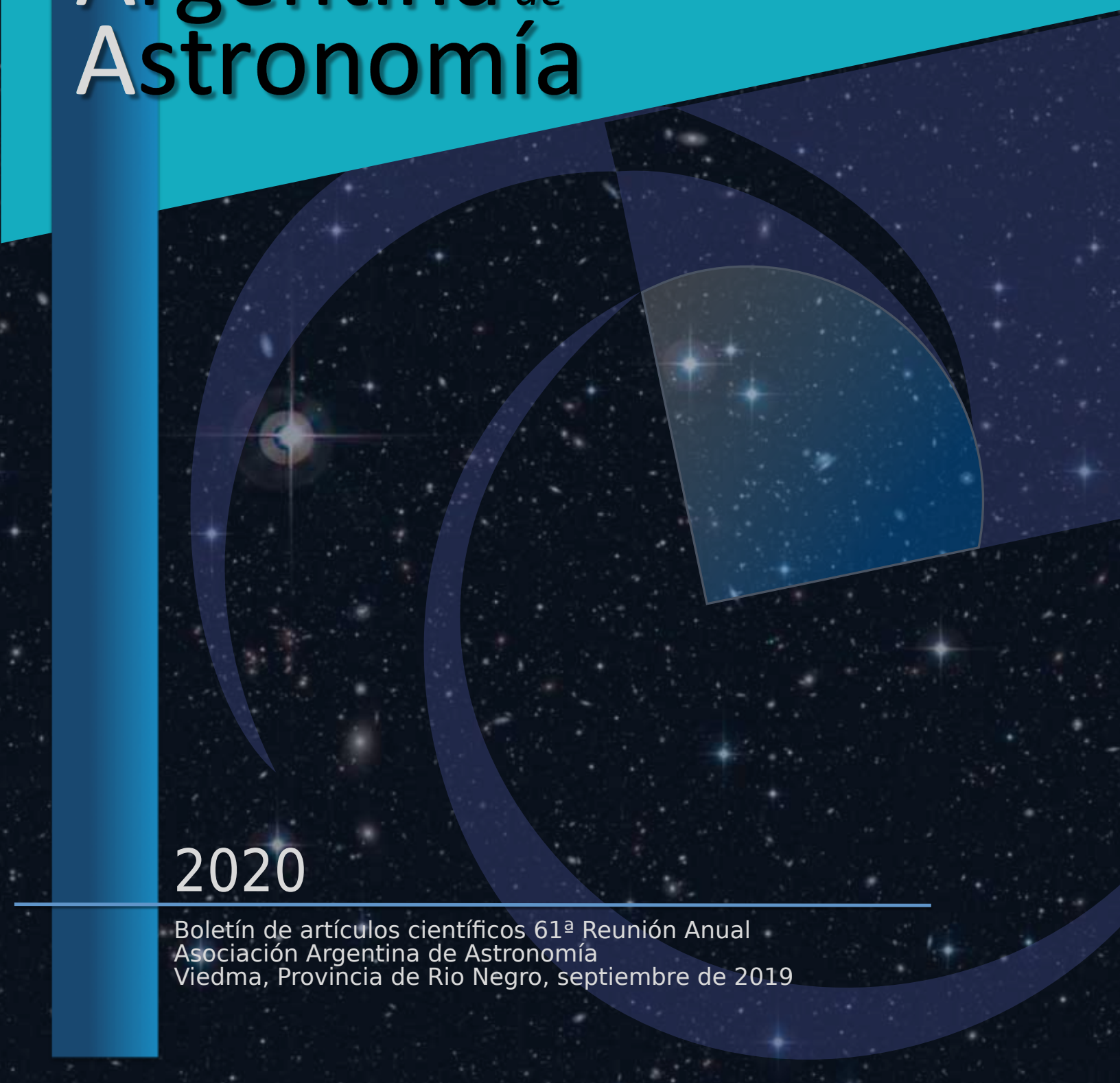
Vol. 61B

Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía



2020

Boletín de artículos científicos 61ª Reunión Anual
Asociación Argentina de Astronomía
Viedma, Provincia de Rio Negro, septiembre de 2019

Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía

BAAA, Vol. 61B

Asociación Argentina de Astronomía. Comité Editorial BAAA Vol. 61B, correspondiente a la reunión anual 2019:
Alberto Marcos Vásquez (Editor en Jefe), Paula Benaglia (Editora Invitada),
Francisco Andrés Iglesias (Secretario Editorial) y Mario Agustín Sgró (Técnico Editorial)

Asociación Argentina de Astronomía

Fundada en 1958

Personería jurídica 11811 (Buenos Aires)

Comisión Directiva
Leonardo J. Pellizza (presidente)
Susana E. Pedrosa (vicepresidente)
Rodrigo F. Díaz (secretario)
Daniel D. Carpintero (tesorero)
Andrea V. Ahumada (vocal 1)
Andrea P. Buccino (vocal 2)
Georgina Coldwell (1er suplente)
Hebe Cremades (2do suplente)

Comisión Revisora de Cuentas
Sofía A. Cora
Gerardo Juan M. Luna
Luis R. Vega

Comité Nacional de Astronomía
Cristina Mandrini (secretaria)
Lydia Cidale
Hebe Cremades
Federico González
Hernán Muriel

61ª Reunión Anual de la AAA

Viedma, Provincia de Río Negro
16 al 20 de septiembre de 2019
Organizada por la Universidad Nacional de Río Negro
y el Instituto Argentino de Radioastronomía

Comité Científico
Paula Benaglia (presidente, IAR)
Georgina Coldwell (UNSJ)
Manuel Fernández López (IAR)
Roberto Gamen (FCAyG, UNLP)
Guillermo Hägele (FCAyG, UNLP)
Cinthia Ragone Figueroa (OAC)
Estela Reynoso (IAFE)
Alberto Vásquez (IAFE)

Comité Organizador Local
Juan F. Albacete Colombo (co-presidente, UNRN)
Leonardo J. Pellizza (co-presidente, IAR)
Jorge A. Combi (IAR)
Rodrigo F. Díaz (IAFE)
Gastón Escobar (IAR)
Gianfranco Fois (UNRN)
Damián Mast (OAC)
Horacio Muñoz (UNRN)
Mariana Orellana (UNRN)
Sergio Parón (IAFE)

La organización agradece el auspicio y ayuda financiera de: Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Agencia Nacional de Promoción de la Investigación, el Desarrollo Tecnológico y la Innovación, Legislatura de la Provincia de Río Negro, Lotería de Río Negro, Universidad Nacional de Río Negro, Municipalidad de la Ciudad de Viedma y Secretaría de Turismo de la Ciudad de Viedma.

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
Foto grupal: Marcelo Leonardo Ochoa
Confeccionado con la clase "confproc" en LaTeX

Impreso en Buenos Aires, julio de 2020

www.astronomiaargentina.org.ar

Prefacio

El presente volumen del Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía (AAA) contiene los trabajos correspondientes a la 61a Reunión Anual de la AAA, que tuvo lugar en el Centro Municipal de Cultura de la ciudad de Viedma, provincia de Río Negro, Argentina, del 16 al 20 de septiembre de 2019. La reunión fue organizada conjuntamente por la Universidad Nacional de Río Negro (UNRN) y el Instituto Argentino de Radioastronomía.

La reunión convocó 177 miembros de la comunidad científica que presentaron un total de 111 trabajos orales y murales, de los cuales el Comité Editorial recibió 74 contribuciones. Luego del proceso de arbitraje por pares y de corrección editorial se publican en este volumen 72 artículos breves. Especialistas en diversos temas brindaron charlas invitadas de puesta al día en sus respectivas áreas. De las diez charlas invitadas se incluyen en este volumen cuatro artículos de revisión. Asimismo, se realizó una mesa redonda de discusión sobre el presente y futuro de la divulgación de la astronomía en Argentina, cuyo reporte se incluye en este volumen. Finalmente, se entregó el premio José Luis Sérsic 2019 al investigador consolidado, otorgado por la AAA. El premio fue adjudicado a la Dra. Lydia Cidale, quien acompañó la recepción del galardón con una charla invitada, cuyo artículo correspondiente se incluye en el presente volumen. Durante la reunión se realizaron actividades de divulgación de astronomía, que incluyeron charlas dirigidas al público general y actividades de observación con telescopio, las cuales fueron retransmitidas en pantalla gigante y cubiertas por la red de medios de la UNRN.

En este volumen las áreas temáticas del índice general se ordenan por valor creciente de la escala espacial característica de los sistemas astrofísicos correspondientes, comenzando por “Sol y Heliosfera” y avanzando hasta “Astrofísica Extragaláctica y Cosmología”. Luego de esta última se ubica el área “Objetos Compactos y Procesos de Altas Energías”, cuyos trabajos analizan sistemas en múltiples escalas espaciales. Luego se ubican las áreas de “Instrumentación y Caracterización de Sitios Astronómicos”, “Historia, Enseñanza y Divulgación de la Astronomía”, y finalmente el área “Otros”. Los artículos correspondientes al premio Sérsic, la mesa redonda, e informes invitados, se listan en primer lugar dentro de su área temática respectiva. Luego de estos, se encuentran primero los artículos correspondientes a contribuciones orales, y finalmente los correspondientes a presentaciones murales.

Agradecemos el muy valioso aporte de autoras y autores, que contribuyeron a enriquecer esta edición del Boletín. Expresamos también nuestro profundo agradecimiento a las y los colegas del país y del exterior que llevaron a cabo la esencial tarea de arbitraje científico de las contribuciones recibidas. El esfuerzo de todas estas personas, fundamental para el fortalecimiento de la comunidad astronómica argentina, es especialmente destacable este año, en el que el proceso de evaluación y revisión se realizó en un contexto sin precedentes, durante la actual pandemia COVID-19.

Argentina, 4 de julio de 2020.

Alberto Marcos Vásquez
Editor en Jefe

Paula Benaglia
Editora Invitada

Francisco Andrés Iglesias
Secretario Editorial

Mario Agustín Sgró
Técnico Editorial



Índice general

Prefacio v

Foto grupal VII

SH. Sol y Heliosfera **1**

Deflexión de eyecciones coronales de masa: Simulaciones numéricas
A. Sahade, M. Cécere & G. Krause 1

Estudio de validación tomográfica del modelo MHD AWSoM
D.G. Lloveras, A.M. Vásquez, F.A. Nuevo, C. Mac Cormack, N. Sachdeva, W. Manchester IV, B. Van der Holst & R.A. Frazin 4

Modelado magnético de regiones activas solares: Una comparación entre dos modelos libres de fuerzas
F.A. Nuevo, G. Valori, M. López Fuentes, C.H. Mandrini & A.M. Vásquez 7

Modelling of quiet-Sun coronal loops in thermodynamic equilibrium
C. Mac Cormack, M. López Fuentes, C.H. Mandrini, D.G. Lloveras & A.M. Vásquez 10

SSE. Sistemas Solar y Extrasolares **13**

Las poblaciones distantes de cuerpos pequeños del Sistema Solar. **Informe invitado.**
R.P. Di Sisto 13

Modelo secular analítico para la evolución tidal de sistemas circumbinarios excéntricos
F.A. Zoppetti, A.M. Leiva & C. Beaugé 21

Orbital parameters refinement on hot-Jupiters with space and ground-based observations: First step towards atmospheric characterization
R.G. Miculán, R.F. Díaz, A.F. Torres & N. Parzajuk 24

Reanalysis of the radial velocities data of HD 40307 with the evidence estimator POLYCHORD
N. Unger, R.F. Díaz, D. Segránsan, J-B. Delisle & N. Hara 27

Posible nuevo subgrupo colisional en la región de asteroides Hungaria
N.E. Trógolo, A.M. Leiva & F.A. Zoppetti 30

AE. Astrofísica Estelar **33**

Estrellas B con líneas en emisión: Enigmas y dilemas. **Presentación premio Sérsic.**
L.S. Cidale 33

Estrellas de mercurio-manganeso: Avances recientes y cuestiones pendientes. **Informe invitado.**
J.F. González 41

Estudio de una serie temporal de imágenes *V* e *I* de las estrellas variables del cúmulo globular NGC 1261
J.A. Ahumada, A. Arellano Ferro, I.H. Bustos Fierro & J.H. Calderón 48

Curvas de luz tempranas de supernovas ricas en hidrógeno
B.N. Englert Urrutia, M.C. Bersten & L.S. Cidale 51

New light curve of massive star binary system HD 152590
J.A. Moreno & G.A. Ferrero 54

Estudio espectroscópico de cúmulos estelares pertenecientes a la Nube Mayor de Magallanes
C.G. Oviedo & A.V. Ahumada 57

Masa del progenitor de la SN 2018aoq: compatibilidad entre modelo hidrodinámico y detecciones directas
L. Martinez & M. Bersten 60

Magnetares como fuentes para potenciar supernovas peculiares
M. Orellana & M.C. Bersten 63

Towards a radio-polarimetric study of the bright colliding-wind binary WR 147
A. Blanco, P. Benaglia, S. del Palacio & C. A. Hales 66

Effect of tides on the orbital evolution of irradiated interacting binaries
M. Echeveste, M.L. Novarino, O.G. Benvenuto & M.A. De Vito 69

Emisión temprana de la supernova 2016gkg
K.Y. Ertini & G. Folatelli 72

Correlation between activity indicators: Hα and Ca II in M stars
R.V. Ibañez Bustos, A.P. Buccino & P.J.D. Mauas 75

The preliminary orbit of the new massive binary HD 93249
T. Ansín, R. Gamen, N.I. Morrell & R. Barbá 78

Análisis de supernovas asociadas a estallidos de radiación gamma
M.E. Favaro & M.C. Bersten 81

Ciclos estelares
P.M. Olivar, L. Sraibman, A.P. Buccino, F.O. Minotti & P.J.D. Mauas 84

Dependencia entre la mezcla en los bordes de regiones convectivas y la masa estelar
F.D. Moyano, J.A. Panei & J.A. Moreno 87

Luminosity effects in O4-type stars in the near infrared domain
F. Giudici Michilini, G. Ferrero, R. Gamen, N.I. Morrell & R. Barbá 90

Espectroscopía nebular de la supernova 2016gkg
L. Ferrari & G. Folatelli 93

Flamingos-2 spectroscopy of early-type peculiar stars
M.L. Arias, A.F. Torres, M. Kraus & L.S. Cidale 96

