34 cm), un gemelo del astrográfico de París. Aunque no pudo participar en este programa por problemas económicos, este instrumento se utilizó para fotografiar asteroides, cometas y para crear muchos catálogos importantes.

Otros programas internacionales relevantes tuvieron su origen durante la reunión del Coloquio N°1 de la Unión Astronómica Initernacional (UAI), realizada en Argentina en 1968. Para este fin, se instaló en la Estación Astronómica de Río Grande (Tierra del Fuego) un Astrolabio de Danjon, cedido por el Observatorio Besancón (Francia), para determinar la variación de tiempo y latitud, y contribuir de esta forma con la Oficina Internacional de la Hora (Francia) y el Servicio Interna-



Figura 5: Telescopio Refractor Gautier, 2013. Imagen de Sixto R. Giménez Benítez

cional de Movimiento Polar (Japón). Este trabajo permitó obtener y publicar las correcciones para los catálogos catálogos Cuarto Catálogo Fundamental (FK4) y su suplemento.

### 5. Principales aportes e impacto

La creación del Observatorio de La Plata estuvo fuertemente vinculada con su ciudad y la provincia de Buenos Aires. Esta institución siempre ha estado comprometida y ha trabajado en estrecha colaboración con la sociedad, desde la elaboración de mapas hasta la prestación del servicio meteorológico. Participó en el control y la difusión de la hora, las determinaciones geodésicas, la exploración geofísica y el desarrollo de la astronomía moderna en el hemisferio sur. Las observaciones fotográficas realizadas en La Plata llevaron al descubrimiento de 2 cometas, 23 asteroides y más de 600 estrellas dobles. El 26 de noviembre de 1913, P. Delavan descubrió la segunda aparición del cometa de Westphal (1852) y, el 17 de diciembre, el cometa Devalan 1913f fue visto por primera vez.

Entre los astrónomos destacados podemos citar a Johannes F. Hartmann (1865-1936), quien descubrió tres asteroides del cinturón principal (Angélica, La Pla-

ta y Erfordia), desarrolló una teoría sobre la formación de novas, basado en Nova Pictoris, y formuló la hipótesis sobre la forma alargada del asteroide Eros, incluso postuló que podría estar conformado por un conjunto de fragmentos. Sus mediciones, realizadas con gran precisión, contribuyeron a determinar la longitud del Observatorio de La Plata y detectar un error sistemático en las longitudes de otros lugares sudamericanos(Hartmann, 1928). Otros eventos, como el descubrimiento a simple vista de Nova Puppis (1942) realizado por Bernhard H. Dawson (1890-1960) conllevó a la entrega de duna medalla de oro otorgada por la Asociación Americana de Observadores de Estrellas Variables (AAVSO). Entre 1937 y 1940, el Observatorio de La Plata contrató a Ricardo Platzeck (1912-1979), quien junto con Ernesto Gaviola (1900-1989, precursor del descubrimiento del láser) desarrollaron nuevos métodos para controlar la forma de los espejos Cassegrain (Platzeck & Gaviola, 1939) y relevar superficies ópticas (Gaviola, 1940). Estos métodos permitieron corregir el problema óptico del espejo secundario del gran telescopio reflector, construir el espejo primario de 1,5 m para el telescopio de la Estación Astrofísica de Bosque Alegre y controlar la superficie del espejo de 5 m de diámetro del Telescopio Monte Palomar.

Otro ilustre investigador fue Felix Aguilar, quien además de concretar en 1935 la creación de la primera escuela de astronomía en Latinoamérica, fomentó la investigación en astrofísica, organizó el Servicio Internacional del Tiempo e inició el uso del sistema de coordenadas planas Gauss-Krüger. Fue el principal promotor de una ley nacional para medir un arco meridiano, que cubría las latitudes desde La Plata hasta Tierra del Fuego. Publicó numerosos trabajos técnicos, libros para estudios universitarios, tablas de geodesia y un catálogo de estrellas. En 1945, Aguilar promovió la construcción de la estación astrométrica de Sierra Leona (Santa Cruz, Argentina) para determinar mejor la posición de las estrellas circumpolares.

En el campo de la astrofísica estelar podemos destacar los trabajos de Carlos Jaschek (1926-1999) y Mercedes Corvalán-Jaschek (1926-1995) con la publicación del catálogo de 2.000 estrellas Be del sur, basado en observaciones realizadas en La Plata entre 1950 y 1970. Las mayores contribuciones de M. Corvalán-Jascheck estuvieron relacionadas con el desarrollo del primer esquema de clasificación de espectros estelares ultravioleta y la clasificación de estrellas químicamente peculiares. Esto le permitió introducir por primera vez el subgrupo de las estrellas de Ga, las estrellas ApSi4200 y el contenido anómalo de CNO en estrellas de tipo O y B. También, contribuyó a identificar la presencia de elementos de tierras raras en las estrellas Mn y SrCrEu (López García, 1997). C. Jaschek alentó principalmente el desarrollo de los métodos automatizados para la clasificación estelar y el desarrollo de bases de datos astronómicos. Se desempeño como Director del Centro de "Données Stellaires" (Centro de Datos Estelares, CDS) en Estrasburgo, donde promovió el desarrollo del Archivo de Datos Astronómicos (SIMBAD), en funcionamiento desde 1990, y la creación de centros de datos astronómicos en Argentina, China, India, Japón y la URSS. Fundó, además, la

"Société Européenne pour l'Astronomie dans la culture". Entre sus publicaciones podemos citar el Catálogo "Bright Stars" (4ta. edición), y sus libros "The Classification of Stars" (1987), "The Behavior of Chemical Elements in Stars" (1995), entre otros.

Entre los trabajos más relevantes de estrellas masivas y sistemas binarios cercanos podemos mencionar a Jorge Sahade (1915-2012) y Virpi Sinikka Niëmela (1936-2006). Destacamos aquí el descubrimiento del efecto "Struve-Sahade" en un sistema estelar binario espectroscópico. J. Sahade también propuso la posibilidad de que la estrella secundaria de un sistema binario interactuante pudiese ser más masiva que la primaria. Entre otras actividades, se enfocó en el desarrollo de la astronomía en Argentina y América Latina, fomentó la creación de la "Asociación Argentina de Astronomía" (1958), la "Liga Latinoamericana de Astronomía" y fundó el Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE). Sahade fue el primer Presidente Latinoamericano de la Unión Astronómica Internacional (1985-1988). Su discípula. Virpi Niëmela fue pionera en el estudio de las estrellas Wolf-Rayet (WR) de las Nubes de Magallanes, y en el estudio de sistemas con componentes WR y su evolución. Sus trabajos más notables fueron el estudio de la supernova 1983K y el descubrimiento de las burbujas interestelares alrededor de estrellas masivas. Fue galardonada con el premio Konex de platino y elegida miembro asociado de la "Royal Astronomical Society" (Reino Unido).

### 6. Patrimonio histórico y cultural

En 2004, el Centro del Patrimonio Mundial de la Organización de las Naciones Unidas para la Educación, la Ciencia y la Cultura (UNESCO) anunció la iniciativa "Astronomía y Patrimonio Mundial", con el propósito de encontrar y preservar los sitios y edificios históricos y culturales relacionados con la astronomía. Desde nuestro punto de vista, el patrimonio científico cultural del Observatorio de La Plata, hoy en día la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, tiene un valor universal excepcional y cumple con tres de los diez criterios (II, IV, y VI) de selección indicados por UNESCO. Motivados por la invitación realizada por la Dra. Gudrun Wolfschmidt del Observatorio de Hamburgo (Alemania), se presentó en 2021 una propuesta a la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas para proponer al Observatorio a la lista tentativa de UNESCO en la temática "Observatorios Astronómicos alrededor de 1900 – de la Astronomía Clásica a la Astrofísica Moderna".

### 7. Conclusiones

Los observatorios son monumentos culturales de gran relevancia científica, tecnológica e histórica. En particular, el Observatorio de La Plata fue incluido en un diseño urbanístico innovador desde el principio y diseñado en un concepto moderno y revolucionario, con una organización edilicia distribuida en un parque astronómico. No sólo se diferenció del diseño típico y clásico de los obser-



Figura 6: Telescopio Gran Ecuatorial Gautier, 2013. Imagen de Sixto R. Giménez Benítez

vatorios anteriores a 1870, sino que también se convirtió en un nuevo modelo pragmático.

Desde su fundación, en 1883, el Observatorio mostró una clara transición de la astronomía clásica a la astronomía moderna, que se enmarca en el período del nacimiento de la astrofísica. Se destacó por sus descubrimientos, desarrollo de técnicas de uso universal, y resultados de trabajos de gran valor realizado por reconocidos y afamados investigadores. Además, ha participado en campañas internacionales y actividades interdisciplinarias, y ha desempeñado un papel sobresaliente en la enseñanza de la astronomía en el país y en Latinoamérica.

Consideramos que el Observatorio de La Plata (1883) es un muy buen candidato para la Lista del Patrimonio Cultural de la UNESCO con el tema "Observatorios Astronómicos alrededor de 1900 – de la Astronomía Clásica a la Astrofísica Moderna" junto con el Observatorio de Hamburgo (Alemania). También el Observatorio de Bosscha (Lembang, Java) de Indonesia podría ser tomado en consideración. De esta manera, los tres observatorios conformarían un perfecto ejemplo del desarrollo de la astronomía de siglo XIX-XX en tres continentes.

### Referencias

- Aguilar F., 1934, Revista Astronómica, 6, 245
- Gaviola E., 1940, Revista Astronómica, 12, 141
- Gershanik S., Milone L., 1979, La Evolución de las ciencias en la República Argentina, 1923-1972, 1 ed., Sociedad Científica Argentina
- Hartmann J., 1928, Publicaciones del Observatorio Astronómico de la Universidad Nacional de La Plata, VI
- Hussey W.J., 1916, Popular Astronomy, 24, 141
- Hussey W.J., Dawson B.H., 1914, Publicaciones del Observa-

torio Astronómico de la Universidad Nacional de La Plata, I, 3

- López García Z., 1997, BAAA, 41, 1
- Platzeck R., Gaviola E., 1939, Journal of the Optical Society of America, 29, 484
- Riesnik M., 2010, História, Ciências, Saúde Manguinhos, 17, 679
- Wolfschmidt G., 2011, D. Valls-Gabaud, A. Boksenberg (Eds.), The Role of Astronomy in Society and Culture, vol. 260, 229–234

### Diagnóstico sobre la Enseñanza de la Astronomía en Argentina (segunda parte)

D.C. Merlo<sup>1,2,3</sup>, M.S. De Biasi<sup>1,4,5</sup>, M.A. Corti<sup>1,4,6</sup>, S. Paolantonio<sup>1,3</sup>, N.E. Camino<sup>1,7</sup>, I. Bustos Fierro<sup>2</sup>, B. Bravo<sup>8</sup> & M.P. Alvarez<sup>9</sup>

<sup>1</sup> Coordinación Nacional de la Educación en Astronomía (NAEC Argentina), Comité Nacional de Astronomía,

Office of Astronomy for Education, International Astronomical Union. <sup>2</sup> Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

<sup>3</sup> Museo del Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

<sup>4</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>5</sup> Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

<sup>6</sup> Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET-CICPBA-UNLP, Argentina

<sup>7</sup> Complejo Plaza del Cielo, CONICET-FHCS-UNPSJB, Argentina

<sup>8</sup> Facultad de Ingeniería, UNLP, Argentina

<sup>9</sup> Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina

Contacto / dmerlo@unc.edu.ar

**Resumen** / Se presentan los resultados del diagnóstico realizado sobre la presencia de Astronomía en la formación docente inicial de Profesores de Física de la República Argentina. Se analizaron los Planes de Estudio y los Diseños Curriculares de las distintas carreras dependientes de las 24 jurisdicciones educativas, y de las universidades nacionales, regionales y privadas. Se identificaron las carreras donde se ofrece Astronomía como espacio curricular específico y se analizaron sus características (carga horaria, ubicación en el plan de estudios, contenidos mínimos, programa de la asignatura en vigencia actualmente). Se iniciaron los contactos con los docentes a cargo de las asignaturas de Astronomía con el fin de establecer una red de docentes a cargo de su dictado en los institutos de formación docente, como parte de la etapa final de la investigación en proceso. La metodología utilizada consistió en relevar los sitios web oficiales del Instituto Nacional de Formación Docente, de cada Universidad, del Consejo Interuniversitario Nacional y del buscador de títulos oficiales universitarios de la Secretaría de Políticas Universitarias.