Spectroscopic study of the sgB[e]-high mass X-ray binary CI Cam
A. Aret, M.L. Arias, A. Torres, L.S. Cidale & T. Eenmäe . . . 99

Estudio de la viscosidad en un disco de acreción delgado
M.F. Montero, M.A. De Vito & O.G. Benvenuto . . . 102

Self-consistent hydrodynamic solutions for line-driven winds of O stars in the m-CAK formalism
A.C. Gormaz-Matamala, M. Curé, L.S. Cidale & R.O.J. Venero . . . 105

SE. Sistemas Estelares **108**

Embedded clusters: upgrading visual and infrared photometric analysis with Gaia DR2 and ASteCA
E.E. Giorgi, G.R. Solivella, A. Cruzado, R.A. Vázquez, G.I. Perren & T. Canavesi . . . 108

Havlen-Moffat #1, el cúmulo menos pensado
M.M. Leiva, E.E. Giorgi, R.C. Gamen & N.I. Morrell . . . 111

MI. Medio Interestelar **114**

Supernova remnants: Relics and aftermath of stellar explosions. **Invited report.**
G. Castelletti . . . 114

Interacción entre el RSN G359.1-0.5 y el medio interestelar
L.K. Eppens, E.M. Reynoso, J.A. Combi & J. Lazendic-Galloway . . . 121

Radio observations of young stellar objects of the Cygnus region
N.L. Isequilla, P. Benaglia, C-H. Ishwara-Chandra & H. Intema . . . 124

Wolf-Rayet stars and their interaction with the surrounding interstellar medium
S.B. Cárdenas, S. Cichowolski, R. Gamen & L.A. Suad . . . 127

Studying the molecular gas towards a bright rimmed cloud at the infrared dust bubble N30
A. Solernó, M.B. Areal & S. Paron . . . 130

Espectroscopía de campo integral de la nebulosa del Espirógrafo: Observaciones VLT-MUSE de IC 418
R.A. Pignata, D. Mast & W. Weidmann . . . 133

EG. Estructura Galáctica **136**

Fractal gravitation
T. Canavesi . . . 136

Bayesian analysis of five open clusters in the Milky Way
M.S. Pera, G.I. Perren, G. Carraro, E. Giorgi, H.D. Navone & R.A. Vázquez . . . 139

AEC. Astrofísica Extragaláctica y Cosmología **142**

Clusters of galaxies: structure and dynamics in the last 8 Gyr. **Invited report.**
A. Biviano . . . 142

The effect of gas accretion on the radial abundance profiles of galaxies
F. Collacchioni, C.D.P. Lagos, P.D. Mitchell & S.A. Cora . . . 149

Signatures of first galaxies at FIR/sub-mm wavelengths
M.E. De Rossi & V. Bromm . . . 152

Angular resolution at map level in the QUBIC instrument
M.M. Gamboa Lerena, C.G. Scóccola & the QUBIC Collaboration . . . 155

Anisotropías en el apagado de galaxias en las afueras de cúmulos
J.M. Salerno, H.J. Martínez, H. Muriel, V. Coenda & B. Vulcani . . . 159

Evolution of passive galaxies in the SAG model
T. Hough, S.A. Cora & C.A. Vega-Martínez . . . 162

El sistema de cúmulos globulares de la galaxia elíptica NGC 3613
B.J. De Bortoli, L.P. Bassino, J.P. Caso & A.I. Ennis . . . 165

Evolution of the colour-magnitude relation of early-type galaxies in cosmological numerical simulations
L.J. Zenocratti, A.V. Smith Castelli, M.E. De Rossi & F.R. Faifer . . . 168

Redshift horizon for the *Origins Space Telescope* from primordial dust emission
M.E. De Rossi & V. Bromm . . . 171

Emission line galaxies around protoclusters in a galaxy formation model
T. Hough, S. Gurung-López, Á. Orsi & S.A. Cora . . . 174

Connection between the chemical properties of the stellar and gas components in simulated galaxies
N.V. Torres & M.E. De Rossi . . . 177

Dust emission from the first massive galaxies
M.E. De Rossi, G.H. Rieke, I. Shivaei, V. Bromm & J. Lyu . . . 180

Calibration of the polarimeter CasPol at the Nasmyth focus: Application to two extragalactic sources
I.E. López, S.A. Cellone & I. Andruchow . . . 183

Observaciones espectroscópicas del blazar S2 0109+22 y su entorno
A. Pichel, C. Donzelli, H. Muriel & A.C. Rovero . . . 186

OCPAE. Objetos Compactos y Procesos de Altas Energías **189**

Emisión γ de supervientos galácticos
P. Kornecki, L.J. Pellizza, J.F. Albacete Colombo & A.L. Müller . . . 189

Injection of leptonic matter above accreting black holes
J. Pelle, G.E. Romero & L.J. Pellizza . . . 192

Producción de neutrones en *jets* de microcuásares: Inyección de partículas relativistas en el medio circundante
G.J. Escobar, L.J. Pellizza & G.E. Romero . . . 195

Estrellas híbridas con núcleos superconductores de color
D. Curin, I.F. Ranea-Sandoval, M. Orsaria & G.A. Contrera 198

Numerical code for simulating detonations in one dimension
S.C. Morales & D.J.R. Sevilla 201

Hard diffuse X-ray emission around the PSR J2032+4127: A pulsar wind nebula in the Cygnus OB2 association
J.F. Albacete Colombo, J.J. Drake, A. Filócomo & N.J. Wright. 204

Astrosismología de estrellas de neutrones aisladas: Análisis del modo fundamental
M.C. Rodríguez, M. Celi, M.R. Alessandroni, P.D. López & I.F. Ranea-Sandoval 207

Materia densa y perturbaciones relativistas no radiales en protoestrellas de quarks
M.R. Alessandroni, P.D. López, M. Celi, M.C. Rodríguez & M.G. Orsaria 210

T Tauri stars as γ-ray source in the Rho Ophiuchi region
A. Filócomo, G.J. Escobar, J.F. Albacete Colombo, E.A. Pássaro & J.A. Combi 213

ICSA. Instrumentación y Caracterización de Sitios Astronómicos **216**

Estudio de calidad de imagen en el telescopio JS del CASLEO
C.delV. Garay, S. Cellone & P. Ostrov 216

Desarrollo de un receptor digital para observaciones en continuo de radio y lineas espectrales
G. Gancio, J.A. Combi, A. Szeinfeld & A. Saidman 219

Desarrollo de un receptor digital para detección de pulsares
G. Gancio, C. Lousto, L. Combi, F. García & Colaboración PuMA 222

Construcción de radiotelescopio amateur para pruebas de diseño de receptor
O.V. Lopez Cabrera, L.A. Jalil, J.A. Areta, M. Orellana & N.P. Maffione. 225

Uso astronómico de la estación de espacio profundo CLTC-CONAE-NEUQUEN
M. Colazo, G. Gancio & H. Command 228

Caracterización de la antena DSA 3 para uso astronómico
R. Sarmiento, M. Colazo & M. Fernández López 231

HEDA. Historia, Enseñanza y Divulgación de la Astronomía **234**

La divulgación de la astronomía hoy: problemas y desafíos. **Mesa redonda.**
G.R. Bengochea, B. García & M.A. Sofía 234

Búsqueda de los sitios de observación del tránsito de Venus de 1882 en territorio argentino: III. Carmen de Patagones
G.E. Milesi & R.A. Vázquez 239

Astronomía en contexto de encierro punitivo: Sistematización del taller “Puntos Cardinales”
R.F. Haack, B.J. De Bortoli & P.J. Pessi 242

Aprendiendo sobre los eclipses de Sol y otros fenómenos astronómicos.
M. Iannuzzi, M. Corti, I. Witteveen, R. Vallverdú, M.A. De Vito, S. Gimenez Benitez & O. Di Marco 245

O. Otros **248**

Digitalización de los primeros volúmenes del BAAA
E.C. Fernández, P. Méndez Moura, C.J. Nusch, M.R. De Giusti, L. Calamante, L. Folegotto, Y. Aidelman, L.S. Cidale & R. Gamen 248

Proyecto de digitalización de placas espectrográficas del Observatorio de La Plata
N. Meilán, S. Collazo, M.R. Alessandroni, M. López Durso, R.A. Peralta, Y. Aidelman, L.S. Cidale & R. Gamen . . . 251

Fractal dimension in star formation regions
T. Canavesi & S. Hurtado 254

Búsqueda de patrones sobre grandes volúmenes de datos temporales
D.D. Carpintero, E. Gularte & G. Baume 257

Índice alfabético de autores **261**

Deflexión de eyecciones coronales de masa: Simulaciones numéricas

A. Sahade[1,2], M. Cécere[1,3] & G. Krause[4,5]

[1] *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET–UNC, Argentina.*
[2] *Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación, UNC, Argentina.*
[3] *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina.*
[4] *Instituto de Estudios Avanzados en Ingeniería y Tecnología, CONICET, Argentina.*
[5] *Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, UNC, Argentina.*

Contacto / asahade@oac.unc.edu.ar

Resumen / Las eyecciones coronales de masa (CMEs, por sus siglas en inglés) son eventos eruptivos en los cuales se liberan grandes cantidades de masa solar que arrastran campos magnéticos más fuertes que los del ambiente y se expanden hacia el medio interplanetario. Se sabe que no todas las CMEs se eyectan en forma radial y sus deflexiones pueden deberse a la influencia de estructuras magnéticas que rodean el área de formación de la eyección; en particular los agujeros coronales. En la presente contribución se estudia la evolución de las CMEs a través de simulaciones numéricas. Se emulan diferentes escenarios magnéticos para analizar de modo sistemático de qué manera las diferentes características del agujero coronal pueden contribuir a la deflexión de la CME en los estadíos tempranos de su evolución.

Abstract / Coronal mass ejections (CMEs) are eruptive events in which large amounts of solar mass are released, dragging magnetic fields stronger than those in the environment and expanding into the interplanetary medium. It is known that not all CMEs are ejected radially and deflections may be due to the influence of magnetic structures surrounding the formation area of the ejection, particularly coronal holes. The present contribution studies the evolution of CMEs through numerical simulations. Different magnetic scenarios are simulated to systematically analyze how the different properties of the coronal hole can contribute to the deflection of CMEs, in the early stages of their evolution.

Keywords / Sun: coronal mass ejections (CMEs) — Sun: magnetic fields — solar—terrestrial relations

1. Introducción

Las eyecciones coronales de masa (CMEs, por sus siglas en inglés) consisten en grandes estructuras compuestas de plasma y campos magnéticos, que son expelidas del Sol hacia la heliosfera. Se han desarrollado muchos modelos de CMEs para describir su estructura previa a la erupción, los mecanismos que las desencadenan y el proceso de erupción. La construcción de modelos de CMEs es de gran importancia, no sólo por ser eventos astronómicos de gran valor científico, sino que también, al ser el principal impulsor de las perturbaciones de la meteorología espacial, sus consecuencias sobre la actividad humana dependiente de la tecnología son directas. Para validar o desechar los modelos propuestos es indispensable basarse en la combinación de las observaciones y de la teoría magnetohidrodinámica (MHD).

Dentro de las estructuras magnéticas capaces de desviar a la eyección de su trayectoria radial, se encuentran los agujeros coronales (Cremades et al., 2006; Gopalswamy et al., 2009; Mohamed et al., 2012). Los agujeros coronales (CHs por sus siglas en inglés) son regiones de campo magnético principalmente unipolar, menos densos y más fríos que el ambiente, debido al flujo de partículas que se pierden a través de sus líneas de campo abiertas. En base a las características observadas, los CHs actúan como "paredes magnéticas" ya que las CMEs tienden a alejarse de estos.

Para mejorar nuestro conocimiento sobre estos explosivos eventos, contamos principalmente con dos herramientas: las observaciones desde telescopios solares, que nos permiten estudiar con cada vez mayor resolución la evolución de las CMEs, y las simulaciones numéricas, que nos permiten aproximar soluciones físicas que expliquen la dinámica observada. En la literatura se encuentran diversos estudios numéricos, donde los autores analizan cómo el ambiente magnético alrededor de una CME en particular favorece su deflexión (ver, e.g., Lugaz et al., 2011; Zuccarello et al., 2012; Lynch & Edmondson, 2013). También se encuentran estudios más generales (ver, e.g., Zhou & Feng, 2013; Kay et al., 2015), donde se analiza la influencia en la desviación de la CME ante diversos escenarios.

En este trabajo realizamos un estudio paramétrico de las características de un CH en simulaciones 2.5D, para analizar cómo estas características afectan a la deflexión de una CME en un entorno aislado.

2. Simulaciones

Las simulaciones numéricas son una herramienta más para avanzar en el entendimiento de estas deflexiones. Debido a que las ecuaciones que describen la dinámica del plasma no tienen solución analítica, es necesario utilizar esta herramienta para comprender la física detrás de lo observado. Para generar las simulaciones numéricas que se presentan en este trabajo se utilizó el código abierto FLASH (Fryxell et al., 2000), desarrollado por la Universidad de Chicago. El mismo tiene diversas implementaciones que resuelven distintas ecuaciones hidrodinámicas y de partículas, que pueden ser modificadas por el usuario. En particular tiene una unidad que resuelve las ecuaciones magnetohidrodinámicas compresibles en mallas estructuradas con capacidad de refinamiento adaptativo, usando directivas MPI (*message passing interface*) para su cómputo en paralelo.

2.1. Modelo

Uno de los modelos con más consenso y que permite explicar la gran mayoría de eventos de CME, es el modelo de cuerda de flujo (e.g. Gibson & Fan, 2006; Isenberg et al., 1993). Los datos *in situ* (a 1 ua) revelan que muchas CMEs se adaptan a lo esperado de este modelo (Jian et al., 2006). También en imágenes coronales, donde se observan indicios de una topología de cuerda de flujo (CF) para filamentos en erupción y núcleos de CMEs. Incluso mediciones en el limbo de la fotósfera han apoyado la topología de la CF (Lites, 2005). Es por esto que se eligió analizar la evolución de una CF mediante la resolución de ecuaciones MHD ideales.

2.2. Configuración inicial

Para la configuración inicial de la CME, se tomó como referencia la configuración MHD utilizada por Krause et al. (2018). En ese trabajo se implementó un escenario cromosférico/coronal con una estructura de CME representada por el corte transversal de una CF (ver Fig. 1). La CF (naranja) es un tubo con densidad de corriente $\mathbf{j} = j_0\hat{k}$, cuyo ascenso está impulsado por repulsión a su imagen con densidad de corriente $-\mathbf{j}$. El dipolo genera el campo fotosférico y las líneas abiertas (violeta) el campo del CH.