**Abstract** / The results of the diagnosis made on the presence of Astronomy in the initial teacher training of Physics Teachers in the Argentine Republic are presented. The curricula and their designs of the different degrees offered by the 24 educational jurisdictions and by the national, regional and private universities were analyzed. The curricula containing at least one Astronomy course on them were identified and the characteristics of those courses were analyzed (time allocation, location in the curriculum, minimum contents, current syllabus). Contacts with some teachers in charge of Astronomy courses were initiated in order to establish a network of Astronomy courses teachers in teacher training institutes, as part of the final stage of the research in progress. The methodology used consisted of surveying the official websites of the National Teacher Training Institute, of each University, of the National Interuniversity Council and of the search engine for official university degrees of the Secretariat of University Policies.

Keywords / education — sociology of astronomy — miscellaneous

### 1. Introducción

El presente trabajo<sup>\*</sup> busca caracterizar la presencia de la Astronomía en las carreras de Profesorado en Física, de nivel terciario universitario y no universitario, en la República Argentina. La investigación realizada fue de tipo cualitativa con enfoque interpretativo (Hernández Sampieri et al., 2006), buscando generar un diagnóstico dinámico para ir preparando el escenario epistemológico para futuras intervenciones de formación docente, didáctica específica, interacción profesional e investigación educativa. Para concretar este trabajo se implementó un estudio documental sobre Diseños Curriculares Jurisdiccionales y Planes de Estudio (Gorges Neto & Arthury, 2022), accedidos principalmente a través de los sitios web oficiales de las jurisdicciones educativas, de organismos nacionales como el Padrón Oficial de Establecimientos Educativos, el Instituto Nacional de Formación Docente (INFoD), el Consejo Interuniversitario Nacional (CIN) y el Consejo de Rectores de Universidades Privadas (CRUP), y de las distintas universidades e instituciones educativas involucradas. Asimismo, se estableció comunicación con equipos directivos y con docentes de las instituciones de formación docente, con la proyección a futuro de conformar una red colaborativa para el desarrollo de la Didáctica de la Astronomía en

<sup>\*</sup>Esta investigación ha sido realizada por NAEC Argentina y forma parte, además, de las acciones del PIP CONICET "Fortalecimiento de la enseñanza de la Astronomía en el Nivel Secundario" (2021 – 2024).

las distintas carreras de Profesorado en Física de nuestro país.

### 2. Profesorados en Física de la República Argentina

Según el INFoD (julio, 2022), 18 jurisdicciones ofrecen el Profesorado en Física, con un total de 77 carreras en las distintas sedes de los Institutos de Formación Docente, de los cuales 72 son de gestión pública y 5 son de gestión privada. Todas estas ofertas tienen una duración de 4 años; en CABA se ofrece también la carrera de Profesor de Educación Superior en Física, que requiere el cursado de un año más a partir del Profesorado de Educación Secundaria en Física. Por otra parte, 24 universidades nacionales y una universidad regional ofrecen entre sus carreras de formación docente al Profesorado en Física (ninguno de gestión privada).

Cabe destacar que en las jurisdicciones existe un único Diseño Curricular (DC), común para todas las implementaciones de la oferta académica en las diferentes sedes en su ámbito geográfico; las variantes posibles en el desarrollo real de cada carrera consisten en cuestiones como planificación institucional, intereses comunitarios, titulación de los docentes a cargo de los espacios, libertad de cátedra, espacios de definición institucional, etc. Una excepción es la Ciudad Autónoma de Buenos Aires (CABA) donde se ofrece el Profesorado en Física en cuatro sedes, cada una con su propio Diseño. Las instituciones de gestión privada en el ámbito de las jurisdicciones se rigen por el mismo Diseño Curricular que las de gestión pública. A diferencia de los profesorados de dependencia jurisdiccional, los profesorados dependientes de universidades tienen Planes de Estudio que son propios de cada institución, por la autonomía universitaria.

En síntesis, existen en total en nuestro país 43 carreras de Profesorado en Física (18 jurisdiccionales y 25 universitarias). Si consideramos las distintas sedes de implementación de estos profesorados en ciudades y/o barrios de una misma jurisdicción, el número total de Profesorados en Física actualmente en funcionamiento es 105. Este número reviste gran importancia porque es el que realmente indica la diversidad de profesorados en Física del país, en especial en lo que respecta a los cuerpos docentes, a los grupos de estudiantes, a los diseños y planes compartidos o único, y a los entornos sociales.

### 3. Astronomía en los profesorados en Física

En las 43 carreras de Profesorado en Física relevadas, Astronomía está presente como asignatura específica en cerca del 75 %. En las jurisdicciones, 15 de ellas incorporan Astronomía como espacio curricular específico, con diferencias según los respectivos Diseños Curriculares en lo que respecta a carga horaria, contenidos, año de cursado y denominación (Astrofísica, Cosmología, Astronomía, son las más comunes). En las universidades, en 17 de ellas está presente Astronomía como espacio curricular específico, aunque con variantes más pronunciadas en cuanto a aquellas variables antes indicadas, incluyendo las denominaciones.

A los fines del presente estudio, la gran cantidad y diversidad de contenidos conceptuales mínimos propuestos por los distintos planes de estudio de las 43 carreras se han agrupado en las siguientes grandes categorías: Astronomía de posición, Sistemas planetarios, Estrellas, Galaxias, Cosmología, Instrumentación, Exploración espacial, Astronomía a ojo desnudo, Historia de la Astronomía, Astronomía cultural, Enseñanza de la Astronomía, Astrobiología. A la mayoría de las categorías se le asignó subcategorías, que organizan el detalle casi enciclopédico presentado por los planes de estudio: Sistemas planetarios incluye Sistema Solar, subsistema Sol-Tierra-Luna, exoplanetas; Estrellas incluye estudio cuantitativo de la radiación (cuerpo negro, líneas espectrales), magnitudes, clasificación espectral, Diagrama HR, constitución interna/estructura, evolución estelar, estrellas variables, sistemas estelares; Galaxias incluye La Vía Láctea (composición y estructura), otras galaxias, clasificación, grupos y cúmulos de galaxias; Cosmología incluye origen y evolución del Universo, el modelo cosmológico estándar, estructura en gran escala del universo; Astronomía de posición incluye esfera celeste, sistemas de coordenadas astronómicas y geográficas, escalas de tiempo; Instrumentación incluye configuraciones ópticas de telescopios, monturas y movimientos; Astronomía a ojo desnudo incluye apariencia del cielo, constelaciones; Astronomía Cultural incluye modelos, teorías y observaciones; Astrobiología incluye Vida Extraterrestre. Su presencia relativa en la totalidad de carreras estudiadas se muestra en la Figura 1.

#### 4. Aspectos a resaltar y comentarios finales

Son varias las asignaturas sobre Astronomía compartidas con otras especialidades o con designaciones vinculadas a la Física. En el ámbito universitario: Cuyo (Astrofísica y Datos digitales), Formosa (Física VII: Física del Universo), Río Cuarto (Principios físicos de Geología y Astronomía), Río Negro (Física IA/IVB); en el ámbito jurisdiccional: Buenos Aires comparte dos de sus cuatro asignaturas con Física (Física y Elementos de Astronomía y Laboratorio I/II), Catamarca (Física Astronómica), Jujuy (Física del Universo), Santa Fe (Astrofísica y Geofísica) y Tucumán (Óptica y Astrofísica). Es posible entonces que en estas asignaturas no se desarrolle la totalidad del tiempo de cursado dedicado a temas de Astronomía, sino compartiendo con otras áreas, a criterio del docente y de la modalidad de la carrera en cuestión.

Dos asignaturas pertenecientes a profesorados universitarios se cursan en conjunto con la Licenciatura en Astronomía (San Juan y La Plata), lo que da un perfil diferencial a las mismas, ya que la selección y énfasis en el tratamiento de los contenidos es diferente a materias diseñadas específicamente para un profesorado.

En las carreras de las UUNN de Córdoba, del Comahue y del Sur, la asignatura Astronomía es optativa, mientras que en la de Santiago del Estero, Astrofísica y Cosmología aún no ha sido dictada por ser su profesorado una carrera nueva.

Del análisis de los contenidos puede inferirse que en general no hay expuestos en forma clara principios nu-





Figura 1: Presencia de las grandes categorías de contenidos conceptuales sobre Astronomía en los profesorados en Física (Sistemas planetarios es la única categoría que está presente en todos). Figura extraída de (Camino et al., 2022) y reproducida bajo normativa de acceso libre según Licencia Creative Common 4.0 establecida por APFA.

cleadores para la selección de contenidos, sino que los diseños y planes presentan largos listados de temas, organizados en forma clásica, con un grado muy diverso de generalidad, desde detalles a grandes principios, que parecen compendios de índices de libros. Esto mostraría no sólo la falta de una concepción didáctica actualizada sobre el diseño de estas asignaturas, sino que se condiciona la posibilidad de cubrir la totalidad de los contenidos presentados en el desarrollo del ciclo lectivo, dado que la mayoría son materias de baja carga horaria. Asimismo, no hay un lenguaje común entre todos los diseños y planes, designándose de modo diferente conceptos similares, y esto se observa en todas las grandes categorías presentadas en la Figura 1.

Es importante resaltar el hecho de que el 75% de las 43 carreras (105 sedes) de profesorados en Física de Argentina tiene al menos una asignatura sobre Astronomía, característica que brinda grandes posibilidades para que la presencia de esta disciplina en diversas acciones (prácticas, investigaciones didácticas, extensión hacia la comunidad, etc.) tengan una fuerte impronta desde las carreras de Profesorado en Física, y luego en el trabajo en las escuelas secundarias de los futuros profesores en Física, quienes tendrán así un mínimo de formación específica.

Sin embargo, es también de destacar que no hay referencias a la Didáctica de la Astronomía en los diseños curriculares y planes de estudio analizados, tampoco en los contenidos mínimos de las asignaturas específicas ni en las que se proponen como materia optativa. No obstante, los únicos profesorados universitarios que hacen mención explícita en sentido general a la Enseñanza de la Astronomía son los de las universidades de Río Cuarto, Rosario, Córdoba y UNIPE, y en el ámbito jurisdiccional únicamente el profesorado de Neuquén.

Asimismo, los listados de contenidos son de tipo con-

observación, la medición, la modelización, y lo experimental en Astronomía. Sólo se indican los contenidos conceptuales a ser aprendidos sin resaltar la importancia de discutir el modo en que se construyó ese conocimiento que hoy validamos para ser enseñado. Además, son muy pocas las carreras en las cuales se indica en forma explícita el tratamiento de contenidos vinculados con la Historia de la Astronomía, con la Astronomía Cultural y con la Astrobiología (Figura 1), áreas emergentes de gran importancia para la Astronomía y la ciencia en general, así como de relevancia social. Finalmente, se ha identificado que existirían aproximadamente cien docentes a cargo de materias específi-

ceptual casi en su totalidad; no están explícitamente in-

dicadas cuestiones metodológicas, discusiones sobre la

madamente, se na identificado que existiniar aprovimadamente cien docentes a cargo de materias específicamente vinculadas a la Astronomía en la formación docente inicial de Profesores en Física en nuestro país. Esta proyección da una oportunidad única para futuras acciones, en especial de formación docente en servicio, de investigaciones educativas, de encuentros específicos, de conformación de redes para el trabajo didáctico, en los profesorados y en los secundarios, para compartir, formarse, y construir "memoria didáctica", entre otros aspectos de relevancia para la comunidad amplia de astrónomos y educadores.

#### Referencias

- Camino N.E., et al., 2022, Revista de Enseñanza de la Física, 34, 65–73
- Gorges Neto L., Arthury L.H.M., 2022, Revista Latino-Americana de Educação em Astronomia, 27–42
- Hernández Sampieri R., Fernández-Collado C., Baptista Lucio P., 2006, Metodología de la investigación científica, 4ta ed., Editorial McGraw-Hill Interamericana, México DF, México

### Identificación de las placas originales del homúnculo de $\eta$ Carinae

S. Paolantonio<sup>1</sup>, S. Lacolla<sup>2</sup>, V. Lencinas<sup>2,3</sup> & D.C. Merlo<sup>1</sup>

Museo del Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

<sup>2</sup> Biblioteca "Roberto F. Sisteró", OAC-UNC, Argentina

<sup>3</sup> Facultad de Filosofía y Humanidades, UNC, Argentina

Contacto / paolantoniosantiago@gmail.com

**Resumen** / El descubrimiento de la nebulosidad circundante a la singular estrella  $\eta$  Carinae fue uno de los primeros grandes logros realizados desde la Estación Astrofísica de Bosque Alegre. Los resultados de estas investigaciones constituyeron un significativo aporte a la Astronomía, por lo que las placas con las imágenes y los espectros obtenidos resultan ser un material con un valor histórico inestimable. Mientras que las placas de los espectros se encontraban identificadas en los archivos del Observatorio, se desconocía la ubicación de las imágenes tomadas en los focos Newtoniano y Cassegrain del telescopio de 1,54 m, por lo que las únicas reproducciones disponibles de las mismas eran las incluidas en las publicaciones originales. En el marco del *Programa de Preservación y Puesta en Valor del Archivo de Placas* del Observatorio Astronómico de Córdoba, finalmente fue posible identificar estas placas históricas. En este trabajo se describe el contexto relacionado con este descubrimiento, y también se presenta el procedimiento de identificacion realizado, el proceso de preservación que se viene realizando con todo el material histórico de placas disponible en la Institución, como así también la disponibilidad futura del mismo.

**Abstract** / The discovery of the nebula surrounding the singular star  $\eta$  Carinae was one of the first great achievements made at the Bosque Alegre Astrophysical Station. The results of these investigations were a significant contribution to Astronomy, for that the plates with the images and spectra obtained turn out to be a invaluable historical material. While the spectra plates were identified in the Observatory archives, the location of the images taken at the Newtonian and Cassegrain focuses of the 1.54 m telescope was unknown, so the only available reproductions of this images were included in the original publications. Through the *Program for the Preservation and Enhancement of the Archive of Photographic Plates* of the Córdoba Astronomical Observatory, it was finally possible to identify these historical plates. The historical context related to this discovery is summarized with the identification procedure and preservation process carried out with the historical plates available at the Institution, as well as the future accessibility of this material.

Keywords / history and philosophy of astronomy — stars: coronae — astronomical databases: miscellaneous

### 1. Introducción

La estrella  $\eta$  Carinae fue centro de atención de los astrónomos del Observatorio Nacional Argentino (hoy Observatorio Astronómico de Córdoba-OAC) desde antes de su fundación, ya que se realizaron determinaciones regulares de su brillo y comportamiento visuales desde octubre de 1870; además, en el marco de las *"Fotografías Cordobesas"*, se lograron 32 placas de la zona que contiene al objeto entre los años 1872 y1882. A partir de 1918, con la puesta en servicio del telescopio reflector de 76 cm, el Dr. Charles Perrine obtuvo varias fotografías de la región de  $\eta$  Carinae hasta mediados de la década de 1930 (Paolantonio, 2012).

Con posterioridad a la inauguración de la Estación Astrofísica de Bosque Alegre (EABA) en 1942,  $\eta$  Carinae fue objeto de numerosos estudios. La primera fotografía con el telescopio de 1,54 m, se realizó en el foco Newtoniano (Fig. 1) (Libro RN Nº1; pp.24-25). Con el nuevo espectrógrafo estelar en el foco Cassegrain, el entonces director Dr. Enrique Gaviola la observó a través del ocular (9/01/1944), vislumbrando que la estrella se encontraba inmersa en una pequeña nebulosidad (Gaviola, 1950). Por recordarle la forma de un hombre pequeño, Gaviola le llamó *"homúnculo"*, denominación con la que aún hoy se conoce la estructura nebular bipolar que la rodea. Con posterioridad, Gaviola realizó una investigación detallada de la forma y dinámica de la nebulosidad, a partir de varias decenas de fotografías directas y espectros. La mayor parte de este trabajo fue llevado adelante con la colaboración de Ricardo Platzeck y David Mc Leish, debido a que Gaviola había dejado el Observatorio, luego de renunciar a la dirección del mismo en 1947.

Resultados preliminares de estas investigaciones fueron comunicados entre 1944 y 1946 (Gaviola, 1946a,b,c). En cuanto a los resultados definitivos, se publicaron artículos en los que se detalla el descubrimiento y diversas características de la nebulosa circundante a  $\eta$  Carinae (Gaviola, 1950, 1953), destacándose la primera mención de su expansión, la cual fue cuantificada en varios segundos de arco por siglo (Smith, 2012).



Figura 1: Primera placa de la región de  $\eta$  Carinae, obtenida en la EABA (foco Newtoniano) el 7/04/1943 por Martín Dartayet (Sur hacia arriba, Este a la izquierda). (Archivo OAC).

### 2. Preservación y puesta en valor de placas fotográficas del OAC

Con este nombre referimos al programa iniciado en 2011 con la transferencia del "Archivo de Placas" al *Área de Biblioteca y Archivo* del OAC. Se obtuvieron financiamientos a través de la Fundación Bunge & Born, de la Secretaría de Ciencia y Tecnología (SECYT) y del *Programa de Bibliotecas*, las dos últimas de la Universidad Nacional de Córdoba (UNC), además de la propia Institución. Se mudó la colección a un espacio con control de temperatura y humedad, se avanzó en la limpieza y cambio de envoltorios y cajas con el fin de estabilizar los soportes, como así también se integró placas que se encontraban en otros espacios del OAC y del IATE (CONICET).

Las placas correspondientes a los cúmulos estelares fueron digitalizadas por el CeHIPE (Centro de Estudios Históricos e Información Parque de España) en 2012 con un escáner Epson Perfection V700 Photo, mientras que las demás fotografías se digitalizaron en el OAC con un escáner similar (V600), generalmente en escala de grises. Mientras que las primeras digitalizaciones se realizaron en 8 bits, posteriormente fueron en 16 bits. Asimismo las resoluciones varían entre 3200 y 4800 ppp. A la fecha se han digitalizado alrededor del 50 % de las "placas sociales", unas 2100 fotografías que muestran personas, edificios e instrumentos del OAC, 500 placas de cúmulos estelares y la totalidad de las 1030 *"Fotografías de Galaxias Australes"* del Dr. José Luis Sérsic.

La digitalización es solo el primer paso para la constitución de las colecciones fotográficas digitales. En este sentido se prevé dos productos finales: el primero, la transferencia de las imágenes digitales al Nuevo Observatorio Virtual Argentino (NOVA) para uso astronómico; y el segundo, la transferencia al Repositorio Digital de la UNC (RDU) para fines históricos, de educación y de extensión. Mientras que los astrónomos requieren que las mismas sean orientadas adecuadamente sobre el plano del cielo, convertirlas a formato FITS y asignarles los metadatos de posición, el uso para fines históricos necesita una descripción documental que explicite el contexto de la producción. En la actualidad, las tareas de conservación, digitalización y construcción de metadatos del "Archivo de Placas" se encuentran interrumpidas debido a que se ha decidido intervenir en la conservación del archivo científico sobre papel. Sin embargo, se atienden consultas de investigadores interesados en el mismo y se realizan digitalizaciones a pedido.

### 3. Placas identificadas

Mientras que las placas de los espectros obtenidos para el estudio de  $\eta$  Carinae se encontraban identificadas, se desconocía la ubicación de las imágenes tomadas en los focos Newtoniano y Cassegrain del telescopio de 1,54 m, a pesar de las búsquedas llevadas adelante con antelación, por lo que las únicas reproducciones disponibles eran las publicadas por Gaviola en los artículos mencionados con anterioridad (Paolantonio, 2022).

En el marco del Programa referido en la Sección 2, y con el asesoramiento del Museo del Observatorio Astronómico (MOA), finalmente fue posible identificar las placas que se encontraban mezcladas junto a las correspondientes al *Catálogo de Galaxias Australes*. Las mismas fueron acondicionadas, registradas y digitalizadas en el año 2022.

Entre las fotografías identificadas se encuentra la primera obtenida por Martín Dartayet (Fig. 1), y las cinco utilizadas en las publicaciones de los estudios con la autoría de Enrique Gaviola: una obtenida en el foco Cassegrain (identificada como C33) y cuatro en el foco Newtoniano (identificadas como RN 508, 509, 524 y 579). En total se hallaron 95 placas, con un tamaño de  $9 \times 12$ cm, las que en general se encuentran en buen estado. De éstas, 62 placas corresponden a imágenes directas realizadas en el foco Cassegrain y 19 en el Newtoniano del telescopio de 1,54 m, entre 1943 y 1959. Además se encuentran 14 placas fotométricas obtenidas las noches del 21 y 22 de abril de 1963 en el foco Cassegrain, de las que no se ha podido determinar autoría ni si formaron parte de alguna publicación. En la Fig. 2 se puede apreciar parte de la placa C33, con 9 exposiciones con tiempos crecientes, para el estudio de la forma de la nebulosidad, mientras que en la Fig. 3 se muestra el detalle correpondiente a la exposición de 256 segundos. En la Fig. 4 se incluye la imagen de la placa 508 obtenida en el foco Newtoniano también con exposiciones múltiples. Todo



Figura 2: Detalle de la placa C33 (foco Cassegrain) de  $\eta$  Carinae obtenida el 7 de marzo de 1945. Cuenta con exposiciones múltiples de 1, 2, 4, 8, 16, 32, 64, 128 y 256 segundos, entre los cuales el telescopio se movió en dirección Norte-Sur (Norte arriba, Oeste a la izquierda). (Archivo OAC).



Figura 3: Detalle de la placa C33 de la Fig. 2, en el cual se aprecia el "homúnculo" de  $\eta$  Carinae. (Norte arriba, Oeste a la izquierda). (Archivo OAC)

el material identificado por el momento se encuentra en un repositorio local y en un futuro cercano se encontrará disponible para todo el público interesado. No obstante, si se necesita disponer de ello, pueden contactarse electrónicamente a la Biblioteca del OAC.

### 4. Conclusiones

Los resultados de los estudios sobre la nebulosidad en el entorno inmediato a $\eta$ Carinae constituyeron una signi-



Figura 4: Placa original de la región de  $\eta$  Carinae realizada en el foco newtoniano (RN508) con seis exposiciones, obtenida el 1º/02/1944. Tres de ellas se obtuvieron moviendo el telescopio en dirección Norte-Sur y las otras tres en dirección Este-Oeste. Los tiempos de exposición se registraron en el extremo inferior derecho de la placa (Sur hacia arriba, Este a la izquierda). (Archivo OAC).

ficativa contribución a la astronomía, en vinculación con un objeto que aún hoy es motivo de numerosas investigaciones. Por otro lado, este descubrimiento fue el primer resultado de importancia obtenido con el telescopio reflector de la EABA, a ochenta años de su fundación. Las placas con las imágenes y los espectros identificados constituyen un material con valor histórico inestimable, a la vez que es posible que aún tengan importancia científica, lo cual abordaremos en un futuro trabajo.

Agradecimientos:Las/os autoras/es agradecen al referí por las sugerencias que mejoraron la presentación de este trabajo.

#### Referencias

- Gaviola E., 1946a, Revista UMA-AFA, 11, 907
- Gaviola E., 1946b, AcA, 18, 243
- Gaviola E., 1946c, Nature, 158, 402
- Gaviola E., 1950, ApJ, 111, 408
- Gaviola E., 1953, ApJ, 118, 234
- Paolantonio S., 2012, Blog Historia de la Astronomía, "El Homúnculo de Eta Carinae"
- Paolantonio S., 2022, Blog Historia de la Astronomía, "El Homúnculo de Eta Carina, identificación de las placas originales"
- Smith N., 2012, "All Things Homunculus", en "Eta Carinae and the Supernova Impostors", K. Davidson & R. Humphreys edits., 145–169

### Red de museos de observatorios astronómicos argentinos

D.C. Merlo<sup>1</sup>, N. Balbi<sup>2</sup>, A. Blain<sup>3</sup>, G. Bosch<sup>4,5,8</sup>, M. Bozzoli<sup>1,6,8</sup>, S.R. Giménez Benítez<sup>5</sup>, L.F. Marmolejo<sup>7</sup> & S. Paolantonio<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Museo del Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

<sup>2</sup> Museo "Lic. Gustavo Rodríguez" del Observatorio de Física Cósmica "Padre Bussolini", Argentina

<sup>3</sup> Museo de la Asociación Argentina Amigos de la Astronomía, Argentina

<sup>4</sup> Museo de Astronomía y Geofísica, FCAGLP-UNLP, Argentina

<sup>5</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>6</sup> Centro de Investigaciones de la Facultad de Filosofía y Humanidades, CIFFyH–UNC, Argentina

<sup>7</sup> Museo "Ing. Reinaldo A. Carestia", OAFA-UNSJ, Argentina

<sup>8</sup> Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

Contacto / dmerlo@unc.edu.ar

**Resumen** / Dentro del marco celebratorio del sesquicentenario del nacimiento de la astronomía argentina, en el mes de agosto del año 2021, los representantes del Museo de Astronomía y Geofísica de la Universidad Nacional de La Plata, del Museo "Ing. Reinaldo A. Carestia" del Observatorio Astronómico "Félix Aguilar" de la Universidad Nacional de San Juan, y del Museo del Observatorio Astronómico de la Universidad Nacional de Córdoba decidieron la creación de la Red de Museos de Observatorios Astronómicos Argentinos. Posteriormente se incorporaron a la misma el Museo del Observatorio de Física Cósmica "Padre Pablo Bussolini" y el Museo de la Asociación Argentina "Amigos de la Astronomía". En este trabajo se presentan los objetivos generales, aspectos organizativos y actividades previstas a realizar por la Red en el mediano y largo plazo.