Se inicializa el problema con una configuración magnética en desequilibrio que permite el ascenso de la CF. El campo magnético de un CH (Pascoe et al., 2014) fue incorporado para estudiar cómo éste altera la expansión y trayectoria de la CME. El campo magnético inicial del CH esta dado por la siguiente expresión:

$$\mathbf{B}_{CH} = B_0\left[\text{sen}\left(\frac{x-D}{W}\right)\hat{\imath}+\cos\left(\frac{x-D}{W}\right)\hat{\jmath}\right]e^{-y/W}. \quad (1)$$

El campo magnético simulado es localmente unipolar y está representado por los parámetros libres B_0, W y D. La intensidad del campo del CH en la base de la corona queda determinada por el parámetro B_0. El área del CH es proporcional al parámetro W, que puede ser interpretado como el ancho. La distancia del centro del CH a la CF en $t = 0$ s corresponde al parámetro D.

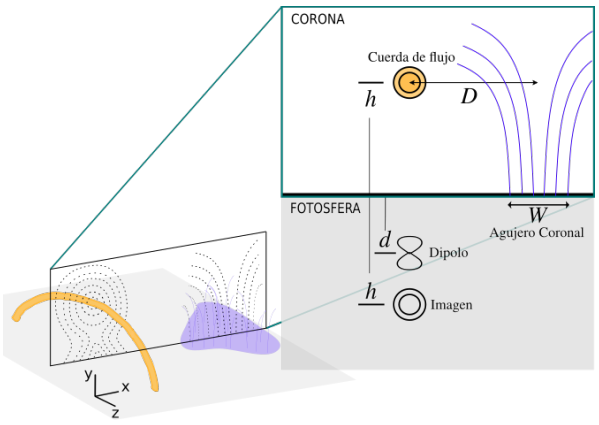


Figura 1: Esquema de la CF progenitora de la CME (naranja) y el CH (violeta). En líneas punteadas las líneas de campo magnético de cada elemento. En el recuadro derecho se indican las fuentes y componentes del campo magnético inicial con sus distancias relativas.

2.3. Parámetros

Dentro de los parámetros que caracterizan a la simulación, se discriminó entre aquellos que permanecerían invariantes en los distintos casos simulados, y aquellos que se variarían para obtener una relación entre los mismos y la deflexión de la CME. Para esto, se realizó un análisis previo sin el CH, cuyos resultados más relevantes serán mencionados en la Sec. 3.

De los resultados preliminares, se eligió una configuración estándar para la CME y el ambiente, con lo que los parámetros variados fueron únicamente los que describen al CH. Esta elección tuvo base en el estudio observacional realizado por Cremades et al. (2006), y continuado por Gopalswamy et al. (2009), quienes encontraron relaciones empíricas entre las características de CHs y la deflexión de CMEs.

3. Resultados preliminares

3.1. Propiedades de la CF

Comprender cómo afectan los distintos parámetros a la velocidad es importante, ya que la masa y velocidad de la CF afectan la intensidad de su deflexión, siendo generalmente las más rápidas y masivas las menos deflectadas (Kay et al., 2015). Por esto, se realizó un estudio sin la presencia del CH donde se observa que la variable que más favorece a una eyección rápida de la CME, es la temperatura de la CF. Subir un orden de magnitud la temperatura, implicó aproximadamente el aumento de un orden de magnitud en la velocidad. Sin embargo, la relación pierde linealidad a partir de $T = 2\,\text{MK}$. Otro factor que favorece el ascenso, es que la atadura magnética a las bases fotosféricas sea débil. Disminuir esta atadura a la mitad, aumentó la velocidad de ascenso entre un 25 y un 400 % (debido a la correlación entre parámetros). Por último, aumentar al doble la corriente de la CF, favorece al aumento de la velocidad en un 10 %.

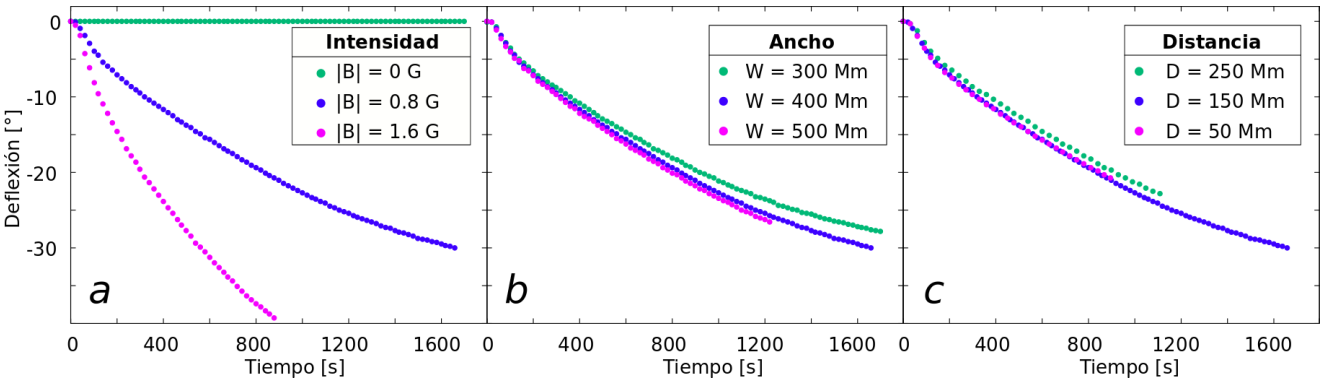


Figura 2: Deflexión de la CME en función del tiempo, variando a) la intensidad del campo magnético, b) el ancho y c) la distancia al CH.

3.2. Propiedades del CH

Con el modelo bidimensional de CF perturbada por un campo unipolar utilizado para este trabajo, se ha demostrado la susceptibilidad de la CME, al ambiente magnético en el que se encuentra embebida la CF. El análisis sistemático realizado, permitió evaluar cómo afectan a la evolución de la CME los distintos parámetros del CH, que rompe la simetría del entorno en el cual se desarrolla. Aumentar la intensidad del CH, implica una deflexión mayor y más rápida, como puede verse en la Fig. 2a. Al variar el área (Fig. 2b) y la distancia (Fig. 2c) a la que el CH se encuentra de la CF. Hallamos que, a mayor ancho del CH y menor distancia a la CF, la deflexión es más rápida.

4. Conclusiones

En este trabajo se estudió la deflexión de una CME en presencia de un CH por medio de simulaciones numéricas.

Se pudo determinar a partir de las múltiples simulaciones efectuadas, que en cualquier caso la CF se ve atraído por el mínimo local de energía magnética, formado por la suma del campo base y el CH, y se deflecta hacia éste hasta alcanzarlo. En algunos estudios se reporta que la CME puede sufrir incluso una doble deflexión, si el CH y el mínimo magnético se encuentran en el mismo lado del dominio. En la literatura se pueden encontrar estudios observacionales donde se presentan estos casos, como en Jiang et al. (2007), que muestran que un filamento erupcionó hacia un CH y "rebotó" en él.

El resultado obtenido de variar la intensidad del CH coincide con la relación propuesta por Gopalswamy et al. (2009), donde calculan un "parámetro de influencia" para cada CH proporcional a su intensidad de campo a nivel de la fotosfera. El aumento del campo magnético del CH, implica mínimos magnéticos locales cuya influencia en la deflexión de la CF es crucial en las etapas iniciales del ascenso.

Un estudio a escalas mayores de tiempo y espacio es necesario para poder comparar con lo predicho por Cremades et al. (2006), quienes afirman que la influencia del CH sobre la CME es proporcional a su área e inversamente proporcional a la distancia. A pesar de que variando el área y la distancia a la que el CH se encuentra de la CF se obtiene que, a mayor ancho del CH y menor distancia a la CF, la deflexión es más rápida; el análisis de la trayectoria arrojó que la deflexión final es la misma entre los casos con distinto ancho W o diferentes distancias D, al menos en las etapas tempranas de la deflexión de la CME.

Como conclusión general puede decirse que en los estadios tempranos de la evolución de la CME, los mínimos de energía magnética locales causarán la deflexión de la CF, atrayéndolo hacia su posición espacial, sea cual sea la ubicación del CH.

Agradecimientos: AS es Becaria Doctoral de CONICET. MC y GK son miembros de la Carrera del Investigador Científico (CONICET). AS, MC y GK agradecen el apoyo de ANPCyT bajo el subsidio PICT No. 2016-2480. AS y MC también agradecen el apoyo de SECYT-UNC por el subsidio PC No 33620180101147CB.

Referencias

Cremades H., Bothmer V., Tripathi D., 2006, Adv. Space Res., 38, 461
Fryxell B., et al., 2000, ApJS, 131, 273
Gibson S.E., Fan Y., 2006, J. Geophys. Res., 111, A12103
Gopalswamy N., et al., 2009, J. Geophys. Res., 114, A00A22
Isenberg P.A., Forbes T.G., Demoulin P., 1993, ApJ, 417, 368
Jian L., et al., 2006, Solar Phys., 239, 393
Jiang Y., et al., 2007, ApJL, 667, L105
Kay C., Opher M., Evans R.M., 2015, ApJ, 805, 168
Krause G., et al., 2018, MNRAS, 474, 770
Lites B.W., 2005, ApJ, 622, 1275
Lugaz N., et al., 2011, ApJ, 738, 127
Lynch B.J., Edmondson J.K., 2013, ApJ, 764, 87
Mohamed A.A., et al., 2012, J. Geophys. Res., 117, A01103
Pascoe D.J., Nakariakov V.M., Kupriyanova E.G., 2014, A&A, 568, A20
Zhou Y.F., Feng X.S., 2013, J. Geophys. Res., 118, 6007
Zuccarello F.P., et al., 2012, ApJ, 744, 66

Estudio de validación tomográfica del modelo MHD AWSoM

D.G. Lloveras[1], A.M. Vásquez[1], F.A. Nuevo[1], C. Mac Cormack[1], N. Sachdeva[2], W. Manchester IV[2], B. Van der Holst[2] & R.A. Frazin[2]

[1] *Insituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*
[2] *Climate and Space Sciences and Engineering, Universidad de Michigan, Ann Arbor, EE.UU.*

Contacto / dlloveras@iafe.uba.ar

Resumen / Los modelos magnetohidrodinámicos (MHD) tridimensionales (3D) de la corona solar, necesarios para modelar y predecir el clima espacial, deben ser validados observacionalmente. A escala global, esto puede ser hecho mediante tomografía de medida de emisión diferencial (DEMT del inglés), que provee la distribución 3D de densidad y temperatura electrónica en la baja corona ($1.0 - 1.25$ $R_\odot$). Realizamos una validación DEMT de la versión mas reciente del *Alfvén Wave Solar atmosphere Model* (AWSoM) del *Space Weather Modeling Framework* (SWMF). Se llevó a cabo un análisis comparativo a lo largo de las líneas de campo de la densidad y temperatura electrónicas del modelo y la tomografía. Para este estudio se seleccionaron dos rotaciones de mínimo solar, una entre los ciclos solares (SCs del inglés) 23 y 24, y otra entre los SCs 24 y 25. Discutimos las diferencias observadas entre el modelo y los productos tomográficos, y las limitaciones y posibles mejoras futuras para el modelo AWSoM.

Abstract / Three-dimensional (3D) magnetohydrodynamic (MHD) models of the solar corona, necessary to model and predict space weather, must be validated observationally. At a global scale, this can be done using differential emission measure tomography (DEMT), which provides 3D distribution of electron density and temperature in the low corona ($1.0 - 1.25$ $R_\odot$). We performed a DEMT validation of the most recent version of Alfvén Wave Solar atmosphere Model (AWSoM) within the Space Weather Modeling Framework (SWMF). A comparative analysis is carried out along the field lines of the electronic density and temperature of the model and tomography. For this study two solar minimum rotations are selected, one between solar cycles (SCs) 23 and 24 and another between SCs 24 and 25. We discuss the differences observed between the model and tomographic products and the limitations and possible future improvements for the AWSoM model.

Keywords / Sun: corona — Sun: fundamental parameters — Sun: UV radiation — Sun: abundances

1. Introducción

La observación y el modelado de la corona solar resulta de gran relevancia para el estudio de la relación Sol-Tierra, ya que es donde el viento solar es calentado, acelerado y tienen lugar eventos impulsivos como eyecciones coronales de masa, fulguraciones, etc. Predecir eventos del tiempo espacial y sus efectos geomagnéticos, requiere modelos 3D de la atmósfera solar que se extiende desde la cromosfera, pasando por la corona, hasta la heliosfera. Estos modelos evolucionan en forma constante, y conforme lo hacen necesitan ser validados mediante nuevas observaciones y análisis detallados.

En el presente trabajo nos focalizaremos en el modelo MHD 3D coronal y de viento solar AWSoM, que forma parte del SWMF. El modelo utiliza calentamiento por ondas de Alfvén para proveer un modelo físico descriptivo 3D auto consistente de calentamiento coronal y aceleración de viento solar (Sokolov et al., 2013; van der Holst et al., 2014).

A medida que el modelo es actualizado/modificado es necesario contrastar los resultados con observaciones. En una reciente publicación Sachdeva et al. (2019) llevaron a cabo una validación de la última versión del modelo para las rotaciones de Carrington (CRs del inglés) 2208 y 2209 con diferentes instrumentos espaciales, donde se calculó la diferencia relativa entre los resultados de AWSoM y DEMT a distintas alturas heliocéntricas. Tanto para la densidad electrónica (N_e) como para la temperatura electrónica (T_e) los resultados de ambos modelos difieren en el rango $10 - 30$ % en diferentes regiones coronales.

Debido a que la corona es gobernada por el campo magnético, resulta de particular interés analizar la termodinámica de líneas de campo asociadas a distintas estructuras magnéticas (Streamer, Agujero coronal, etc.). El trabajo de Sachdeva et al. (2019) no consideró la estructura magnética para el estudio de validación tomográfico. En este artículo breve presentamos los primeros resultados de realizar la comparación AWSoM/DEMT diferenciando distintas estructuras magnéticas. Para esto se seleccionó la rotación CR2082 correspondiente al mínimo de actividad solar del año 2009 y una rotación en la fase de declinación actual CR2208 (septiembre 2018).