**Abstract** / In the context of the sesquicentennial celebration of the birth of Argentine astronomy. the members of the Museo de Astronomía y Geofísica of the Universidad Nacional de La Plata, the Museo "Ing. Reinaldo A. Carestia" of the Observatorio Astronómico "Félix Aguilar" of the Universidad Nacional de San Juan, and the Museo del Observatorio Astronómico of the Universidad Nacional de Córdoba, decided the creation of the Red de Museos de Observatorios Astronómicos Argentinos. Subsequently, the Museo del Observatorio de Física Cósmica "Padre Pablo Bussolini" and the Museo of the Asociación Argentina "Amigos de la Astronomía" were incorporated. This paper presents the general objectives, organizational aspects and activities planned to be carried out by this Network in the medium and long-term.

Keywords / history and philosophy of astronomy - sociology of astronomy - outreach

### 1. Introducción

El International Council Of Museums (ICOM) es la organización internacional que nuclea a museos y más de 45000 profesionales de 138 países, quienen tienen la tarea de "investigar, perpetuar, perennizar y transmitir a la sociedad el patrimonio cultural y natural mundial, presente y futuro, tangible e intangible", alentando el desarrollo de redes profesionales.

La Secretaría de Patrimonio Cultural (SPC) del Ministerio de Cultura de la Nación tiene registrado actualmente más de 400 museos estatales y privados, urbanos y rurales, a través de la plataforma digital Registro de Museos Argentinos RMA, desde la cual se impulsa el trabajo en redes y así visibilizar la riqueza y diversidad, tanto cultural como patrimonial, que caracterizan a nuestro país

En la segunda mitad del siglo XX se fueron creando una serie de museos en varias instituciones astronómicas argentinas con las características descriptas, con un patrimonio de gran valor histórico-científico, pero con acciones en general dispersas y desconectadas. Con el advenimiento del sesquicentenario del nacimiento de la investigacion astronómica en nuestro país, consideramos oportuno poner en valor el patrimonio astronómico que cada institución afín dispone, relevando, organizando e investigando el mismo.

#### 2. Antecedentes

En estos 150 años de historia, los observatorios astronómicos argentinos se relacionaron entre sí a través de las personas que trabajaron en ellos indistintamente, compartiendo entonces una historia común, que en gran medida es la historia de la astronomía argentina. A su vez, los museos astronómicos argentinos tienen objetivos comunes, además de que los patrimonios que resguardan están entrelazados, tanto en relación a la documentación como a los instrumentos de observación, cálculo y medición entre otros.

En este sentido, el Museo de Astronomía y Geofísica (MAG) fue creado en julio de 1997, tiene su sede en la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de la Universidad Nacional de la Plata (FCAGLP) y tiene como objetivo la gestión, recuperación, conservación y difusión del patrimonio histórico y cultural de la FCAGLP. Como museo universitario, busca crear un espacio de investigación y de diálogo con la comunidad sobre el patrimonio del Observatorio y la historia de la Astronomía, la Meteorología y la Geofísica en la región. El patrimonio del Museo está constituido por los instrumentos científicos que fueron incorporados a lo largo de su historia y que dan cuenta de los comienzos de la Astronomía y la Geofísica en nuestro país; además de documentos generados en la institución, más de un centenar de libros antiguos y un gran número de placas fotográficas con imágenes y espectros de objetos celestes. El MAG forma parte del Área de Extensión de la Facultad y cuenta con un sistema de visitas guiadas, dirigidas al público general y escolar en todos sus niveles. La información de su muestra permanente y de otras muestras temporarias está disponible en su sitio web.

A su vez, el Museo "Ing. Reinaldo Augusto Carestia" (MRC) fue inaugurado el 28 de septiembre de 1998, cuando el Observatorio Astronómico "Félix Aguilar" perteneciente a la Universidad Nacional de San Juan, celebraba sus 45 años de existencia. Lleva el nombre de quien fuera un importante investigador y destacado docente universitario, Jefe del Grupo de Investigación Círculo Meridiano. Es un museo pensado con fines didácticos, que cuenta con 4 recintos de exposición denominadas: Sala Principal, de Instrumentos Meteorológicos, del Telescopio Ecuatorial y de Dispositivos de Almacenamiento de Datos. En su atención al público, la muestra está organizada teniendo en cuenta los siguientes ítems: a) telescopios, b) relojes, c) instrumentos de cálculo, d) instrumentos meteorológicos, e) otros elementos, y f) paneles didácticos e informativos. Cada objeto de la exposición cuenta con una ficha técnica donde se consignan datos, materiales de construcción, descripción y usos de los mismos, lo que permite hacer una visita autoguiada.

Por otra parte, el Museo "Presidente Domingo F. Sarmiento-Dr. Benjamin A. Gould", usualmente llamado Museo del Observatorio Astronómico (MOA), fue fundado a finales del año 2003 y pertenece a la segunda generación de espacios museográficos de la Universidad Nacional de Córdoba que rescatan su cultura material (Bonnin, 2012). Comprende un parque de 3 ha. a pocas cuadras del centro histórico de la ciudad de Córdoba, y sus salas de exposición se encuentran ubicadas en el edificio principal del Observatorio Astronómico<sup>\*</sup>. En el mismo se relata la historia de los orígenes y primeros pasos de la astronomía argentina, que son -al mismo tiempo- los primeros pasos de las ciencias naturales en nuestro país, en particular, de la consolidación nacional en las últimas décadas del Siglo XIX. Su patrimonio está integrado por colecciones de instrumentos astronómicos, meteorológicos, de comunicaciones, de medición, de cálculo, entre otros, de los siglos XIX y XX, como también colecciones documentales escritas: libros, revistas, papeles administrativos, mapas, correspondencia epistolar, etc. de los siglos mencionados. Asimismo, se destacan muebles de época y colecciones de fotografías astronómicas tomadas desde 1871 a 1960. Finalmente, en 2008 formó parte de la creación del Programa de Museos



Figura 1: Vistas parciales de los museos de la Red: (1) MAG; (2) MOA; (3) MRC; (4) MAAAA; y (5) vista aérea del OFCPB, donde funciona el MGR.

de la UNC (PROMU), que tiene por objetivo diseñar políticas y líneas de trabajo, promoviendo el desarrollo y la actualización de sus museos en forma integral y colaborativa, desarrollando las áreas de preservación de sus colecciones, la investigación, la exhibición de su patrimonio, y la realización de acciones educativas no formales (Merlo et al., 2022).

La Asociación Argentina "Amigos de la Astronomía" (AAAA) es una entidad de bien público sin fines de lucro, fundada en enero de 1929, que tiene por objetivo difundir y cultivar la Astronomía. Desde sus misma creación, ha nucleado tanto a aficionados como profesionales de esta ciencia que desean desarrollar actividades relacionadas con ella, permitiéndoles compartir el placer de observar a través de telescopios y participar en trabajos de investigación, enriqueciéndose con el conocimiento y la experiencia adquirida por medio de su relación con el Universo, utilizando los diversos instrumentos con que cuenta su Observatorio. Esta Asociación dispone de un Museo (MAAAA) el cual fue parte del proyecto inicial de la conformación de la asociación, como se puede advertir del proyecto de Ordenanza Municipal que le dio origen (Descalzo, 1938).

En 1935 se inaugura en San Miguel (Prov. de Bs.As.), el Observatorio de Física Cósmica, nombrado luego "Padre Juan Antonio Bussolini" (OFCPB), primero en su tipo en Argentina, creado por iniciativa del Mons. Fortunato Devoto, por entonces presidente del Consejo Nacional de Observatorios, gestionado por la Compañía de Jesús. El mismo estaba destinado al estudio de las influencias de la actividad solar en la Tierra, en particular en el clima y los movimientos sísmicos, por lo que vinculaba estudios astronómicos con los meteorológicos y geofísicos (Paolantonio, 2017). En 2019 se funda su Museo, recientemente denominado "Lic. Gustavo Rodríguez" (MGR), como parte del Proyecto de Recuperación del Observatorio (Balbi, 2022) y en el cual se están haciendo trabajos de restauración de sus equipos orientado a la divulgación de las Ciencias, y en especial de la Astronomía, la Arqueoastronomía y la Física. Se recuperaron equipos del siglo XIX y de principios del siglo XX, realizando actividades públicas y gratuitas con equipos modernizados. Se realizan también observaciones en red con otros observatorios, de acuerdo a sus ubicaciones geográficas.

En la Fig. 1 se muestran vistas parciales de estos cinco museos.

<sup>\*</sup>Declarado Monumento Histórico Nacional en el año 1995.

Merlo et al.

### 3. Creación de la Red

El 11 de agosto de 2021, representantes del MAG (SGB), del MRC (LM) y del MOA (SP y DM), firmaron un acta (en forma remota) creando la Red de Museos de Observatorios Astronómicos Argentinos (RedMOAA), en la cual se explicitaron los siguientes objetivos:

- Contribuir a la puesta en valor del patrimonio de cada uno de los museos integrantes.
- Aportar al desarrollo de una mayor conciencia museológica e histórica en los diferentes actores de la Astronomía Argentina y la sociedad en general.
- Preservar, mejorar y acrecentar el patrimonio museológico de cada uno de los museos de los observatorios astronómicos del país.
- Enriquecer el desarrollo de la investigación de la historia de la Astronomía argentina generando la interacción permanente entre los integrantes de los museos astronómicos.
- Tender a la formalización de los museos astronómicos en el ámbito de las instituciones integrantes de la red (personal especializado propio y dedicado).
- Constituir a la Red como organismo consultor ante toda intervención de los bienes muebles e inmuebles que potencialmente posean valor patrimonial.
- Apoyar las gestiones relacionadas con la financiación de proyectos, individuales o en conjunto (restauración de instrumentos, digitalizaciones, etc.).
- Contribuir a dar una mayor visibilidad al actuar de los integrantes de la Red, a partir de acciones compartidas, tales como la creación de una página web con las novedades de cada institución, reuniones o conferencias.
- Llevar adelante un indexado del patrimonio astronómico, con el objetivo de construir un inventario común nacional de bienes astronómicos.
- Realizar actividades conjuntas y experiencias extensionistas en temáticas afines a la historia de la astronomía, tanto nacional como internacional.

### 4. Actividades

La Red tiene una dirección colegiada, con un Comité de Representantes, designados por los museos que la componen, y un Coordinador que la representa oficialmente. Como primera actividad se resolvió enviar invitaciones para participar a los Museos MGR y MAAAA, los cuales actualmente forman parte de la Red. Además, otros emprendimientos realizados o en progreso son los siguientes:

- Creación de un logo identificativo (ver Fig. 1).
- Elaboración para 2023 del sitio web de la Red.
- Confección de un registro del patrimonio resguardado por los museos de la Red (en etapa de análisis).
- Organización de exposiciones en reuniones de la AAA (ver Fig. 2).
- El MOA y el MAAAA iniciaron un programa de entrevistas a miembros de las instituciones tendiente a la recuperación del patrimonio inmaterial.



Figura 2: Primera muestra realizada por la Red<br/>MOAA en el marco de la  $64^a$ Reunión Anual de la AAA.