2. Método

El modelo AWSoM utiliza un magnetograma sinóptico ADAPT-GONG (Arge et al., 2010) como condición de contorno. Como condición inicial utiliza el modelo potencial con superficie fuente y luego lo evoluciona en el tiempo (van der Holst et al., 2010). Permite obtener una estructura 3D de parámetros físicos (N_e y T_e entre

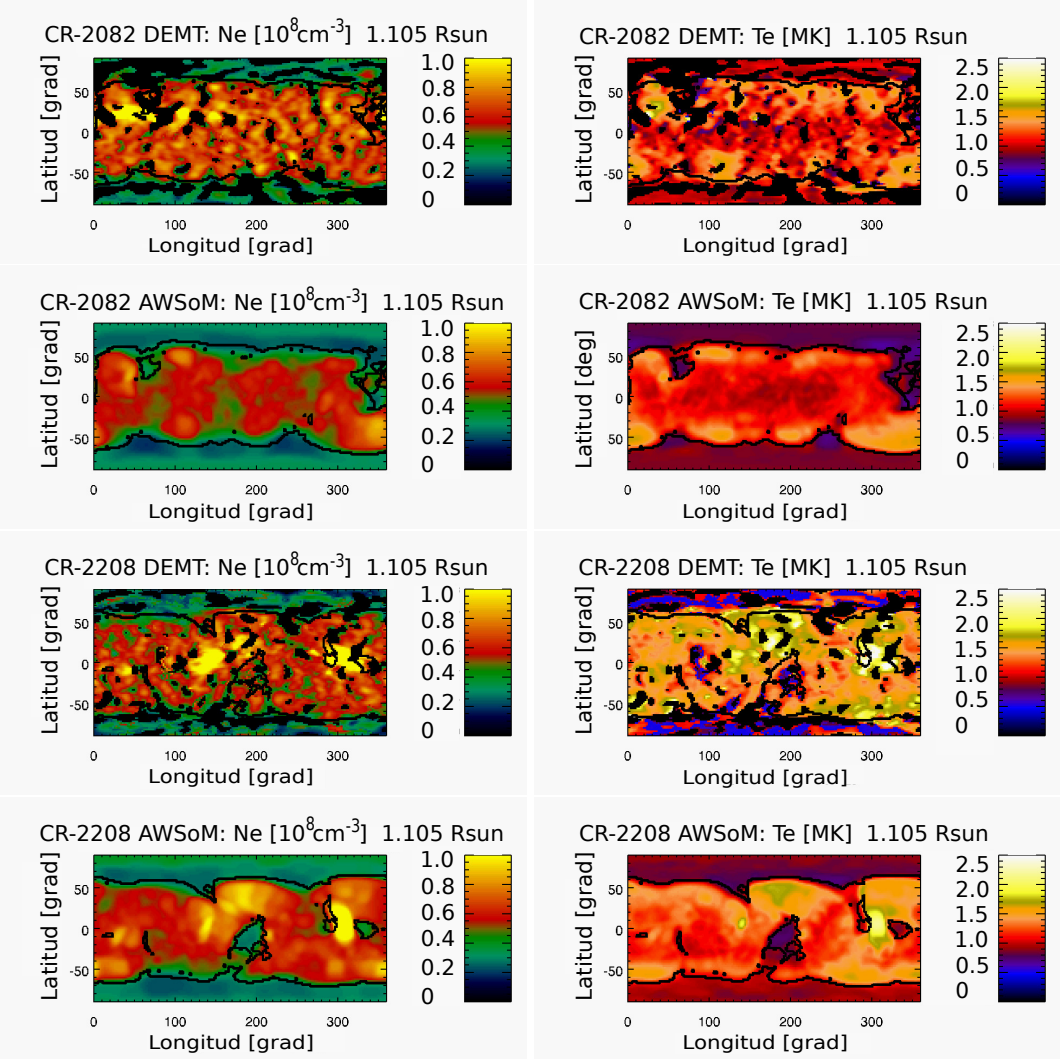


Figura 1: Mapas de Carrington de T_e (derecha) y N_e (izquierda) para las CR-2082 y CR-2208 a 1.105 $R_\odot$, obtenidas con DEMT y con AWSoM. En los mapas tomográficos, las celdas negras corresponden a regiones no reconstruidas. En todos los paneles las curvas negras indican las fronteras entre las regiones magnéticas abiertas y cerradas (determinadas en base al modelo magnético de AWSoM).

otros) entre 1.0 $R_\odot$ y 1 UA. La última versión del modelo presenta una región de transición extendida desde la fotosfera hasta $\sim$ 1.05 $R_\odot$, región que no se tuvo en cuenta en la comparación.

La reconstrucción DEMT utiliza como datos una serie temporal de imágenes en extremo ultravioleta (EUV del inglés) que cubren media rotación solar, permitiendo reconstruir la emisividad en forma 3D en la baja corona. Combinando la emisividad de todas las bandas del telescopio se obtiene la medida de emisión diferencial local y tomándole los momentos se obtiene la densidad y temperatura electrónica (Frazin et al., 2009).

En el presente trabajo se utilizaron imágenes de las bandas 171, 195 y 284 Å obtenidas con el Extreme UltraViolet Imager (Wuelser et al., 2004) a bordo del *Solar TErrestrial RElations Observatory* y de las bandas 171, 193 y 211 Åcon el Atmospheric Imaging Assembly (Lemen et al., 2012) a bordo del *Solar Dynamics Observatory* para CR2082 y CR2208 respectivamente.

La selección es debido a que ambos períodos presentan baja actividad coronal, mostrando una corona con fuerte simetría axial y con agujeros coronales en la zona polar y un streamer dominante en las latitudes ecuatoriales. En el procesado de imágenes y la reconstrucción tomográfica se aplicaron todos los procedimientos en su estado-del-arte, detallados en Lloveras et al. (2017).

Para llevar a cabo una comparación termodinámica a lo largo de lineas magnéticas se utilizó el campo dado por el modelo AWSoM. Para este fin se determina la geometría de las líneas de campo desde coordenadas específicas de un punto de partida tanto hacia el exterior como hacia el interior. Para muestrear uniformemente el volumen abarcado por las reconstrucciones DEMT, se seleccionó un punto de partida en el centro de cada celda de la grilla 3D a 6 alturas espaciadas uniformemente desde 1.02 a 1.25 $R_\odot$. Las líneas son clasificadas en cerradas o abiertas y los resultados DEMT y AWSoM son comparados en ambas regiones magnéticas.

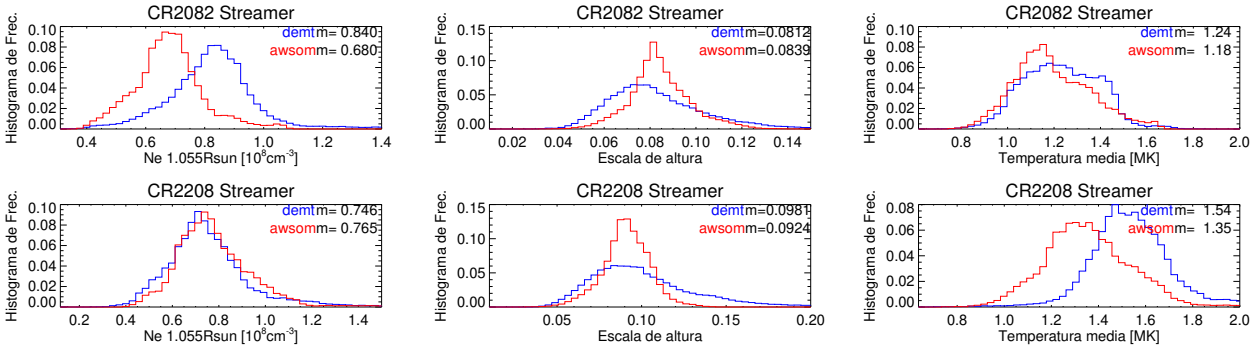


Figura 2: Histogramas del Streamer de CR-2082 y CR-2208 para: $N_e(r = 1.055\ \mathrm{R}_\odot)$, escala de altura de N_e y $\langle T_e \rangle$. En azul y rojo se muestran los resultados DEMT y AWSoM, respectivamente, indicándose los valores medianos de cada estadística.

3. Resultados

Como ejemplo de los productos de los modelo DEMT y AWSoM, se muestra en la Fig. 1 mapas latitud/longitud (a una altura dada) de la densidad y temperatura electrónicas, para las dos rotaciones seleccionadas. La línea negra sólida demarca la frontera entre las líneas magnéticas abiertas (asociada a los agujeros coronales) de las líneas cerradas (asociadas al cinturón ecuatorial de streamers). En los mapas de DEMT, las celdas negras representan celdas no reconstruidas por la técnica y fueron excluidas del análisis.

Cada línea magnética cerrada es separada en sus dos piernas, definidas como los segmentos que van desde la base coronal hasta el punto de mayor altura de la línea (el ápice). Para cada pierna se ajustó el perfil de $N_e(r)$ utilizando un modelo hidrostático isotérmico (Ec. 5 de Lloveras et al. 2017) y se determinaron los valores de densidad basal y escala de altura correspondientes. Los paneles izquierdos y medios de la Fig. 2 muestran histogramas de estas dos cantidades, para el modelo AWSoM y la reconstrucción DEMT en la región del streamer, para las dos rotaciones estudiadas. El panel derecho de la Fig. 2 muestra histogramas de la temperatura media a lo largo de la pierna.

Para clasificar arcos con temperatura creciente (decreciente) se consideró que el coeficiente de correlación de Pearson entre temperatura y altura heliocéntrica fuese mayor a 0.5 (menor a -0.5). Dado que el modelo AWSoM presenta solo arcos con temperatura creciente, se seleccionaron solamente piernas donde $\rho > 0.5$ para las comparaciones estadísticas mostradas en la Fig. 2.

AWSoM no modela apropiadamente el rango $(1.00 - 1.05\ \mathrm{R}_\odot)$ debido a que considera una región de transición extendida. Dicho rango fue dejado fuera de la comparación. La Fig. 2 muestra la distribución estadística de los resultados DEMT y AWSoM en el streamer. La mediana de los histogramas de densidad basal y temperatura media difieren en menos de un 30 %, mientras que las medianas de los histogramas de escala de altura difieren en menos de un 5 % para las dos rotaciones estudiadas.

4. Discusión y trabajo futuro

El modelo AWSoM reproduce la simetría axial de las estructuras de streamer y agujero coronal de forma global. Es capaz de reproducir las estructuras magnéticas con temperatura creciente. Para estas estructuras se observan diferencias de la temperatura media menores al 30 %. Los ajustes en densidad presentan escalas de altura λ_n muy similares y diferencias en la densidad basal $N_e(r = 1.05\ \mathrm{R}_\odot)$ menores al 30 % según la rotación modelada y es capaz de reproducir temperaturas crecientes en las estructuras magnéticas con una diferencia < 30 %. Este trabajo muestra un avance en la capacidad del modelo AWSoM para reproducir la termodinámica de la baja corona descrita por la técnica DEMT. Sin embargo, el modelo no logra reproducir arcos con temperaturas decrecientes, que son dominantes en la zona próxima al ecuador durante el mínimo de actividad solar (Nuevo et al., 2013). La incorporación de la conversión de modos de Alfvén en modos compresibles podría permitir que el modelo reproduzca estas estructuras (Schiff & Cranmer, 2016).

Próximamente se publicará una comparación más extensa y detallada de las cantidades termodinámicas y energéticas derivadas de DEMT y el modelo AWSoM para estas dos rotaciones considerando subregiones del streamer y los agujeros coronales.

Referencias

Arge C.N., et al., 2010, *AGU Fall Meeting Abstracts*, vol. 2010, SM51A–1749
Frazin R.A., Vásquez A.M., Kamalabadi F., 2009, ApJ, 701, 547
Lemen J.R., et al., 2012, Solar Phys., 275, 17
Lloveras D.G., et al., 2017, Solar Phys., 292, 153
Lloveras D.G., et al., 2017, BAAA, 59, 145
Nuevo F.A., et al., 2013, ApJ, 773, 9
Sachdeva N., et al., 2019, arXiv e-prints, arXiv:1910.08110
Schiff A.J., Cranmer S.R., 2016, ApJ, 831, 10
Sokolov I.V., et al., 2013, ApJ, 764, 23
van der Holst B., et al., 2010, ApJ, 725, 1373
van der Holst B., et al., 2014, ApJ, 782, 81
Wuelser J.P., et al., 2004, S. Fineschi, M.A. Gummin (Eds.), *Telescopes and Instrumentation for Solar Astrophysics*, *Proc. SPIE*, vol. 5171, 111–122

Modelado magnético de regiones activas solares: Una comparación entre dos modelos libres de fuerzas

F.A. Nuevo[1,4], G. Valori[2], M. López Fuentes[1], C.H. Mandrini[1,3] & A.M. Vásquez[1,5]

[1] *Insituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*
[2] *Mullard Space Science Laboratory, Department of Space & Climate Physics, University College London, Londres, Reino Unido*
[3] *Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA , Argentina.*
[4] *Ciclo Básico Común, UBA, Argentina.*
[5] *Departamento de Ciencia y Tecnología, UNTREF, Argentina.*

Contacto / federico@iafe.uba.ar

Resumen / El conocimiento detallado del campo magnético coronal ($\mathbf{B}$) es fundamental para entender los mecanismos físicos que producen los fenómenos activos en la corona. Sin embargo, no se encuentran disponibles mediciones directas de alta resolución del campo magnético coronal, por lo cual éste se modela a partir de mediciones en la superficie solar (magnetogramas). En las regiones activas (ARs) donde, la presión magnética es mucho mayor a la presión de plasma, el régimen libre de fuerzas ($\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}$) es una aproximación adecuada. Si α es uniforme en todo el recinto de cálculo el modelo es llamado libre de fuerza lineal (LFFF), si en cambio α depende de la posición, el modelo es libre de fuerza no lineal (NLFFF). En este trabajo comparamos implementaciones numéricas específicas de un modelo LFFF y otro NLFFF aplicadas a dos ARs.

Abstract / The knowledge of the three-dimensional coronal magnetic field ($\mathbf{B}$) at high spatial resolution is key to better understand the physical mechanisms that trigger active phenomena in the corona, the main drivers of space weather. High resolution, direct coronal measurements of $\mathbf{B}$ are not available, so we must rely on suitable coronal field models based on the available photospheric field measurements (magnetograms). For active region (AR) magnetic fields, where magnetic pressure is much larger than plasma pressure, the force-free regime ($\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}$) is a valid approximation. Force-free field models for which the α parameter is a constant are called Linear (LFFF) and models for which α is a function of the position are called non-linear (NLFFF). In this work we test and compare specific numerical implementations of both LFFF and NLFFF models applied to two ARs.