### 5. Comentarios finales

Los museos son espacios visibles y confiables para el diálogo, la actividad y la discusión de ciencia y tecnología, constituyendo un importante complemento para la educación formal y la educación continua. Además, son vectores interesantes que posibilitan despertar vocaciones hacia carreras afines. Por lo tanto deben presentar el conocimiento global, dentro de una realidad local, con inclusión y equidad. Asimismo, como promotores de la universalidad de la ciencia, son espacios propicios para la comunicación entre la comunidad científica y el público, como también nexos que permiten establecer vínculos con el sistema de educación formal, con las artes, las empresas, los tomadores de decisiones y los medios. También deben presentar problemas de interés para las comunidades locales, regionales y globales, así como el desarrollo de programas con el fin de promover la participación del público en la resolución de tales problemas (Reynoso Haynes, 2014)

Por ello reafirmamos la importancia de mancomunar esfuerzos que permitan visibilizar, local y globalmente, la historia de la Astronomía de nuestro país. Para ello concretamos la formación de esta Red a fin de valorizar museológicamente el patrimonio de cada uno de los museos integrantes, consolidando su rica historia, propiciar la investigación histórica en esta disciplina y, entre otros objetivos ya planteados, participar en toda acción destinada a la puesta en valor de cada institución involucrada y de otras que se quieran adherir y compartir con nosotros este desafío.

Agradecimientos: Los autores agradecen al referí por las sugerencias que mejoraron la presentación de este trabajo.

### Referencias

- Balbi J.N., 2022, Las tres versiones del cielo, Edit. Munic. de San Miguel, Bs.As., Argentina, 215
- Bonnin M., 2012, Memorias materiales. Museos de la Universidad Nacional de Córdoba. Edit. UNC
- Descalzo E., 1938, Revista Astronómica N $^{o}$  69, Tomo X, 328 Merlo D.C., et al., 2022, Epistemol. e Historia de la Astro-
- nomía Vol. I, Bozzoli, M. et al. (edits.), FFyH-UNC, 236 Paolantonio S., 2017, Blog *Historia de la Astronomía*: "Ob-
- servatorio de Física Cósmica de San Miguel"
- Reynoso Haynes E., 2014, Revista Digital Universitaria, 15, art<br/>15 $\,$

### IMGpypes: "Pipelines" genéricos para imágenes en modo directo

G.L.  $Baume^{1,2}$ 

<sup>1</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>2</sup> Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

Contacto / gbaume@fcaglp.unlp.edu.ar

**Resumen** / Se ha desarrollado un conjunto de códigos ("pipelines") que efectúan los procedimientos para la reducción automática de imágenes astronómicas obtenidas en modo directo. Estos códigos se construyeron sobre la base de varios paquetes actuales, de amplia difusión y desarrollados en lenguaje PYTHON. Los procedimientos empleados permiten llevar a cabo las correcciones usuales debidas a efectos instrumentales, adicionar información astrométrica a los metadatos de las imágenes y efectuar fotometría de las correspondientes fuentes puntuales. Los códigos han sido desarrollados de forma que se puedan adaptar a imágenes generadas con distintos instrumentos, permitiendo un tratamiento homogéneo de los datos. Los resultados fueron comparados con los que se obtienen utilizando los paquetes tradicionales de IRAF.

**Abstract** / A set of codes ("pipelines") have been developed to carry out the procedures for the automatic reduction of astronomical images obtained in direct mode. These codes were built using several current, widely distributed packages developed in the PYTHON language. The procedures used allow carrying out the usual corrections due to instrumental effects, adding astrometric information to the metadata of the images and performing photometry of the corresponding point sources. The codes have been developed in such a way that they can be adapted to images generated with different instruments, allowing a homogeneous treatment of the data. The results were compared with those obtained using traditional IRAF packages.

Keywords / techniques: image processing — techniques: miscellaneous — techniques: photometric

#### 1. Introducción

La reducción de datos astronómicos utilizados en los rangos espectrales óptico e infrarrojo se ha llevado a cabo en las últimas décadas de una forma casi exclusiva utilizando el software "Image Reduction and Analysis Facility" (IRAF<sup>1</sup>). Si bien IRAF ha soportado muy bien el paso del tiempo, en la última década se ha producido un avance importante de nuevas herramientas informáticas que tienden a desplazarlo. El crecimiento en el uso del lenguaje PYTHON dentro de la comunidad astronómica, junto con su ecosistema de paquetes dedicados se ha tornado en una opción para ser la alternativa moderna para reemplazar el uso de IRAF.

Varios observatorios se encuentran actualmente llevando a cabo dicho reemplazo, (p.e. DRAGONS<sup>2</sup>). No obstante, estos desarrollos son muy dedicados a los datos que produce el instrumental de cada observatorio. No se ha realizado al momento un desarrollo genérico que pueda ser aplicable a una variedad de datos de diferente origen. Paralelamente, existen paquetes que se están imponiendo como estándares para realizar diferentes fases de la reducción de imágenes astronómicas, pero ellos no se encuentran integrados en una única herramienta como ocurre con IRAF.

En este trabajo se presenta una primer versión de

IMGPYPES<sup>3</sup>, un conjunto de "pipelines" basadas en PYTHON y orientadas al procesamiento de imágenes en modo directo de diferentes observatorios. En la sección 2 se indican las fuentes de datos sobre las que evaluaron los códigos. A continuación, en la sección 3, se describe el funcionamiento básico de los "pipelines". Finalmente, en la sección 4, se indican los resultados preliminares obtenidos.

#### 2. Datos

Los códigos presentados se han aplicado sobre imágenes obtenidas en modo directo en diferentes observatorios y disponibles en sus correspondientes bases de datos públicas. En particular se han utilizado datos obtenidos con la cámara ROPER (Telescopio Jorge Sahade, JS, de CASLEO<sup>4</sup>) y datos adquiridos con la cámara Y4KCam (Telescopio 1m de CTIO<sup>5</sup>).

#### 3. Metodología

El conjunto de códigos desarrollados para el procesamiento de las imágenes se pueden separar en tres etapas:

• Pre-reducción de imágenes: En esta primer etapa, el código posee el objetivo de corregir los efectos

 $<sup>^{1}\</sup>mathrm{IRAF}$  is distributed by NOAO, which is operated by AURA under a cooperative agreement with the NSF.

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>AURA-Gemini, ASCL, 1811.002

 $<sup>^{3} \</sup>rm https://github.com/gbaume/IMG pypes.git$ 

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup>https://casleo.conicet.gov.ar/base-de-datos-observacionales/

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup>https://astroarchive.noirlab.edu/portal/search/



Figura 1: Diagrama en bloques del procedimiento, denominado REDPYPE, utilizado para realizar la corrección de efectos

instrumentales, la alineación de imágenes y la calibración as-

instrumentales que poseen las imágenes obtenidas con una cámara astronómica en modo directo. Dicho código se desarrolla siguiendo el esquema pre-

sentado en los primeros tres bloques del "pipeline"

denominado REDPYPE (ver Fig. 1). Estos códigos se

han basado en rutinas de los paquetes  $NUMPY^6$  (Harris et al., 2020), ASTROPY<sup>7</sup> (Astropy Collaboration et al., 2022), CCDPROC<sup>89</sup> (Craig et al., 2017) y MAT-

PLOTLIB<sup>10</sup> (Hunter, 2007) del ecosistema Python.

Las entradas del código consisten en las imágenes a

procesar y un archivo de texto con los parámetros

que indican que tipo de correcciones realizar. La sa-

lida de esta etapa son las imágenes corregidas y las

imágenes de calibración utilizadas para dicha correc-

Alineación y astrometría: Esta etapa se lleva a cabo

IMGpypes



Figura 2: Vista parcial de una de las salidas de REDPYPE presentando las imágenes de calibración promediadas junto con sus respectivos cortes transversales. Los *paneles de la izquierda* corresponden al *Bias* promediado. Los *paneles de la derecha* corresponden a un *Flat* promediado. Datos: CAS-LEO.



Figura 3: Diagrama en bloques del procedimiento, denominado PHOTPYPE, utilizado para llevar a cabo las metodologías de fotometría de apertura y fotometría PSF.

mediante los pasos del último bloque del"pipeline" denominado REDPYPE (ver Fig. 1). Para la alineación se ha utilizando el paquete ASTROALIGN<sup>11</sup> (Beroiz et al., 2020). Luego, para una primer aproximación (algunos arcosegundos) de la calibración astrométrica, se usó el algoritmo de ASTRO-METRY.NET<sup>12</sup> (Lang et al., 2010). Finalmente, se empleó el catálogo de GAIA DR3 (Gaia Collaboration, 2022) para mejorar la precisión. Para que el código pueda llevar a cabo los últimos pasos de calibración es necesario que el usuario disponga del acceso tanto al sitio de ASTROMETRY.NET como a la base de

<sup>8</sup>https://ccdproc.readthedocs.io/en/latest/

<sup>6</sup>https://numpy.org/

ción (ver Fig. 2).

<sup>7</sup>https://www.astropy.org/

trométrica.

 $<sup>^{11} \</sup>rm https://astroalign.quatrope.org/en/latest/$ 

<sup>&</sup>lt;sup>12</sup>https://astrometry.net/

<sup>&</sup>lt;sup>9</sup>https://www.astropy.org/ccd-reduction-and-photometry-guide/

<sup>&</sup>lt;sup>10</sup>https://matplotlib.org/

#### Baume



Figura 4: Una de las salidas de PHOTPYPE donde cada línea de paneles indican los resultados de diferentes etapas del proceso de fotometría: Identificación de objetos en una imagen corregida de efectos instrumentales. Modelado del background. Modelado de la PSF. Imagen con las estrellas sustraídas luego de efectuar la fotometría PSF. Datos: CAS-LEO (Berkeley 73 en banda B).

datos "Vizier" mediante el uso del paquete ASTRO-QUERY<sup>13</sup> (Ginsburg et al., 2019).

Fotometría de objetos puntuales: Esta etapa es opcional y se realiza con el "pipeline" PHOTPYPE (ver Figs. 3 y 4). Estos códigos se basan principalmente en el uso del paquete PHOTUTILS de PYTHON. El código desarrollado se destaca por el modelado de la PSF a partir de una selección automática de estrellas brillantes aptas para ser utilizadas con esta finalidad. Las entradas requeridas por el código son las imágenes ya pre-reducidas y un archivo de texto con los parámetros que indican el tipo de fotometría a realizar y sus respectivos parámetros. Las salidas de esta etapa son las tablas de fotometría (no calibrada en flujo) con las coordenadas celestes ( $\alpha_{J2000}$ ,  $\delta_{J2000}$ ) de los objetos puntuales identificados.

#### 4. **Resultados preliminares**

Para evaluar la calidad de la fotometría producida por los códigos desarrollados, se ha realizado la reducción de las mismas imágenes utilizando las tradicionales rutinas de IRAF con los mismos parámetros de entrada. En

 $^{13} \rm https://astroquery.readthedocs.io/en/latest/$ 



Figura 5: Comparación de los resultados fotométricos. Datos: CTIO. a-b) Utilizando diferentes metodologías y un mismo código. c-d) Utilizando diferentes códigos y una misma metodologías.

todos los casos los radios de apertura utilizados fueron iguales a las correspondientes "anchuras a media altura" (FWHM = 4 píxeles) de los objetos puntuales. En la Fig. 5 se presentan diferentes gráficos comparando los resultados. Se nota que tanto la fotometría PSF como la fotometría de apertura obtenidas con IRAF utilizan el mismo punto de cero (ver Fig. 5b). Mientras tanto, en el caso de Photutils, existe una diferencia entre ambos resultados debido a que en este caso la fotometría PSF considera todo el flujo del "modelo PSF" (ver Fig. 5a) y la fotometría de apertura considera sólo el flujo dentro del tamaño acotado de la apertura utilizada. Se encuentra además una diferencia sistemática entre las magnitudes de apertura obtenidas con IRAF y con PHOTUTILS (ver Fig. 5c). Esta diferencia es pequeña y no es algo preocupante ya que eventualmente se eliminaría al realizar una calibración en flujo o trabajar con fotometría diferencial. No obstante, aún es necesario investigar este resultado con mas detalle para averiguar su causa.

Por otro lado, se destaca que las alineaciones y calibraciones efectuadas por los paquetes ASTROALIGN y ASTROMETRY.NET proveen una precisión astrométrica limitada y sus resultados necesitan ser refinados utilizando un catálogo astrométrico y para alcanzar precisiones inferiores al segundo de arco.

Agradecimientos: Trabajo financiado por el PIP 112-201701-00055 de CONICET, el PICT 2019-0344 de la Agencia I+D+i y los Programas de Incentivos 11/G158 y 11/G168 de la UNLP. El autor agradece al árbitro de este artículo por sus sugerencias.

#### Referencias

- Astropy Collaboration, et al., 2022, ApJ, 935, 167
- Beroiz M., Cabral J.B., Sanchez B., 2020, Astron. Comput., 32.100384
- Craig M., et al., 2017, astropy/ccdproc: v1.3.0.post1
- Gaia Collaboration, 2022, VizieR Data Catalog, I/355 Ginsburg A., et al., 2019, AJ, 157, 98
- Harris C.R., et al., 2020, Nature, 585, 357
- Hunter J.D., 2007, Computing in Sci. & Eng., 9, 90
- Lang D., et al., 2010, AJ, 139, 1782

### **NISCAL: Near Infrared Spectroscopy Calibrator**

C.G. Díaz<sup>1</sup>, G. Gaspar<sup>2</sup> & R.J. Díaz<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Ciencias Astronómicas, de la Tierra y del Espacio, CONICET-UNSJ, Argentina

<sup>2</sup> Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

<sup>3</sup> Gemini Observatory, EE.UU.

Contact / gonzalodiaz@conicet.gov.ar

**Resumen** / Las observaciones espectroscópicas infrarrojas suelen ser acompañadas por una estrella de comparación (o "telúrica") para corregir la absorción atmosférica que varía rápidamente y depende de las condiciones de observación (ej. vapor de agua, temperatura, masa de aire). Aquí presentamos NISCAL, un código que utiliza el espectro de la estrella observada y una lista de espectros estelares (sintéticos u observados), para optimizar la corrección telúrica y la calibración en flujo, automatizando la búsqueda del mejor ajuste, minimizando la contribución del espectro estelar a la función de transmisión, y siguiendo los errores para estimar el nivel de incertidumbre en el espectro final. NISCAL calcula la diferencia en velocidad radial, busca el espectro que mejor se ajusta a la estrella observada, obtiene la función de transmisión al remover el espectro estelar, y aplica la corrección telúrica a los datos de ciencia. Además, ofrece una calibración en flujo con la magnitud de la fuente científica o de la estrella telúrica, o con datos de una estrella estándar de flujo, donde se consideran todas las pérdidas por apertura de ranura según el perfil de luz definido por el usuario. Su versión actual es para espectroscopía de ranura de objetos puntuales y está siendo desarrollado para otros modos de espectro final con observaciones de Flamingos-2 en Gemini Sur.

**Abstract** / Infrared spectroscopic observations are often accompanied by a comparison star (or "telluric") to correct for rapidly varying atmospheric absorption that depend on observing conditions (eg water vapor, temperature, air mass). Here we present NISCAL, a code that uses the spectrum of the observed star and a list of stellar spectra (synthetic or observed), to optimize the telluric correction and flux calibration, automating the search for the best fit, minimizing the contribution of the stellar spectrum to the transmission function, and following the errors to estimate the level of uncertainty in the final spectrum. NISCAL calculates the difference in radial velocity, searches for the spectrum that best fits the observed star, obtains the transmission function by removing the stellar spectrum, and applies the telluric correction to the science data. In addition, it offers a flux calibration with the magnitude of either the scientific source or the telluric star, or with data from a flux standard star, where all slit losses are considered based on the user-defined light profile. Its current version is for slit spectroscopy of point sources and is being developed for other spectroscopy modes. We present the effect of telluric correction and flux calibration on the signal-to-noise ratio of the final spectrum with observations of Flamingos-2 in Gemini South.

Keywords / atmospheric effects — methods: observational — techniques: spectroscopic

### 1. Introduction

The short time scale of the atmospheric absorption is one of the main sources of error in flux calibration of infrared spectroscopic observations. The absorption spectrum (Fig. 1) strongly depends on the atmospheric conditions during the observation, including air mass, water vapor, temperature and composition. Thus, scientific observations are typically followed by the observation of a comparison star (or "telluric star") to record the atmospheric transmission in its spectrum, which is later retrieved during data reduction and applied as a correction factor (termed "telluric correction") to the science data. The telluric star approach imposes limitations to be taken into account when planning (or reducing) spectroscopic observations:

1) the quality of the telluric correction decreases with the duration of science observation (the agreed limit is 1.5 hours),

- 2) the error associated with the telluric correction for weak sources is greater because it requires longer exposures, and
- 3) combining data from several nights implies combining data with different telluric corrections.

Given the importance of removing atmospheric absorption, we are developing a tool to optimize the process.

NISCAL is a tool written in Python that calculates the telluric correction function with the spectrum of an observed star and a library of comparison stellar spectra or templates (synthetic or observed), from which it chooses the best option and provides a follow-up of the signal-to-noise ratio. The current version has been tested with synthetic spectra from the Göttingen Stellar Library<sup>\*</sup> (GSL, Husser et al., 2013) and observed spectra from the X-shooter Spectral Library<sup>\*\*</sup> (XSL DR3,

<sup>\*</sup>https://phoenix.astro.physik.uni-goettingen.de

<sup>\*\*</sup>http://xsl.astro.unistra.fr/page\_dr3.html



Figure 1: Characteristics in the region of K band. Grey: example of atmospheric transmission at Cerro Pachón. Magenta: Flamingos-2 Ks filter transmission. Blue: Scaled synthetic stellar spectrum (T = 9000 K) from the GSL (Husser et al., 2013). Black: Star HD21875 observed in Ks with Flamingos-2 for program GS-2018B-Q-303 (PI: G. Díaz).

Verro et al., 2022).

The objective of NISCAL is to optimize telluric correction and flux calibration in multi-epoch spectroscopic data in all modes: in long slit (LS), multi-object (MOS), and integral field (IFU). The final version will provide three flux calibration modes: the magnitude of the source, the magnitude of the telluric star, and observations of a flux standard star.

### 2. Summary of the process

NISCAL depends on ASTROPY (Astropy Collaboration et al., 2013, 2022), SCIPY (Virtanen et al., 2020), PYAS-TRONOMY (Czesla et al., 2019), SPECUTILS (Earl et al., 2022), and MATPLOTLIB (Hunter, 2007).

The code follows a sequence of steps which are described in the following subsections.

#### 2.1. Telluric correction.

- The input spectra (science and telluric star) are loaded for processing. These must be 1D reduced spectra including all steps necessary up to the extraction of a 1D spectrum, i.e. bias and overscan subtraction, dark current correction (if needed), flat field correction, wavelength calibration and sky subtraction (e.g. the output of the IRAF data reduction pipeline).

- The radial velocity of the telluric star with respect to each template spectrum is calculated (Fig. 2, top panel), unless it is defined in the input. Then, each template is shifted in velocity to match the telluric star (Fig. 2, bottom panel).

- The templates are scaled to match the telluric star spectrum at a defined wavelength (Fig. 3, top panel).

- The telluric corrections (one for each template) are calculated as the quotient: telluric / template.

- The residuals of the telluric-template difference (Fig. 3, bottom panel) are analyzed to choose the best template based on the standard deviation, asymmetry and kurtosis of the residuals within a defined region of the



Figure 2: *Top:* Correlation function between the template xsl\_HD74721\_A0V and the telluric star HD21875, the maximum corresponds to 172 km s<sup>-1</sup>, indicated with the red dot. *Bottom:* Telluric star (blue) and template displaced by 172 km s<sup>-1</sup> (red line with gray-shaded errors).



Figure 3: *Top:* Template xsl\_HD174240\_A1IV (green) and telluric star HD21875 (black) scaled at 2.12  $\mu$ m (green dotted vertical line). *Bottom:* Template-telluric difference for quality control. Red dashed vertical lines indicate the range where the accuracy of the template is evaluated.

spectrum for quality inspection.

- The scientific spectrum is divided by the automatically selected (or user selected) telluric correction, and the result is recorded in a new ".fits" file.

#### 2.2. Slit aperture correction

- The slit aperture correction (or "slit loss") is calculated for the science and the telluric star, as the fraction of the light profile within a slit of a given width, indicated by the user. The current version uses a Gaussian Point Spread Function model with  $\sigma = FWHM/2.3548$ , where FWHM is the full width at half maximum of the light profile in pixels (Fig. 4) and must be provided for both science and telluric star.

- The aperture correction for the science and the telluric star are applied as scaling factors to each spectra in counts per second  $(ADU s^{-1})$ . This step is relevant if



Figure 4: Slit aperture correction (or slit-loss) for a point source with a PSF of FWHM = 3.6 pixels and a slit width of 3 pixels. The PSF was simulated with a Gaussian kernel.

the magnitude of the science object is unknown. It must be included for flux calibration based on flux standard stars or telluric stars.

# 2.3. Flux calibration based on 2MASS photometry of the source

- Flux calibration based on photometry is achieved by scaling the spectrum so the total flux in the corresponding filter is equal to the total flux from the photometry (Fig. 5). The errors in the photometry are included by calculating two flux scaling factors corresponding to (MAG + ERROR) and (MAG - ERROR). The result is recorded in a new ".fits" file. The aperture correction is unnecessary in this calculation.

# 2.4. Flux calibration based on 2MASS photometry of the telluric star

The uncertainty of an flux calibration based on the telluric star will be dominated by the flux variability of that star. This flux calibration is applied during the telluric correction, thus the input science spectrum must be uncorrected for telluric absorption. However, the slit aperture correction must be applied to the science and telluric star spectra.

- The previously selected template (see Sect. 2.1) is calibrated in flux matching it to the 2MASS photometry of the telluric star.

- The telluric star spectrum corrected by aperture (see Sect. 2.2) is divided by the flux calibrated template to obtain a telluric flux calibrated spectrum, which is also a flux calibration function.

- The slit-loss corrected science spectrum in ADU  $\rm s^{-1}$ , without telluric correction, is divided by the flux calibrated telluric correction and recorded in a new ".fits" file.

### 3. Summary and future work

NISCAL optimizes telluric correction and flux calibration, minimizing the contribution of the stellar spectrum to the telluric correction, automating the search for the best available stellar template, and tracking errors to





Figure 5: Output of NISCAL. Flux calibrated spectrum of standard star FS112 based on 2MASS photometry. The grey area indicates the total error including the spectroscopic error array from the IRAF data reduction and the photometric error (red dotted lines).



Figure 6: Signal-to-noise ratio of the observed science spectrum (black), the observed telluric star (red), and the final science spectrum after telluric correction (green).

estimate the level of uncertainty in the final spectrum (Fig. 6). The current version is for slit spectroscopy of point sources and is being developed for: LS spectroscopy of extended objects, IFU spectroscopy, MOS, standard star flux calibration, and multi-epoch data.

Acknowledgements: C.G. Díaz acknowledges the support of the Observatorio Astronómico de Córdoba.

### References

- Astropy Collaboration, et al., 2013, A&A, 558, A33
- Astropy Collaboration, et al., 2022, apj, 935, 167
- Czesla S., et al., 2019, PyA: Python astronomy-related packages
- Earl N., et al., 2022, astropy/specutils: v1.9.1
- Hunter J.D., 2007, Computing in Science & Engineering, 9, 90
- Husser T.O., et al., 2013, A&A, 553, A6
- Verro K., et al., 2022, A&A, 660, A34
- Virtanen P., et al., 2020, Nature, 17, 261

# Software de procesamiento automático de placas espectrográficas

N. Pereyra<sup>1,2</sup>, S. Ponte Ahon<sup>2</sup>, Y.J. Aidelman<sup>1,3</sup>, F. Ronchetti<sup>2,4</sup>, F. Quiroga<sup>2</sup>, R. Gamen<sup>1,3</sup> & L. Cidale<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>2</sup> Instituto de Investigación en Informática, Facultad de Informática, UNLP, Argentina

<sup>3</sup> Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

<sup>4</sup> Comisión de Investigaciones Científicas de la Provincia de Buenos Aires, Argentina

Contacto / aidelman@fcaglp.unlp.edu.ar

**Resumen** / La Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, a través del proyecto de Recuperación del Trabajo Observacional Histórico (ReTrOH), se encuentra realizando un proceso de digitalización de una gran colección de placas espectroscópicas en formato de vidrio. Por otro lado, en la actualidad las Redes Neuronales son los modelos de Aprendizaje Automático con mejor desempeño capaces de resolver una gran variedad de problemas. Son modelos generales y aproximadores universales. En los últimos años, se ha conseguido entrenar Redes Neuronales con múltiples capas mediante un conjunto de técnicas que suelen denominarse Aprendizaje Profundo. En este contexto, estamos desarrollando un software de procesamiento automático de las placas espectrográficas, que detecta los espectros de ciencia individuales que en estas hubiera con Aprendizaje Profundo y permite, además, cargar sus respectivos metadatos.