Keywords / Sun: corona — Sun: magnetic fields

1. Introducción

En las últimas décadas se ha logrado un avance sustancial del conocimiento físico de los fenómenos que ocurren en la atmósfera solar, en particular en la corona, debido al progreso sostenido de esfuerzos observacionales, teóricos y de modelado numérico de la comunidad astrofísica. Sin embargo, existen todavía grandes dificultades en la determinación observacional del campo magnético coronal ($\mathbf{B}$), responsable tanto del calentamiento de la corona como de los fenómenos eruptivos que ocurren en ella, que son de gran relevancia en la llamada "meteorología del espacio". Debido a estas dificultades se requiere de modelos que permitan determinar el campo magnético coronal a partir de observaciones en la superficie solar (magnetogramas). En regiones activas (ARs), la hipótesis de un campo libre de fuerzas ($\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}$) resulta válida, ya que la presión magnética es varios ordenes de magnitud mayor a la presión del plasma. Las extrapolaciones libre de fuerza lineal (LFFF) son usualmente utilizadas para el modelado de ARs. Sin embargo, existe evidencia observacional de que α varía espacialmente, aún dentro de una misma AR, tanto a nivel fotosférico como coronal, por lo cual un modelo no lineal libre de fuerzas (NLFFF) resulta una descripción más realista. Para una revisión sobre la validez de los modelos libre de fuerza referimos al lector a Mastrano et al. (2018). En este trabajo comparamos ambos modelos para dos ARs: NOAA 11836 y 11504.

2. Método

2.1. Condición de contorno

Mientras que los modelos LFFF se determinan usando como condición de contorno magnetogramas de la componente del campo a lo largo de la visual (magnetogramas longitudinales), los modelos NLFFF requieren, además, el conocimiento de las componentes transversales del campo (magnetogramas vectoriales). Debido a que las condiciones físicas en la fotósfera no son consistentes con la condición libre de fuerza (que se cumple en la corona) se minimiza la fuerza de Lorentz sobre la caja de cálculo asociada al magnetograma, variando el campo dentro de los rangos de incerteza del mismo. Este procedimiento se denomina preprocesamiento (Wiegelmann et al., 2006; Fuhrmann et al., 2007). Para este trabajo utilizamos magnetogramas del instrumento

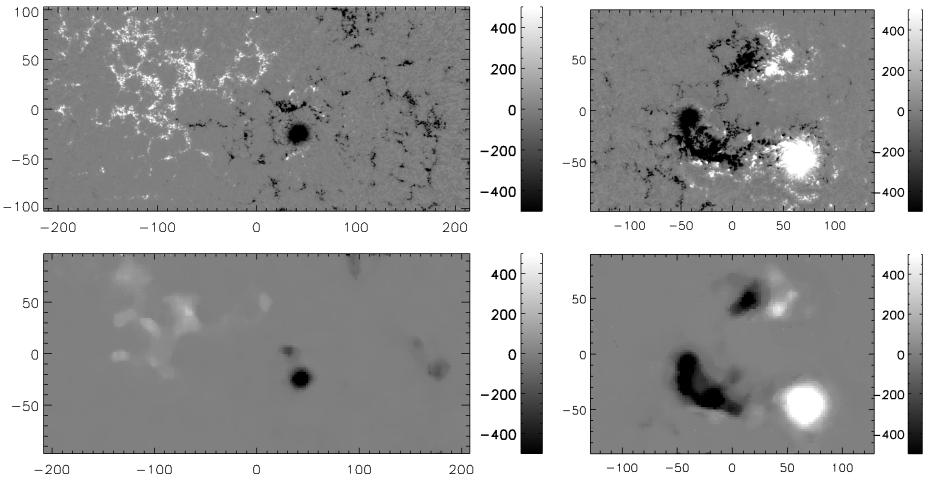


Figura 1: Magnetograma longitudinal original (arriba) y magnetograma preprocesado resultante (abajo) para las ARs 11836 (izquierda) y 11504 (derecha). Las coordenadas están expresadas en Mm y el campo en G.

Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) abordo de la misión *Solar Dynamics Observatory* (SDO) y el método de preprocesamiento de Fuhrmann et al. (2007). Debido a las grandes incertezas en la medición del campo transversal, previo al preprocesado se aplica un *binning* al magnetograma por un factor de 1/6 y se lo suaviza. De esta forma, se mejora la relación señal/ruido y, además, se reduce el tiempo de cálculo. Para el suavizado se utiliza un método de *windowed-media* (Press et al., 2007) que minimiza la diferencia entre los valores de campo y su mediana en una ventana predefinida. La Fig. 1 muestra el magnetograma longitudinal original (arriba) y el magnetograma preprocesado resultante (abajo), que se utilizó como condición de contorno para modelar el campo magnético.

2.2. Modelo NLFFF

Calculamos el modelo NLFFF usando el método magnetofriccional descrito en Valori et al. (2005). Para ello se busca una solución estacionaria del siguiente sistema de ecuaciones usando como condición inicial un campo potencial:

$$\nu \boldsymbol{u} = \boldsymbol{J} \times \boldsymbol{B}\,, \tag{1}$$

$$\boldsymbol{J} = \boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{B}\,, \tag{2}$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = \boldsymbol{\nabla} \times (\boldsymbol{u} \times \boldsymbol{B}) + C_L \boldsymbol{\nabla}(\boldsymbol{\nabla} \cdot \boldsymbol{B})\,, \tag{3}$$

donde $\boldsymbol{u}$ es la velocidad, $\boldsymbol{J}$ es la corriente, ν es una viscosidad numérica y el término $C_L \boldsymbol{\nabla}(\boldsymbol{\nabla} \cdot \boldsymbol{B})$ difunde las divergencias numéricas.

2.3. Modelo LFFF

El modelo LFFF es calculado usando el método de transformada rápida de Fourier (FFT) descripto por Alissandrakis (1981). El campo se escribe como:

$$\boldsymbol{B}(x,y,z) = \sum_{u,v} \hat{\boldsymbol{B}}(u,v,z)\, \exp\left[2\pi i (ux + vy)\right]\,. \tag{4}$$

Como el campo decrece con la altura, el factor $\hat{\boldsymbol{B}}$ puede ser reescrito como:

$$\hat{\boldsymbol{B}}(u,v,z) = \exp\left(-k\, z\right)\, \hat{\boldsymbol{B}}(u,v,0)\,, \tag{5}$$

donde $k = (4\pi^2 q^2 - \alpha^2)^{1/2}$, con $q^2 = u^2 + v^2$. Finalmente el factor $\hat{\boldsymbol{B}}(u,v,0)$ se determina usando la FFT de $B_z(x,y,0)$ (magnetograma longitudinal).

En el modelo LFFF, α es un parámetro libre. Usualmente se lo estima buscando el valor que logra el mejor acuerdo entre las líneas de campo del modelo y los arcos en las imágenes de la AR en el extremo ultravioleta del espectro. En este trabajo estimamos α usando el valor medio de la distribución coronal de $\alpha = J_z/B_z$, obtenida a partir del modelo NLFFF. Los valores obtenidos para las ARs 11836 y 11504 son $\alpha = 1.3 \times 10^{-2}$ Mm^{-1} y $\alpha = 1.9 \times 10^{-2}$ Mm^{-1}, respectivamente.

3. Resultados y Discusión

Se calcularon ambos modelos para las ARs 11836 y 11504. Para estimar el grado libre de fuerza que alcanza la solución en el caso NLFFF se calculó el parámetro (Wheatland et al., 2000):

$$\sigma_J = \frac{\sum J_i \frac{|\boldsymbol{J}\times\boldsymbol{B}|_i}{J_i B_i}}{\sum J_i} = \frac{\sum J_i\, |\mathrm{sen}\,\theta_J|_i}{\sum J_i}\,. \tag{6}$$

Para las dos ARs estudiadas $\sigma_J \approx 0.24$, que representa un ángulo promedio (entre $\boldsymbol{B}$ y $\boldsymbol{J}$) $\theta_J \approx 14°$.

A modo de comparación cualitativa entre ambos modelos, la Fig. 2 muestra las líneas de pequeña (altura $<$ 50 Mm) y gran (altura $>$ 150 Mm) escala, para la AR 11836. La Fig. 3 muestra lo mismo para la AR 11504.

Para la AR 11836 las líneas de campo de pequeña escala del modelo NLFFF muestran un nivel de torsión mayor que las de gran escala, mientras que en el modelo LFFF ambos tipos de líneas tienen el mismo nivel de torsión.

Para una comparación cuantitativa, calculamos la energía y helicidad magnética usando los métodos descritos en Valori et al. (2012) y Valori et al. (2013), respectivamente. La Tabla 1 muestra los valores obtenidos

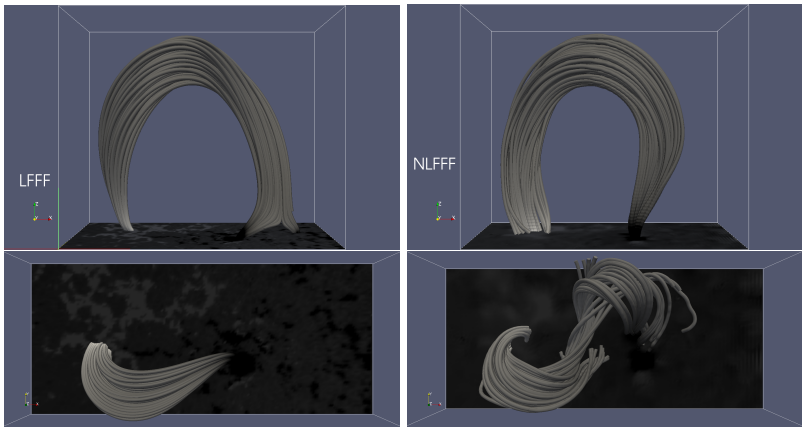


Figura 2: Comparación de las líneas de gran (arriba) y pequeña escala (abajo) para los modelos LFFF (izquierda) y NLFFF (derecha) correspondientes a la AR 11836. Las dimensiones de la caja de cálculo son $\sim 400 \times 200 \times 300$ Mm^3.

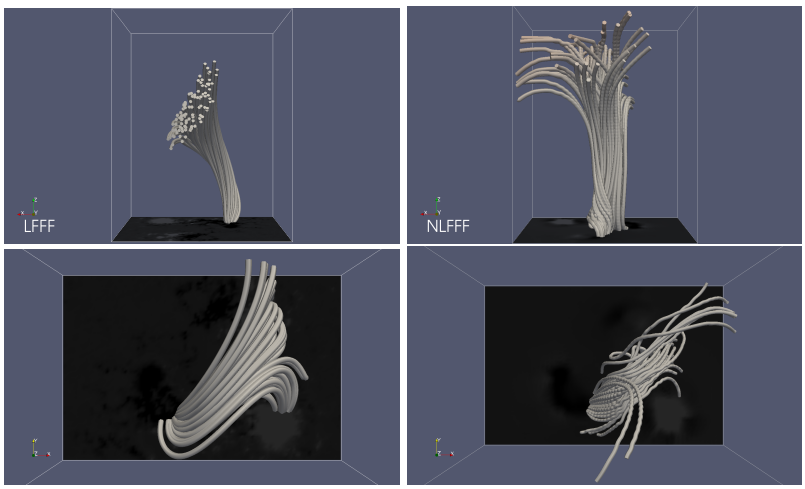


Figura 3: Comparación de las líneas de gran (arriba) y pequeña escala (abajo) para los modelos LFFF (izquierda) y NLFFF (derecha) correspondientes a la AR 11504. Las dimensiones de la caja de cálculo son $\sim 250 \times 180 \times 300$ Mm^3.

para las dos ARs estudiadas usando ambos modelos. Mientras que las líneas de campo del modelo LFFF tienen el mismo valor de α, las líneas de campo del modelo NLFFF tienen valores diferentes, mayores para las líneas de pequeña escala y menores para las líneas de gran escala. Como la energía y helicidad magnética son magnitudes integrales dependientes del valor de α, estas cantidades son mayores en el caso del modelo LFFF.

Continuaremos realizando estas comparaciones aplicadas a casos particulares y probando la validez de ambos modelos a distintas escalas espaciales. Calcularemos para ambos modelos la localización de estructuras topológicas, en las cuales el campo magnético puede reconectarse, y analizaremos cual de los dos modelos resulta más consistente con las observaciones.

AR	Modelo	E [10^{32} erg]	H [10^{42} Mx^2]
11836	LFFF	3.18	6.42
	NLFFF	1.12	2.13
11504	LFFF	29.31	121.82
	NLFFF	10.17	16.22

Tabla 1: Energía (E) y helicidad magnética (H) calculadas a partir de los modelos NLFFF y LFFF para las dos ARs estudiadas.

Referencias

Alissandrakis C.E., 1981, A&A, 100, 197
Fuhrmann M., Seehafer N., Valori G., 2007, A&A, 476, 349
Mastrano A., Wheatland M.S., Gilchrist S.A., 2018, Solar Phys., 293, 130
Press W.H., et al., 2007, *Numerical Recipes 3rd Edition: The Art of Scientific Computing*, 3 ed., Cambridge University Press, New York, NY, USA
Valori G., Démoulin P., Pariat E., 2012, Solar Phys., 278, 347
Valori G., Kliem B., Keppens R., 2005, A&A, 433, 335
Valori G., et al., 2013, A&A, 553, A38
Wheatland M.S., Sturrock P.A., Roumeliotis G., 2000, ApJ, 540, 1150
Wiegelmann T., Inhester B., Sakurai T., 2006, Solar Phys., 233, 215

Modelling of quiet-Sun coronal loops in thermodynamic equilibrium

C. Mac Cormack[1,2], M. López Fuentes[1], C.H. Mandrini[1,3], D.G. Lloveras[1] & A.M. Vásquez[1,2]

[1] *Instituto de Astronomía y Física del Espacio CONICET–UBA, Argentina.*
[2] *Departamento de Ciencia y Tecnología, UNTREF, Argentina.*
[3] *Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina.*

Contact / cmaccormack@iafe.uba.ar

Resumen / Para que el plasma en los arcos coronales sea termodinámicamente estable a temperaturas típicas coronales por encima del millón de grados, es necesario que las pérdidas energéticas observadas a lo largo de los mismos sean compensadas con algún mecanismo de calentamiento. En trabajos anteriores hemos desarrollado un procedimiento que permite estimar, utilizando tomografía de medida de emisión diferencial combinada con extrapolaciones globales del campo magnético coronal (DEMT-PFSS del inglés), el flujo de energía inyectado en la base coronal de dichos arcos. En este trabajo, utilizamos los resultados del cálculo de energía inyectada para modelar arcos pertenecientes a la corona quiescente usando como base un modelo hidrodinámico 0D, *enthalpy-based thermal evolution of loops* (EBTEL). Contrastamos los resultados obtenidos con las propiedades térmicas de los arcos magnéticos reconstruidos a partir de observaciones con el método DEMT-PFSS. Si bien encontramos distribuciones similares de temperatura con DEMT y EBTEL, las densidades obtenidas son un factor dos más bajas en el modelo EBTEL. Esta aparente inconsistencia se debe a que el balance de energía asumido en el procedimiento tomográfico sólo considera la porción coronal del arco, mientras que en EBTEL se incluye también el rol de la región de transición.

Abstract / In order to have thermodynamically stable loops, at typical million-degree coronal temperatures, some heating mechanism is necessary to compensate for the energetic loses observed along the loops. In a previous work, we developed a procedure to estimate, using differential emission measure tomography in combination with global coronal magnetic field extrapolations (DEMT-PFSS), the energy input flux at the loops coronal base. In this work, we use that energy flux computation to model quiet-sun coronal loops with the 0D hydrodynamic model, enthalpy-Based thermal evolution of loops (EBTEL). We compare the obtained results with the thermal properties of coronal loops reconstructed with the DEMT-PFSS technique. Although we found similar temperature distributions with DEMT and EBTEL, densities are a factor of two smaller for the EBTEL model. The cause of this apparent inconsistency is that the energy balance assumed in the tomographic procedure only considers the coronal portion of the loop, while EBTEL also includes the role of the transition region.

Keywords / Sun: corona — Sun: UV radiation — Sun: magnetic fields

1. Introduction

Since the plasma in solar active regions is strongly dominated by the magnetic field (due to its low plasma β), its structure is observed to be organized in the form of elongated features known as coronal loops. Previous works (see e.g., the review by Reale 2014) have reconstructed and modelled the thermal properties of active region loops, from different sets of observations. During magnetic activity minima, the solar corona exhibits a more homogeneous aspect, making the task of obtaining physical parameters related to magnetically ordered structures more challenging. Several studies have focused on differential emission measure (DEM) methods to understand the thermal properties of the quiet-Sun corona and the implications for the heating problem (Hahn & Savin, 2014; Morgan & Pickering, 2019; Mackovjak et al., 2014). For a summary of DEM-based results we refer the reader to Morgan & Taroyan (2017). Previous works (Vásquez, 2016; Nuevo et al., 2013; Lloveras et al., 2017) have developed and used DEM tomography (DEMT) to obtain the three-dimensional distribution of the quiet-Sun coronal plasma parameters. This technique uses series of EUV images acquired during a complete solar rotation to provide the local DEM (LDEM), from which the distribution of density and temperature is computed (Frazin et al., 2009; Vásquez, 2016). By combining extrapolations of the magnetic field with these observations, it is possible to reconstruct the distribution of these thermal properties along magnetic lines. Then, similar studies as those performed on active region coronal loops, can be extended to reconstructed loops in the diffuse corona. In this work, we reconstruct the density and temperature along coronal loops combining DEMT with magnetic field extrapolations obtained with a potential field source surface model (PFSS, Tóth et al. 2011). We reconstruct the Carrington rotation (CR) 2082, during the solar activity minimum between Solar Cycles 23 and 24, observed with the Extreme UltraViolet Imager (EUVI, Wuelser et al. 2004) telescope on board the *Solar Terrestrial Re-*

lations Observatory (STEREO) mission. We compare these results with magnetic loops modelled with the 0D hydrodynamic model, enthalpy-based thermal evolution of loops (EBTEL, Klimchuk et al. 2008). This model provides the evolution of the mean temperature and density along the loops using their lengths and heating rates as input parameters. We explain both models in Sec. 2. and 3.. We present the results of the comparison in Sec. 4. and conclude in Sec. 5..

2. DEMT model

Dividing the corona into a spherical grid (from 1.025 to 1.225 $R_\odot$), the tomographic technique provides the plasma emissivity on each voxel, which is used to determine the LDEM. LDEMs in each voxel are modeled using Gaussian functions. Computing the moments of the LDEM, we obtain the plasma properties in the voxel. The zeroed moment corresponds to the density squared N^2, the first moment is the mean temperature T_m and the second moment is the temperature distribution width W_T.. Lloveras et al. (2017) determined the temperature uncertainty to be around $\approx 5\ \% - 10\ \%$ depending on the coronal region. In this way, by taking the moments of the LDEM, we can obtain the 3D distribution of the mentioned properties. Using the temperatures and densities obtained with the DEMT, we compute the radiative and conductive fluxes of each magnetic loop: $\phi_r = \left(\frac{B_0 B_L}{B_0+B_L}\right)\int_0^L \mathrm{ds}\frac{\mathrm{E_r(s)}}{\mathrm{B(s)}}$ and $\phi_c = \frac{B_0 F_c(L) - B_L F_c(0)}{B_0+B_L}$, respectively. Where B_0 and B_L denote the magnetic field strength at both footpoints of the loop. F_c is the thermal conductive flux $F_c(s) = -\kappa\, T(s)^{5/2}\,\frac{dT}{ds}(s)$ given by the Spitzer model, with $\kappa = 9.2\times10^{-7}\mathrm{erg\,cm^{-1}\,K^{-7/2}}$, the Spitzer conductivity. The radiative power $E_r(s)$ is computed from the LDEM using: $E_r = \int dT\,\mathrm{LDEM(T)\,LF_t(T)} \sim \mathrm{N_e^2 LF_t(T)}$, where the radiative loss function $\mathrm{LF_t(T)}$ is computed using the atomic database and emission model CHIANTI (Dere et al., 1997). Assuming energy balance in the corona, we compute the energy input flux necessary to maintain the coronal loops stable: $\phi_h = \phi_r + \phi_c$. For a full description of the model see Mac Cormack et al. (2017).

3. EBTEL model

The EBTEL model computes the energy and mass exchange between the transition region and the solar corona. Assuming semicircular loops with constant cross-section, the model divides the loops into two parts: a small portion of length l corresponding to the transition region and another with length $L >> l$, corresponding to the coronal part. By integrating the energy equations in both portions of the loop, an equation that relates the different energy quantities in both regions is obtained: $\frac{5}{2}P_0 v_0 \approx -F_0 - \phi_{r,tr}$. Where $\sim P_0 v_0$ and F_0 are the enthalpy and conductive fluxes at the coronal base, respectively, and $\phi_{r,tr}$ is the radiative flux in the transition region. The direction of enthalpy flux in the limit between both regions depends on whether the transition region is capable (or not) of radiating the energy transferred by conductive flux from the coronal part of the loop. If the conductive flux is greater than the radiative capability of the transition region ($|F_0| > \phi_{r,tr}$), then plasma "evaporates" to the corona, increasing the density in the coronal part of the loop. On the other hand, if the transition region is able to radiate more energy than the amount of conductive flux that descends from the corona, ($|F_0| < \phi_{r,tr}$), the enthalpy flux is towards the transition region, causing a decrease of density in the coronal part of the loop. From the balance between the transition region and the corona, EBTEL obtains the temporal evolution of the loop-averaged thermal parameters, using the heating rate and the loop length as input parameters.

4. Comparison between both models

Since EBTEL uses the heating rate and the loop length as input parameters, we divide the energy input flux obtained in Sec. 2. by the loop length. In this way, we obtain the average volumetric heating rate of each reconstructed loop in the corona, that is used as input parameter for the EBTEL model. In this section we compare the average temperatures and densities computed with the DEMT and those modelled with EBTEL assuming a constant heating rate over time for the CR 2082. In order to have a complete reconstruction of the loops with the tomographic technique, we select loops whose apexes are below the upper tomographic limit ($\approx$ 150 Mm). Thus, our population of loop have lengths between $\approx$ 100 and $\approx$ 700 Mm.

Left panels of Fig. 1 show the analysis of the reconstructed temperature. Upper-left panel shows the temperature distributions obtained with DEMT and EBTEL. For temperature, we found similar median values for both distributions but the EBTEL standard deviation is twice the DEMT one. Since EBTEL considers loops starting at the transition region, its temperature gradients are larger than for the DEMT, producing a larger dispersion depending on the loop length. We also perform an analysis discriminating the temperature ratio by loop length (see lower-left panel of Fig. 1). Due to the large amount of data, we divide the whole distribution of loop lengths in bins with the same number of loops, and compute the median values of both the temperature ratio and the loop length. Then, smaller dots represent the ratio for each reconstructed loop and bigger dots the median of the ratio in the corresponding loop length interval. We observe that the ratio for short loops tends to be higher than 1, so DEMT loops are hotter than those modelled with EBTEL. On the other hand, for longer loops DEMT temperatures tend to be lower than (but close to) those computed with EBTEL. Both tails of the EBTEL distribution correspond to those extreme loop lengths. Right panels of Fig. 1 show the analysis of the reconstructed density. Upper-right panel shows the density distribution obtained with DEMT and EBTEL. We observe that the DEMT density median is around twice the EBTEL value. In the lower-right panel of Fig. 1 we analyse the behaviour of the density ratio as a function of length. We note that short loops have a ratio of around 2, while

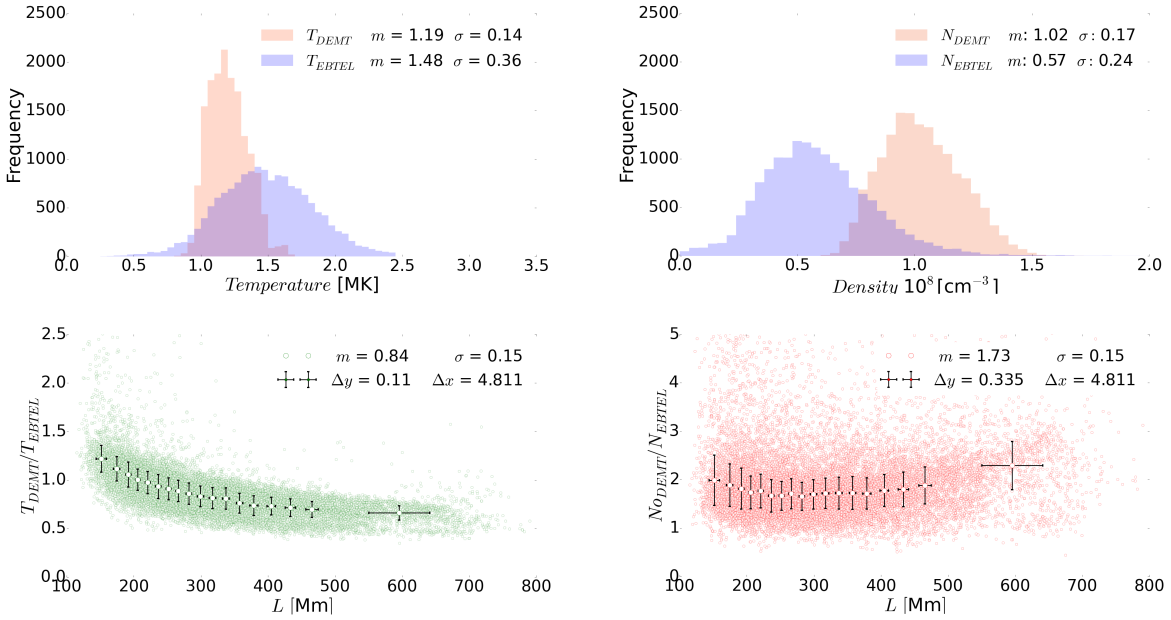


Figure 1: Upper panels: Temperature (left panel) and density (right panel) distribution for DEMT (orange) and EBTEL (violet). Lower panels: Ratio between DEMT and EBTEL model for temperature (left panel) and density (right panel) as a function of length. Small dots represent the ratio in each loop. The big dots represent the median of the ratio in each loop length bin (described in Sec. 4.). Error bars represent the median of the distances between the ratio in each individual loop and the median value of each bin. In all cases, the median value, m, and the standard deviation, σ, are indicated.

for larger loops the ratio increase to around 3.5.

As we mentioned before, the energy input flux is directly related to the radiative flux, which is proportional to the density of the plasma. With DEMT, we obtain the radiative flux that corresponds to the average density computed in a certain part of the coronal loop (above 17 Mm). Using the same heating rate computed from the DEMT, EBTEL obtains loop-average densities and temperatures that correspond to those energy values imposed as input parameters in the model. But EBTEL does not only distribute that amount of energy in the coronal part of the magnetic loop. Since the model assumes a balance between the transition region and the corona, the amount of density necessary to emit these radiative energy values is distributed between both parts of the magnetic loop: Some density contribution in the transition region and some in the coronal part of the loop. Then, if we only compare the loop-average coronal densities, for the same heating rate value the EBTEL coronal density will tend to be smaller than the one corresponding to the DEMT. This is consistent with the results obtained here.

5. Conclusions

We found consistency between the DEMT results and the EBTEL temperature computation, where the ratio between temperatures have a small variation around 1. We also found that the EBTEL densities are, in average, half of the DEMT values. We interpret that, while the heating rate computed from the DEMT considers only the radiative emission from a coronal portion, EBTEL uses the same heating to produce radiation distributed along the full loop, including the transition region. Since the radiative flux is proportional to the density square, the coronal density computed by EBTEL is generally smaller than the DEMT values. In the future, we plan to complement our present results with a 1D hydrodynamic model, in order to reproduce the temperature and density profiles of the reconstructed loops under the physical conditions of the quiet-Sun corona within the tomographic limits.