**Abstract** / The Faculty of Astronomical and Geophysical Sciences, through the Recovery of Historical Observational Work (ReTrOH, by its acronym in Spanish) project, is in the process of digitizing a large collection of glass-format spectroscopic plates. On the other hand, Neural Networks are currently the best performing Machine Learning models capable of solving a wide variety of problems. They are general models and universal approximators. In recent years, multi-layered Neural Networks have been successfully trained using a set of techniques often referred to as Deep Learning. In this context, we are developing a software for automatic processing of spectrographic plates, which detects the individual science spectra on these plates using Deep Learning and allows, in addition, to load their respective metadata.

Keywords / astronomical databases: miscellaneous — virtual observatory tools

### 1. Marco teórico

En la actualidad, el procesamiento de imágenes ha obtenido una gran importancia en diferentes áreas tales como la medicina, las telecomunicaciones, el entretenimiento, la astronomía, entre otros. Principalmente, esto se debe a las múltiples posibilidades de manipulación que ofrece para adquirir información de dichas imágenes. Por lo tanto, este tipo de proceso consiste en un conjunto de técnicas que se aplican a las imágenes digitales con el objetivo de mejorar la calidad o facilitar la búsqueda de información. Hoy en día, las Redes Neuronales son los modelos de aprendizaje automático con mejor desempeño capaces de resolver una gran variedad de problemas. Son modelos generales y aproximadores universales. En los últimos años, se ha conseguido entrenar Redes Neuronales con múltiples capas mediante un conjunto de técnicas que suelen denominarse Aprendizaje Profundo (Deep Learning).

En este contexto, la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de la UNLP, a través del proyecto Re-TrOH (Recuperación del Trabajo Observacional Histórico)<sup>\*</sup>, está realizando un proceso de digitalización de una gran colección de placas espectroscópicas en formato de vidrio. De este modo, es posible el almacenamiento perpetuo de información adquirida durante casi un siglo y su posterior procesamiento (Meilán, 2018; Meilán et al., 2020, 2022).

El almacenamiento adecuado de los espectros digitalizados es crucial para que tengan valor científico y puedan utilizarse en futuros trabajos. Por este motivo, es necesario que cada espectro escaneado se guarde en un archivo con formato FITS (*Flexible Image Transport System*) con su correspondiente encabezado (*header*) en el cual se vuelque toda la información que describe las observaciones. Este proceso debe realizarse para cada espectro ya que las características de la observación (como la hora y la fecha) son diferentes para cada uno. Además, en la mayoría de las placas hay registrados más de un espectro, por lo que es necesario segmentarlos de la imagen de la placa escaneada.

Para resolver estas problemáticas, comenzamos el desarrollo de un software cuya funcionalidad inicial comprende: (1) identificar de manera automática los espectros que se encuentran en la imagen; (2) definir regiones rectangulares que contengan a cada espectro; (3) cargar los metadatos con la información que quedará registra-

<sup>\*</sup>https://retroh.fcaglp.unlp.edu.ar/



Figura 1: Ejemplo de una placa espectrográfica digitalizada y utilizada para aplicar técnicas de aprendizaje profundo.

da en el encabezado del archivo FITS; (4) guardar en formato FITS cada uno de los espectros.

#### 2. Análisis de las placas espectrográficas

Se analizaron dos colecciones digitalizadas de placas espectroscópicas. La primera, 111 placas, corresponde a una parte de la colección de Virpi Niemela (VN), las cuales están disponibles en el repositorio institucional de la UNLP, SEDICI<sup>\*\*</sup> (Servicio de Difusión de la Creación Intelectual). La segunda colección, fue digitalizada en el ICATE (Instituto de Ciencias Astronómicas, de la Tierra y el Espacio, UNSJ-CONICET) y consta de 154 imágenes formato TIFF (*Tagged Image File Format*).

Para trabajar con el formato FITS se utilizó el lenguaje Python y en específico la librería Astropy (Astropy Collaboration et al., 2013, 2018, 2022). El proyecto de Astropy tiene como objetivo desarrollar una librería común para resolver problemas del área de astronomía en Python. Además se utilizó Jupyter Notebooks (Kluyver et al., 2016) como interfaz para visualizar los datos. En la Fig. 1 se puede observar una placa digitalizada, la cual posee 4 espectros de ciencia en el centro y las lámparas de comparación correspondientes a sus lados.

#### 2.1. Recorte de los espectros de forma automática

En una segunda etapa se automatizó el recorte e individualización de cada espectro registrado en las placas. Para ello se utilizó un modelo de detección de objetos llamado YOLO (YOLOv1 Redmon et al., 2016) en su versión 5 (YOLOv5 Jocher, 2022). YOLO permite realizar la detección de objetos arbitrarios con técnicas de aprendizaje profundo. Para ello, se debe entrenar el modelo con imágenes de los objetos de interés etiquetadas. La descripción de arquitectura de la red completa está fuera del alcance de este artículo, pero se describe en detalle en el repositorio del mismo<sup>\*\*\*</sup>.

Para re-entrenar el modelo YOLO se utilizaron las imágenes de las placas, pero reduciendo tanto la profundidad de color como las dimensiones para acelerar el proceso de entrenamiento.

El proceso de recorte automático de los espectros, se subdivide en tres etapas: el etiquetado, el entrenamiento del modelo y el recorte automático. A continuación se detallan cada una de ellas.



Figura 2: Etiquetado de una placa espectroscópica digitalizada.

Proceso de etiquetado: El etiquetado de datos consiste en identificar datos sin procesar (imágenes, archivos de texto, videos, etc.) y agregar una o más etiquetas significativas e informativas para proporcionar un contexto, para que luego un modelo de aprendizaje profundo pueda aprender de ellos. Para realizar el trabajo de etiquetado, se utilizó el software Label Studio<sup>\*\*\*\*</sup> el cual es de código abierto y permite exportar a múltiples formatos los datos etiquetados (incluido el formato que utiliza YOLOv5). Con este software, se etiquetaron las 111 placas espectroscópicas correspondientes a una porción de la colección VN y las 154 de la colección ICATE. En la Fig. 2 se observa una placa espectroscópica etiquetada con el software mencionado, donde los recuadros verdes corresponden al etiquetado.

Entrenamiento del modelo: Para llevar a cabo el entrenamiento del modelo, se separó el conjunto de datos en dos partes: el conjunto de entrenamiento, el cual se utiliza para que el modelo aprenda a realizar la tarea requerida, y un conjunto de evaluación, el cual se utiliza para verificar cómo funciona el modelo. Para que el modelo tenga más datos para entrenar y pueda aprender a identificar los espectros de mejor manera, se utilizó una técnica llamada aumentación de datos (data augmentation) para las imágenes de entrenamiento. Esta técnica consiste en transformar de forma aleatoria pero leve todas las imágenes de entrenamiento del modelo, permitiendo aumentar su variabilidad. YOLOv5 tiene esta técnica integrada en el propio entorno de trabajo y fue utilizado para configurar las transformaciones. Para realizar el entrenamiento, se utilizaron las siguientes configuraciones:

<sup>\*\*</sup>http://sedici.unlp.edu.ar/handle/10915/74497

<sup>\*\*\*</sup>Repositorio YOLOv5

<sup>•</sup> Se utilizó la versión nano de YOLOv5, que tiene un

<sup>\*\*\*\*</sup> https://labelstud.io/

bajo consumo de memoria y cómputo.

- Se estableció un 90% del conjunto de datos para el conjunto de entrenamiento y un 10% para el conjunto de evaluación; no fue necesaria una búsqueda de hiperparámetros. El tamaño de imagen de entrada es de 512 × 512 pixeles.
- Se aplicaron las siguientes transformaciones utilizando data augmentation: un cambio de brillo del 30 % como máximo, ruido gaussiano en un rango del 10 % al 50 %, rotación completa de la imagen de forma vertical y otra de máximo 3 grados, un escalado de máximo 20 % y la técnica de mosaico la cual permite que el modelo aprenda a identificar a los objetos a una escala más pequeña de lo normal. Se verificó visualmente que dichas transformaciones se encuentran dentro del rango de lo esperable en el dominio original.
- Se utilizó un tamaño de imagen de 512 pixeles.
- Se entrenó el modelo en un periodo de 250 épocas con lotes de 64 ejemplos. El optimizador utilizado fue AdamW, con una tasa de aprendizaje inicial de 0.01, y una variación cíclica de la tasa de aprendizaje.

Para analizar correctamente el aprendizaje del modelo, es necesario observar las métricas de precisión (*precision*) y sensibilidad (*recall*). La precisión indica cuántos ítems reconocidos son realmente relevantes. La sensibilidad, por otro lado, nos indica cuántos ítems relevantes fueron realmente seleccionados. El caso ideal sería tener una precisión de uno y una sensibilidad de uno, pero es difícil de lograr, en general al aumentar uno el otro disminuye. Una vez finalizado el entrenamiento de la Red Neuronal el modelo alcanza un 0.99 de precisión y de sensibilidad en el conjunto de entrenamiento. Por lo tanto, ha logrado generalizar y detectar los espectros en las imágenes.

Segmentación automática: En esta última etapa, se realiza la segmentación de forma automática de los espectros detectados en una imagen. Para ello, primero se transforma la imagen de la placa escaneada a un tamaño de  $512 \times 512$  píxeles y se la utiliza como entrada del modelo entrenado. Como salida se obtienen las cajas de las predicciones, donde cada caja corresponde a un espectro detectado. Las cajas están conformadas por los cuatro vértices del área detectada del espectro. Una vez detectados los espectros y realizado el cálculo de las cajas, se escalan al tamaño de la imagen original y se segmenta esa área en la imagen original.

Los espectros recortados son el primer producto científico, i.e. espectro bidimensional con los metadatos (usualmente llamado "dato crudo"). Este nivel de producto se irá incorporando al repositorio público de datos astronómicos del SEDICI a través del proyecto ReTrOH y quedando a disposición de toda la comunidad.

### 3. Software

Finalmente, se desarrolló un software que permite cargar una imagen escaneada y encontrar de forma automática la región que incluya cada uno de los conjuntos espectrales. Luego, el usuario puede verificar la selección (visualmente) y, una vez aceptada la región, permite introducir los metadatos correspondientes. Por último, se puede almacenar de forma individualizada cada uno de los espectros detectados, con sus metadatos asociados en un archivo FITS.

Para realizar el software se utilizaron buenas prácticas de programación y programación orientada a objetos. Las tecnologías utilizadas incluyen el entorno de trabajo de Svelte<sup>†</sup> para la interfaz de usuario, (front end), el cual está escrito en javascrip. Para el servidor (back end) se utilizó Flask (Grinberg, 2018) el cual es un marco de aplicaciones web (microframework), escrito en python. Se decidió trabajar con Flask porque puede ser desarrollado para cumplir la función de brindar una API (Application Programming Interface) robusta al back end. Mientras que para el front end se eligió trabajar con Svelte para generar interfaces más dinámicas para el usuario. El software tiene las siguientes funcionalidades:

- Al cargar una imagen se detectan de forma automática los espectros presentes.
- Se puede agrandar la imagen, y el usuario puede modificar el área detectada si fuera necesario.
- Permite agregar y/o quitar áreas de detección.
- Muestra la información detallada de la imagen cargada.
- Muestra un formulario por cada espectro detectado, en el cual se cargan los metadatos.
- Permite guardar en formato FITS los espectros detectados con sus respectivos metadatos.

*Agradecimientos:* Este proyecto ha recibido financiación de la Asociación Argentina de Astronomía a través de la Beca de Servicios Tipo A asignada a Nehuén Pereyra para realizar el desarrollo del software, y del Proyecto 11/G167 de la UNLP.

#### Referencias

- Astropy Collaboration, et al., 2013, A&A, 558, A33
- Astropy Collaboration, et al., 2018, AJ, 156, 123
- Astropy Collaboration, et al., 2022, apj, 935, 167
- Grinberg M., 2018, Flask web development: developing web applications with python, .°'Reilly Media, Inc."