References

Dere K.P., et al., 1997, A&AS, 125, 149
Frazin R.A., Vásquez A.M., Kamalabadi F., 2009, ApJ, 701, 547
Hahn M., Savin D.W., 2014, ApJ, 795, 111
Klimchuk J.A., Patsourakos S., Cargill P.J., 2008, ApJ, 682, 1351
Lloveras D.G., et al., 2017, Solar Phys., 292, 153
Mac Cormack C., et al., 2017, ApJ, 843, 70
Mackovjak Š., Dzifčáková E., Dudík J., 2014, A&A, 564, A130
Morgan H., Pickering J., 2019, Solar Phys., 294, 135
Morgan H., Taroyan Y., 2017, Sci. Adv., 3, e1602056
Nuevo F.A., et al., 2013, ApJ, 773, 9
Reale F., 2014, Living Rev. Sol. Phys., 11, 4
Tóth G., van der Holst B., Huang Z., 2011, ApJ, 732, 102
Vásquez A.M., 2016, Adv. Space Res., 57, 1286
Wuelser J.P., et al., 2004, *EUVI: the STEREO-SECCHI extreme ultraviolet imager*

Las poblaciones distantes de cuerpos pequeños del Sistema Solar

R.P. Di Sisto[1,2]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina.*

Contacto / romina@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / En los últimos años, el gran avance en la observación astronómica y la exploración espacial ha cambiado lo que conocemos sobre los sistemas planetarios y particularmente sobre nuestro Sistema Solar. El hallazgo de objetos de dimensiones similares o más grandes que Plutón más allá de la órbita de Neptuno, asteroides y objetos binarios, planetas y discos en torno a otras estrellas, son ejemplos de estos cambios. El desarrollo teórico también ha avanzado y se cuenta con nuevas teorías sobre la formación y distribución de los objetos en nuestro Sistema Solar. Se ha logrado observar que la región transneptuniana tiene una estructura que contiene en sí misma rastros dinámicos y físicos del proceso de gestación, formación y evolución del Sistema Solar. Las complejas interacciones de estos objetos con los objetos Centauros, típicos de la zona de los planetas gigantes, y con los cometas son cruciales. En este artículo, presentaremos lo que conocemos sobre las poblaciones de cuerpos pequeños más distantes de nuestro Sistema Solar, los modelos propuestos para explicar la distribución actual observada y su vínculo con los cometas y Centauros.

Abstract / In recent years, the great advance in astronomical observation and space exploration has changed our knowledge about planetary systems and particularly about our Solar System. The finding of objects of similar or larger sizes than Pluto, beyond Neptune's orbit, asteroids and binary objects, planets and disks around other stars, are examples of these changes. The theoretical development has also advanced and there are new theories about the formation and distribution of objects in our Solar System. It has been observed that the transneptunian region has a structure that contains dynamic and physical traces of the gestation, formation and evolution processes of the Solar System. The complex interactions of these objects with the Centaur objects, typical of the giant planet zone, and with comets are crucial. In this article, we will present what we know about the populations of distant small bodies of our Solar System, the proposed models to explain the current observed distribution and their link with the comets and Centaurs.

Keywords / minor planets, asteroids: general — comets: general — Kuiper belt: general

1. Introducción

Hasta hace poco tiempo, sabíamos que nuestro Sistema Solar estaba formado por los cuerpos pequeños como asteroides y cometas y 9 planetas. Sin embargo en los últimos años, el gran avance en la observación astronómica y también el desarrollo de las teorías de formación planetaria, revolucionaron lo que conocíamos.

El descubrimiento de un reservorio de pequeños cuerpos más allá de Neptuno, los objetos transneptunianos por sus siglas en inglés, Transneptunian objects (TNOs), con objetos de tamaño incluso más grandes que Plutón y en particular del grupo de los plutinos con características dinámicas iguales a Plutón, llevaron al replanteo de la definición de Planeta en la Reunión de la *International Astronomical Union* en 2006. Las observaciones en detalles por parte de las misiones espaciales de los planetas, satélites, asteroides y cometas dieron lugar a grandes descubrimientos. Asimismo, la detección de planetas alrededor de otras estrellas (Mayor & Queloz, 1995) y discos de gas y polvo mediante las observaciones de ALMA (e.g. Huang et al., 2018) con estructuras definidas mostraron que existe una gran diversidad de sistemas planetarios en el universo. Todo esto generó replanteos y nuevos paradigmas y desafíos en las Ciencias Planetarias. En este artículo nos concentraremos en las poblaciones de pequeños cuerpos más distantes de nuestro Sistema Solar. No hay un consenso para la nomenclatura de estos objetos, pero pueden considerarse como aquellos cuyas órbitas están en la zona de los planetas gigantes y/o más allá de Neptuno. Haremos una revisión de cómo emergieron, primero teóricamente y luego cómo su descubrimiento tuvo consecuencias en el replanteo no sólo de la definición de planeta sino de la revisión de las teorías de formación y evolución de todo nuestro Sistema Solar. Luego, analizaremos cómo se vinculan estas poblaciones distantes entre sí y cómo llegan a la zona de los cometas de la familia de Júpiter por sus siglas en inglés, Jupiter Family Comets (JFC) en el Sistema Solar actual.

2. Las poblaciones distantes, historia, descubrimiento y definiciones

La idea de la existencia de un planeta masivo más allá de Neptuno data de más de un siglo atrás cuando se argumentaba que Neptuno solo no podía explicar las irre-

gularidades del movimiento de Urano. Percival Lowell (aficionado a la astronomía con una muy buena posición económica) buscó de manera exhaustiva lo que él llamó el planeta X entre 1905 y 1916 sin éxito. En 1929 el observatorio Lowell de Arizona, retomó la búsqueda del Planeta X y como producto, Clyde Tombaugh, descubre Plutón el 18 de febrero de 1930. Tombaugh continuó la búsqueda de otros objetos transneptunianos 13 años más sin éxito. Inmediatamente luego del descubrimiento de Plutón, Leonard (1930) especuló que Plutón era el primero de un grupo de objetos aún no descubiertos que llamó planetas "ultra-Neptunianos" y "ultra-Plutonianos". Unos años después el astrónomo irlandés Kenneth Essex Edgeworth (1880 - 1972), presentó el primer marco cuantitativo para un cinturón transneptuniano basado en principios cosmogónicos (Edgeworth, 1938). Edgeworth desarrolló la idea de que la formación de los planetas podía entenderse como la consecuencia de la acumulación de numerosos cuerpos pequeños o condensaciones en un disco protoplanetario que se extendía más allá de las órbitas planetarias conocidas. Siguiendo la idea cosmogónica de Kant, Edgeworth notó que debido a la densidad decreciente de la nebulosa y a las menores velocidades de las condensaciones en la región más allá de Neptuno, la tasa de crecimiento de objetos individuales decrece rápidamente a medida que crece la distancia heliócentrica. Entonces, mientras que en la región planetaria las inestabilidades gravitatorias permitieron la formación de los planetas gigantes, en la zona transneptuniana las densidades eran tan bajas que no permitían la formación planetaria sino de cometas. Estos cometas estarían distribuidos en una región entre 70 y 200 a 300 UA. Luego Edgeworth conjeturó que este reservorio más allá de Neptuno era la fuente de los cometas observados (Edgeworth, 1949).

Independientemente el astrónomo Germano-Americano Gerard P. Kuiper (1905-1973), argumentó que planetesimales de hielo que se formaron más allá de Neptuno no podrían crecer hasta ser cuerpos masivos debido a las grandes escalas de tiempo colisional a esas distancias. Consecuentemente, los planetesimales transneptunianos habrían permanecido sin acretarse en un anillo entre 38 y 50 UA (Kuiper, 1951). Luego, Plutón, que recorre la zona entre 30 y 50 UA, comienza el scattering de los cometas por el Sistema Solar y entonces las perturbaciones más fuertes por Neptuno y los otros planetas gigantes los dispersarían aún más. Sin embargo considera (erróneamente) que estos cometas van a la Nube de Oort y vuelven a la zona planetaria desde ahí.

La idea de Edgeworth y Kuiper permaneció sin explorar y se consideraba que los JFC eran capturados por Júpiter a partir de un flujo casi parabólico de la Nube de Oort (e.g. Everhart, 1972). Hasta que en 1980, Fernández da la primera explicación sobre la región transneptuniana como fuente de los JFC (Fernández, 1980). Fernández analiza el hecho de que el origen de los JFC como un proceso de captura por Júpiter y los otros planetas gigantes de una población de cometas casi parabólicos en la Nube de Oort, implicaría la pérdida de 300 cometas casi parabólicos por cada uno capturado en órbita de JFC. Entonces el número total de cometas eyectados durante la edad del sistema Solar sería 1.35×10^{12}, alrededor de un orden de magnitud más grande que los cometas que debería haber en la Nube de Oort (Oort, 1950). Este cálculo llevó a Fernández a proponer al cinturón transneptuniano entre $\sim$ 35 y 50 UA (sugerido por Edgeworth y Kuiper) como una fuente alternativa más eficiente de JFC. Posteriormente, Duncan et al. (1988) estudiaron el origen de los cometas de corto período por su siglas en inglés, Short Period Comets (SPC) mediante simulaciones numéricas y concluyeron que los SPC no se pueden producir por dispersión de cometas de la Nube de Oort por los planetas. La fuente de SPC más probable es un cinturón que llaman Cinturón de Kuiper, conteniendo una fracción de la masa terrestre localizado en las partes externas del Sistema Solar.

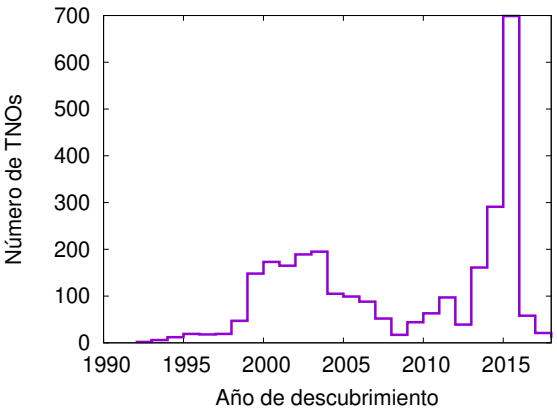


Figura 1: Número de TNOs descubiertos por año.

La población transneptuniana permaneció como especulaciones teóricas por varias décadas. Hubieron varios surveys de búsqueda de TNOs con resultados negativos. Charles Kowall realizó una búsqueda sistemática de pequeños cuerpos distantes entre 1976 y 1985 y descubrió el primer Centauro, Chirón. Finalmente, luego de varios surveys dedicados, en 1992, David Jewitt y Jane Luu descubren el primer TNO, (además de Pluton y Caronte), 1992QB1, con el telescopio de 2.2 m de Mauna Kea, Hawaii (Jewitt et al., 1992). Este objeto tenía en el momento de descubrimiento elementos orbitales: $a = 43.82$ UA, $e = 0.08$, e $i = 2.21°$, en acuerdo con lo que se esperaba para objetos del cinturón transneptuniano. Su diámetro se estimó en $\sim$ 250 km. Unos meses después se descubrió el segundo objeto: 1993 FW, por el mismo equipo. Estos dos objetos fueron seguidos rápidamente por otros llegando a los 500 en 10 años. En la actualidad hay más de 3000. En la Fig. 1 se muestra la tasa de descubrimiento vs el tiempo. A medida que los descubrimientos fueron más numerosos emergió la estructura de la región transneptuniana y se pudieron identificar 4 subpoblaciones según sus características dinámicas. Los límites de cada subpoblación son levemente variables de acuerdo a cada autor. En este trabajo tomaremos las siguientes definiciones:

- Objetos clásicos (CTNOs): con 40UA$\lesssim a \lesssim$ 50 UA, $e \leq 0.2$. Esta población se la suele dividir en clásica *cold* ($i \lesssim 5°$) y *hot* ($i \gtrsim 5°$) según la inclinación.

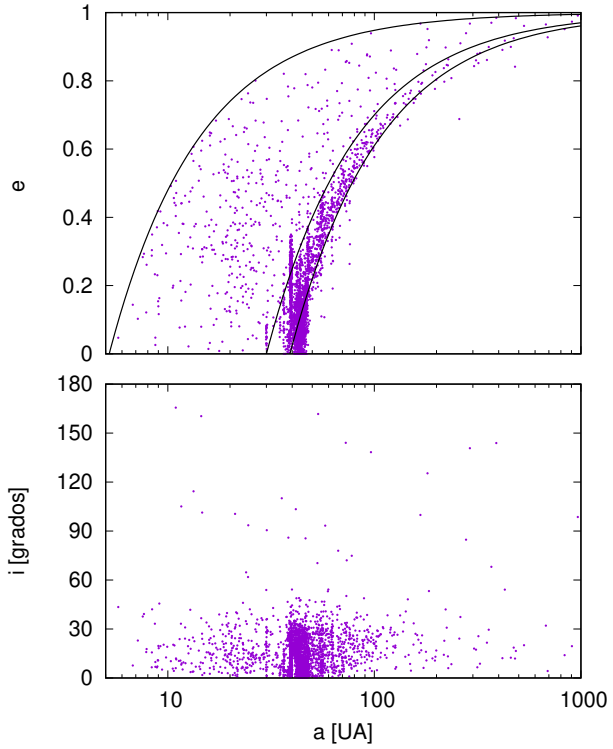


Figura 2: Distribución de los objetos distantes en el espacio de elementos orbitales semieje mayor (a), excentricidad (e) e inclinación (i). Las curvas negras corresponden a valores constantes del perihelio igual a 5.2 UA, 30 UA y 39 UA.

- Objetos resonantes (RTNOs): en resonancia de movimientos medios por sus siglas en inglés, Mean Motion Resonances (MMR) con Neptuno. La más poblada es la 3:2 donde está Plutón y los plutinos.
- Objetos del Disco Disperso por sus siglas en inglés, Scattered Disk Objects (SDOs): con $e > 0.2$, y distancia perihélica $q > 30$ UA.
- Objetos del Disco Extendido: objetos desacoplados de Neptuno, con perihelios $q \gtrsim 39$ UA.