Jocher G., 2022, Yolov5

- Kluyver T., et al., 2016, F. Loizides, B. Schmidt (Eds.), Positioning and Power in Academic Publishing: Players, Agents and Agendas, 87 – 90, IOS Press
- Meilán N., et al., 2020, BAAA, 61B, 251
- Meilán N.S., et al., 2022, Epistemología e Historia de la Astronomía. Volumen I, I, 211
- Meilán N., 2018, Recuperación del patrimonio observacional histórico. elaboración de un método óptimo de digitalización y extracción de datos
- Redmon J., et al., 2016, Proceedings of the IEEE conference on computer vision and pattern recognition, 779–788

<sup>†</sup>https://svelte.dev/

# Índice alfabético de autores

### Α

| Abadi, M.G 146, 229, 250 |
|--------------------------|
| Agurto-Sepúlveda, F 283  |
| Ahumada, A.V             |
| Aidelman, Y.J            |
| Akras, S                 |
| Alberici Adam, A         |
| Almeida Fernandes, F     |
| Almonacid, L 220         |
| Alonso, S                |
| Alvarez, M.P             |
| Araujo Furlan, S.B       |
| Areta, J                 |
| Argüelles, C.R           |
| Arias, F                 |
| Artale, M.C              |
| Avila Marín, G.F47       |
|                          |

### В

| Balbi, N               |          |
|------------------------|----------|
| Balmaceda, L.A.        | 17, 20   |
| Bandyopadhyay, B.      |          |
| Baracchi, M.A.         | 96       |
| Barbá, R               | 53       |
| Bartolomeo Koninckx, L |          |
| Bassett, R.            |          |
| Bassino, L.P.          | 199, 208 |
| Baume, G.L.            | 84, 326  |
| Bemporad, A            | 8        |
| Benaglia, P            |          |
| Benavides, J.A.        | 229      |
| Benvenuto, O.G.        | 44, 65   |
| Berezin, H.            |          |
| Bersten, M.C.          | 41, 68   |
| Biaus, L               |          |
| Bignone, L.A.          | 178, 253 |
| Blain, A               |          |
| Blanco, A.B.           | 121, 124 |
| Bonato, C              |          |
| Bosch, G               | 323      |
| Bovino, S              |          |
| Bozzoli, M.            |          |
| Brambilla, D           |          |
| Bravo, B               |          |
| Brunini, C             | 293      |

| Buccino, A.P.  |   | 56, 62 |
|----------------|---|--------|
| Bustos Fierro, | I |        |

### С

| Cárdenas, S.B 1            | 21  |
|----------------------------|-----|
| Calderón, J.P              | .59 |
| Camino, N.E                | 17  |
| Canossa, M                 | .14 |
| Caso, J.P 199, 205, 208, 2 | 14  |
| Cataldi, P 1               | 78  |
| Ceccarelli, L              | 38  |
| Celiz, B.M                 | .29 |
| Chies-Santos, A.L          | 14  |
| Christen, A.               | 47  |
| Cichowolski, S 105, 121, 1 | 24  |
| Cid Fernandes, R 1         | 84  |
| Cidale, L.S                | 32  |
| Clariá, J.J.               | 93  |
| Coenda, V                  | 84  |
| Cogo, J                    | 07  |
| Colaboración PuMA,2        | .68 |
| Colazo, A.D.V.             | 96  |
| Colazo, P.E                | 241 |
| Colombo, P.D.              | 56  |
| Combi, J.A                 | .68 |
| Cora, S.A                  | 69  |
| Correa, C.M                | 59  |
| Cortesi, A                 | .65 |
| Corti, M.A                 | 17  |
| Costanza, M.B 1            | 93  |
| Cremades, H 14,            | 17  |
| Crespi, V                  | 74  |
| Cristiani, V.A             | 50  |
| Cruzado, A                 | 90  |
| Curé, M                    | 35  |

### D

| Díaz, C.G                  | 329    |
|----------------------------|--------|
| Díaz, R.J                  | 329    |
| De Bórtoli, B.J 199, 20    | 8, 214 |
| De Biasi, M.S.             | 317    |
| de la Pina, C.L.           | 293    |
| de Lima, E.V.R.            | 259    |
| De Rossi, M.E 223, 232, 23 | 5, 244 |
| de Souza, R.S.             | 214    |

| De Vito, M.A.               | 44, 65   |
|-----------------------------|----------|
| del Palacio, S              |          |
| Di Lorenzo, L               |          |
| Di Sisto, R.P.              |          |
| Domínguez Romero, M.J. de L |          |
| Dominguez-Tenreiro, R.      |          |
| Dos Santos, D.B.            |          |
| Duronea, N.U.               | 121      |
| Díaz, C.G.                  | 127, 247 |
| Díaz, R.F.                  |          |
| Díaz, R.J                   |          |

### Ε

| Echeveste, M.  |                         |
|----------------|-------------------------|
| Ennis, A.I.    |                         |
| Escala, A.     |                         |
| Escudero, C.G. | .99, 190, 196, 262, 265 |

### F

| Faifer, F.R 99, 187, 190, 196, 217, 223, 256, 2 | 262, 265 |
|---|----------|
| Feinstein, C.                                   | 84       |
| Fernández, L.I.                                 | 286, 296 |
| Fernandez, J.                                   | 211      |
| Ferrari, F                                      | 235      |
| Ferrero, G.A.                                   | 53       |
| Floriano, P                                     | 214      |
| Francile, C                                     | 20       |
| Frassati, F                                     | 8        |
| Frazin, R.A.                                    | 8        |

# G

| Gómez, M                |                 |
|-------------------------|-----------------|
| Galante, C.A.           | 172, 304        |
| Galván, R               |                 |
| Gamen, R                | 53, 332         |
| Gancio, G.M             | 8, 304, 307     |
| García, F               |                 |
| García, L.H.            |                 |
| Gargiulo, I.D.          |                 |
| Gaspar, G               | 247, 329        |
| Giménez Benítez, S.R.   | 310, 323        |
| Giménez de Castro, C.G  | 1               |
| Giordano, C.M.          | 11              |
| Giorgi, E.E             | <mark>90</mark> |
| Giudici Michilini, F.N. | 53              |
| Godoy, E                | 214             |
| Gomez, J.L.             |                 |
| Gomez, M.E.             | 296             |
| Gonçalves, D.R.         |                 |
| Granada, A              |                 |

| Grassi, T                |
|--------------------------|
| Grimozzi, S.E            |
| Grossi, M                |
| Guevara, N               |
| Guilera, O.M             |
| Gutiérrez-Soto, L.A. 187 |
|                          |
| Н                        |
| Haack, R.F               |
| Hidalgo, J.P             |
|                          |
| I                        |
| Ibañez Bustos, R         |
| Isequilla, N 118         |
| Iza, F.G                 |
|                          |
| J                        |
| Jofré, E                 |
| K                        |
|                          |
| Kapyia, P.J              |
| L                        |
| –<br>López, EM           |
| López PD 169             |
| Lacolla S 320            |
| Lagunas IH 283           |
| Lara López M A 244       |
| Latrille G 130           |
| Lancing V 220            |
|                          |
|                          |
| Lievis, S                |
| Liempi, M                |
| Lima, I.J                |
| Lopes de Oliveira, R     |
| Lopes, A.R               |
| Lopes, P                 |
| Lopes, P.A               |
| Lousto, C.O              |
| Lozano, E                |
| Luna, D.A                |
| Luna, G.J.M              |
| Luna, S.H                |
| Lupi, A                  |
|                          |

## Μ

| Maffione, N      | 307 |
|------------------|-----|
| Manchester IV, W | 8   |
| Manini, F        | 14  |
| Marinelli, A.D   | 118 |
| Marioni, O.F     | 146 |

| Marmolejo, L.F                      |
|-------------------------------------|
| Martinez, N.C                       |
| Martioli, E                         |
| Mast, D 127, 133, 247               |
| Mauas, P                            |
| Mendes de Oliveira, C 187, 217, 259 |
| Merchán, M.E                        |
| Merlo, D.C                          |
| Mesa, V                             |
| Mestre, M.F                         |
| Miller Bertolami, M.M               |
| Minniti, J.H                        |
| Miranda, N.L                        |
| Montero, M.F                        |
| Morrell, N 53                       |
| Mukai, K 59                         |

### Ν

| Navarrete, F.H. |                    |
|-----------------|--------------------|
| Navone, H.D.    |                    |
| Novarino, M.L.  |                    |
| Nuñez, N.E.     |                    |
| Nuevo, F.A.     |                    |
| Nuza, S.E.      | 143, 149, 166, 226 |

# 0

| Oddone, M.A.          | 96         |
|-----------------------|------------|
| Oio, G                |            |
| Oliveira, A.S.        |            |
| Orellana, M.          | 41, 307    |
| Ortega, M.E.          |            |
| Ortiz-Rodríguez, C.A. | 50         |
| Oviedo, C.G.          | 56, 62, 93 |
|                       |            |

### Ρ

| Padilla, N.D.  | 178, 241      |
|----------------|---------------|
| Padovani, M.   | 130           |
| Palivanas, N.  |               |
| Palma, T       |               |
| Paolantonio, S | 317, 320, 323 |
| Parisi, M.C.   |               |
| Paron, S       |               |
| Pasquaré, A    |               |
| Paz, D.J       | 175           |
| Pedreros, J.   |               |
| Pedrosa, S.E.  |               |
| Pera, M.S.     |               |
| Pereyra, L.A.  | 181           |
| Pereyra, M.B.  |               |
| Pereyra, N     |               |

| Perez, D      | 271     |
|---------------|---------|
| Perren, G.I.  | 90, 102 |
| Petriella, A  | 115     |
| Petrucci, R   | 23, 71  |
| Pignata, R.A. | 133     |
| Ponte Ahon, S | 332     |

# Q

| Quiroga, F. |  | 32 |
|-------------|--|----|
|-------------|--|----|

### R

| Ragone-Figueroa, C      | 202 |
|-------------------------|-----|
| Reinoso, B              | 277 |
| Rey Deutsch, T          | 253 |
| Reynaldi, V 190, 262, 2 | 265 |
| Roca, M.G 211, 2        | 238 |
| Rodríguez-Medrano, A.M. | 175 |
| Rodriguez, C.           | .44 |
| Rodriguez, M.E.         | 96  |
| Rodríguez, M.J.         | 84  |
| Rodríguez-Buss, C.M.    | 96  |
| Román Aguilar, L.M      | 68  |
| Romero, G.E             | 304 |
| Romoli, M.              | . 8 |
| Ronchetti, F            | 332 |
| Ronco, M.P.             | 29  |
| Rossignoli, N.L.        | .26 |
| Ruiz, A.N.              | 241 |
| Ruppel, S               | 307 |

### S

| Saavedra, E.A  |
|--|
| Sachdeva, N  |
| Saha, K  |
| Saker, L   |
| Sallago, P.A   |
| Santamaria, R  |
| Saponara, J 172  |
| Scóccola, C.G  |
| Scalia, M.C  |
| Scannapieco, C   |
| Schleicher, D.R.G                                      |
| Sehlke-Abarca, K.L.K                                   |
| Sesto, L   |
| Sesto, L.A   |
| Sgró, M.A  |
| Simondi-Romero, F.O                                    |
| Smith Castelli, A.V 184, 187, 217, 223, 235, 256, 259, |
| 262, 265   |
| Sokoloski, J.L   |

| Solar, P.A.     |          |
|-----------------|----------|
| Spagnuolo, M.G. |          |
| Springel, V     |          |
| Stasyszyn, F.A. | 175, 241 |
| Suad, L.A.      | 121, 124 |

### Т

| Tapia-Portillo, L | 5 |
|-------------------|---|
| Tapia-Reina, M.I  | 5 |
| Telles, E         | ł |
| Thainá-Batista, J | ł |
| Tissera, P.B 178  | 3 |
| Tomasini, M.C     | 2 |
| Toro, B           | ) |
| V                 |   |
| Vásquez, A.M.     | 3 |

| Vázquez, R.A.   | . 90, 102 |
|-----------------|-----------|
| Vega-Neme, L.R. | 81, 93    |
| Venere, A       | 307       |
| Vergara, M.Z.C. | 277       |
| Vieyro, F.L.    | 271       |

### W

| Walter, F.M. | <br> | , <b></b> . | 59 |
|--------------|------|-------------|----|
| Weidmann, W  | <br> |             |    |

### Ζ

| Zaldarriaga, M   |                    |
|------------------|--------------------|
| Zenocratti, L.J. | 223, 232, 235, 244 |
| Zerbo, M.C       |                    |
| Zubieta, E       |                    |
| Zuloaga, C       |                    |