Para los objetos en la zona de los planetas gigantes:

- *Giant Planet Crossers (GPC):* aquellos con perihelio $q < 30$ UA, es decir que cruzan las órbitas de los planetas gigantes y entran en la zona planetaria al menos durante una parte de su órbita.
- Centauros: aquellos que tienen $a < 30$ UA

Todas estas poblaciones distantes se representan en la Fig. 2. A medida que se fueron descubriendo más objetos más allá de Neptuno, se hizo evidente que la estructura y las características dinámicas de la región transneptuniana no se correspondían con el presente estabilizado del Sistema Solar, sino que mostraban signos de un pasado agitado. Fueron necesarios nuevos modelos y teorías de formación planetaria basados en la migración planetaria (e.g Fernandez & Ip, 1984; Malhotra, 1993, 1995; Tsiganis et al., 2005; Walsh et al., 2011; Nesvorný & Morbidelli, 2012; Nesvorný, 2015) para explicar las observaciones. En el trabajo pionero de Fernandez & Ip (1984), los autores encontraron un desplazamiento radial para Urano y Neptuno durante su acreción y dispersión de planetesimales, y el mecanismo de migración radial durante la formación planetaria salió a la luz. Malhotra (1993, 1995) logró explicar la captura de Plutón en la MMR 3:2 con Neptuno migrando, adquiriendo así su excentricidad e inclinación altas. Luego, el modelo de Niza (Tsiganis et al., 2005) abrió las puertas a una serie de trabajos centrados en explicar la arquitectura orbital actual del Sistema Solar. En general, se piensa que la migración planetaria condujo, de todos modos, a una gran excitación en la evolución temprana del Sistema Solar, en la que se eyectó gran cantidad de la masa inicial. Cuando los planetas dejaron de migrar por agotamiento de los planetesimales del disco, el Sistema Solar comenzó a estabilizarse para alcanzar la forma, dinámica y configuración actuales.

Las poblaciones de cuerpos pequeños comenzaron a interactuar desde este momento y se establecieron vínculos entre sí. Más allá de las poblaciones residuales del proceso de formación, la zona de los planetas gigantes es alimentada actualmente por los TNOs. Otras poblaciones de pequeños cuerpos también contribuyen a esta zona. A su vez, el paso por la región de los gigantes, provoca que algunos de estos objetos entren en la región interior a Júpiter, es decir de los cometas.

3. Los objetos distantes observados

La distribución de magnitud absoluta (H) de TNOs y Centauros tiene la forma exponencial $N(H) \propto 10^{\alpha H}$, donde α es la pendiente logarítmica que caracteriza a la población. Esta ley exponencial podría tener un quiebre para objetos más débiles. De la relación entre magnitud y diámetro: $D = 1327.510^{-H/5}/\sqrt{p_v}$, donde p_v es el albedo, la distribución del tamaño resulta en una ley diferencial de potencia de la forma: $N(D) \propto D^{-q}$, donde $q = 5\alpha + 1$.

Desde su descubrimiento el número de TNOs ha crecido enormemente gracias a diversos *surveys* dedicados. Sin embargo, los Centauros han sido descubrimientos fortuitos de los *surveys* de TNOs. El primer survey diseñado para descubrir y determinar las órbitas de cientos de TNOs fue el *Deep Ecliptic Survey* (DES), que funcionó de 1998 a 2005 (Elliot et al., 2005). El mismo descubrió y realizó el seguimiento de observaciones de 304 objetos que permitieron obtener órbitas bien determinadas y realizar una clasificación dinámica en las subpoblaciones de la región transneptuniana (TN). Adams et al. (2014) estimaron la distribución de magnitudes de TNO y Centauros teniendo en cuenta los sesgos del *survey* y determinaron que debería haber un quiebre para los objetos más débiles.

Un *survey* que ha aumentado considerablemente el número de TNO observados y también de Centauros es el *Outer Solar System Origin Survey* (OSSOS), que funcionó entre 2013 y 2017 y descubrió 1142 objetos (Bannister et al., 2018). Este survey fue diseñado para descubrir TNOs con una cuidadosa cuantificación de los sesgos. Esto permitió al equipo de OSSOS desarrollar un simulador de *survey* que tuviera en cuenta los sesgos de OSSOS (Lawler et al., 2018b). Lawler et al. (2018a) usaron una muestra de 68 TNOs con $a > 30$ UA, los cuales llaman TNO dispersados (TD) y Centauros con $a < 30$

UA, descubiertos principalmente por OSSOS, para explorar su distribución de H. Asumieron que estas dos poblaciones son parte de una sola población con un origen dinámico común, ya que sus órbitas están excitadas dinámicamente por Neptuno. Lawler et al. (2018a) obtuvieron que tanto una distribución de *divot* como de quiebre (ver, por ejemplo, la Fig. 2 en Shankman et al., 2016) ajustan a los datos. En el caso de quiebre, este se da en $H = H_b = 7.7$ con $\alpha_1 = 0.9$ para $H < H_b$ y $\alpha_2 = 0.4$ para $H > H_b$. Además estiman una población de TNOs dispersados de $N_{TD}(H < 12) = 2.7 \pm 0.7 \times 10^6$ (que corresponde a $D \gtrsim 20$ km para un albedo de 0.06), y $N_{TD}(H < 8.66) = 9 \pm 2 \times 10^4$ ($D \gtrsim 100$ km). Suponiendo que la distribución de tamaños se mantiene para tamaños más pequeños, los autores encontraron que $N_{TD}(H < 18) = 3 \times 10^9$ ($D \gtrsim 1$ km). Para Centauros obtienen que $N_C(H < 12) = 3500^{+1800}_{-1400}$, y $N_C(H < 8.66) = 110^{+60}_{-40}$.

Nesvorny et al. (2019) utilizaron modelos previos de la evolución del Sistema Solar que incluían a Neptuno en migración lenta, para predecir las distribuciones de elementos orbitales de los Centauros actuales utilizando el simulador de survey de OSSOS para sus modelos. Obtuvieron una buena coincidencia con la distribución orbital observada de Centauros de OSSOS y predijeron una población de 21000 ± 8000 para $D > 10$ km.

La distribución de tamaños y número de Centauros está vinculada a la distribución de tamaños y número de SDO; por esto, estudiar el vínculo dinámico entre estas poblaciones es importante para restringir tanto el número como su distribución de tamaños y orbital.

4. Dinámica y vínculo de poblaciones actuales

Los objetos transneptunianos se hipotetizaron primero y descubrieron después, por un lado como una población natural que debería existir más allá de Neptuno, pero también para explicar la existencia de los cometas de corto período. Por lo tanto este vínculo entre los objetos distantes como fuente de los cometas se ha estudiado desde sus orígenes por varios autores y desde diferentes ángulos. Los Centauros, al ocupar un espacio de transición, se han investigado principalmente como progenie de los TNOs y como progenitores de los cometas de la familia de Júpiter (JFC). Debido a esta característica de objetos de transición, su comportamiento dinámico está condicionado por las características dinámicas intrínsecas de los TNO. Neptuno puede considerarse el nexo entre TNOs y Centauros, ya que las eventuales interacciones gravitacionales de algunos TNO con este planeta pueden transferirlos a la zona planetaria, convirtiéndolos en objetos Centauros. Aunque el camino evolutivo de los TNO desde la región TN hacia la región Centauro y luego hacia la población JFC está estudiado y aceptado, la distribución real de números y tamaños de Centauros sigue sin estar clara.

Por un lado, el límite entre las regiones TN y Centauros y luego, la definición dinámica de Centauros son algo variables en la literatura, y esto dificulta la comparación entre diferentes estudios. Por otro lado, hay pocas observaciones de la población de Centauros. Por el contrario, los TNO y los JFC son mucho más observados y su número y distribución de tamaños está mucho más restringida.

En los últimos años hemos realizado diversos estudios para establecer el vínculo entre las poblaciones de cuerpos pequeños del Sistema Solar, en particular para determinar cómo se distribuyen en la zona de los planetas gigantes los objetos que llegan de la región TN, pero también de otras poblaciones. De los trabajos realizados (Di Sisto & Brunini, 2007; Di Sisto et al., 2010, 2014, 2019), y de trabajos previos (Levison et al., 1997; Levison & Duncan, 1997) se obtiene que la fuente principal de Centauros y JFCs es el Disco Dispersado en la región TN. Estos objetos son los que tienen cierta probabilidad de cruzar la órbita de Neptuno y ser inyectados hacia la zona planetaria por tener perihelios cercanos al del planeta. En cambio, los CTNOs y los RTNOs se encuentran en nichos estables con muy baja probabilidad de intersectar Neptuno en algún momento. En las siguientes subsecciones repasaremos los trabajos al respectoy los modelos obtenidos de la población de pequeños cuerpos en la región de los planetas gigantes y algunos casos particulares.

4.1. Del SD a la zona de los planetas gigantes

Di Sisto & Brunini (2007) (DB07 en lo que sigue) desarrollaron un modelo del SD actual intrínseco. Para ello, utilizaron los objetos observados hasta esa fecha y agregaron clones de forma tal de obtener distribuciones de elementos orbitales de los SDOs sin sesgo observacional. Luego integraron estas partículas numéricamente por 4500 Ma para seguir su dinámica y evolución y calcular la contribución de los SDO a la zona de los planetas gigantes, es decir aquella con $q < 30$ UA. Dado que desde 2007, el número de SDOs observado se ha incrementado sustancialmente, construimos nuevamente el modelo con los SDOs observados actualmente y realizamos el mismo experimento numérico. Tomamos de la base de datos del Minor Planet Center (MPC) los 603 SDOs hasta abril de 2019 y definidos como aquellos con distancias perihélicas q, 30UA$< q <$ 39UA, semieje mayor $a > 40$ UA y excentricidades $e > 0.2$ para distinguirlos de los CTNO (Elliot et al., 2005). Siguiendo los lineamientos de DB07, consideramos la distribución intrínseca en semiejes mayores basada en Fernández et al. (2004) proporcional a a^{-2} y una distribución de inclinación intrínseca de Brown (Brown, 2001) (ver DB07 para detalles del modelo) dada por: $F(i)di \propto sini\ exp^{-i^2/2\sigma_i^2}$.

Con los SDOs reales (603) generamos 5167 clones de tal forma que el total de las partículas iniciales (5770), es decir clones más reales ajusten a la distribución de semieje mayor e inclinación del modelo. Con las condiciones iniciales realizamos entonces la integración numérica de las 5770 partículas sin masa en el campo gravitatorio del Sol (que incluye la masa de los planetas terrestres), los cuatro planetas gigantes y Plutón, con el integrador híbrido EVORB (Fernández et al., 2002). El paso de integración fue de 0.2 años y el lapso de tiempo total, 4500 Ma. Las condiciones de corte del código fueron: colisión

con un planeta, eyección (si alcanza un semieje mayor $a > 5000$ UA, o una distancia $r < 5.2$ UA, es decir, la zona de los JFC donde deben tenerse en cuenta las perturbaciones de los planetas terrestres para dar cuenta de una evolución dinámica real.

Los resultados del experimento fueron los siguientes. De las 5770 partículas iniciales, 18 (0.3 %) colisionan con un planeta, 3801 partículas (50.6 %) alcanzaron $a > 5000$ UA, 884 (15.3 %) alcanzaron la zona de $r < 5.2$ UA, y el resto, 1951 (33.8 %) sobrevivieron como SDO. Por otro lado, al igual que lo que encontramos en DB07, la región del SD con semieje mayor y perihelio más cercanas es la que más contribuye a la región de JFC. En la simulación, se calcula un encuentro entre una partícula y un planeta si la partícula alcanza una distancia al planeta dentro de 2.1 radios de Hill. Así, tenemos que el 5 % de las partículas tienen encuentros con Plutón, el 74.2 % con Neptuno, el 17.1 % con Urano, el 3.6 % con Saturno y el 0.1 % con Júpiter. De los SDO iniciales en la integración, el 70 % entran a la zona de GPC ($q < 30$ UA) y la vida media ahí es $l_{GPC} = 68$ Ma, siendo el valor más probable entre 10 y 100 Ma. Hay una fuerte dependencia de la vida media como GPC con las inclinaciones iniciales en el SD, siendo que a mayor inclinación inicial, mayor es el tiempo de vida en la región de GPC. También notamos que existe una gran correlación entre la vida media como GPC y la distancia al perihelio, siendo la vida media mayor para valores mayores de q.

A partir de nuestra integración numérica es posible obtener la distribución intrínseca de GPC en el espacio de los elementos orbitales. Así calculamos la distribución normalizada y pesada temporalmente considerando todo el tiempo de evolución de los GPC en el espacio (a, e, i) que se muestra en las Figs. 3 y 4. Estos mapas representan nuestro modelo de distribución; el código de color es indicativo de la fracción de tiempo que pasan los GPC en cada zona (azul para las regiones más visitadas, rojo para las menos visitadas). De la Fig 4 se puede observar que la región con mayor probabilidad de ocupación es la que tiene 20UA $< a <$ 80 UA e $i \lesssim 30°$ y que hay varias resonancias de movimientos medios pobladas, siendo la $1:2$ con Neptuno con $a \sim 48$ UA, correspondiente a los Twotinos, la más poblada. También se distingue que los GPC observados están en la zona comprendida por nuestro modelo. De la Fig. 3 se puede observar que la evolución en la zona de los planetas gigantes depende del perihelio, siendo la zona de perihelio entre 20 y 30 UA la más densamente poblada. Sin embargo, la inestabilidad de la región cercana a la órbita de Júpiter es un subproducto de las condiciones de contorno de nuestro modelo, que no es válido dentro de la región delimitada por este planeta. A partir de los registros de nuestra simulación, calculamos el tiempo de la primera inyección a la zona de GPC y analizamos la dependencia con el tiempo del cociente entre el número acumulado de SDO que ingresan a la zona GPC (N_{GPC}) y el número de SDO que permanecen en el SD (N_{SDO}). Esta relación se puede ajustar por una relación lineal cuya pendiente está dada por:

$$d[N_{GPC}/N_{SDO}]/dt = Y \quad (1)$$

siendo $Y = 4.02533 \times 10^{-10} \pm 8.232 \times 10^{-13} N_{SDO}$/ año

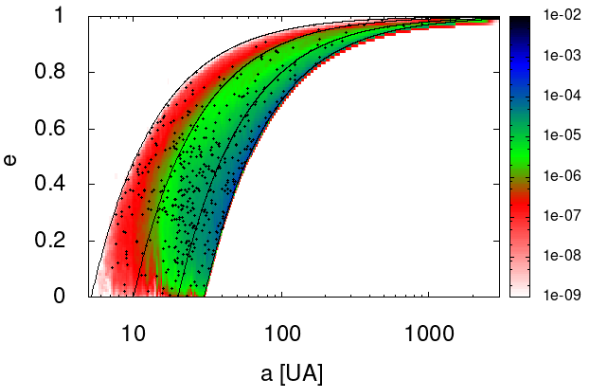


Figura 3: Distribución normalizada de GPC de nuestro modelo en el espacio semieje mayor (a) vs excentricidad (e). Los puntos negros representan la población observada.

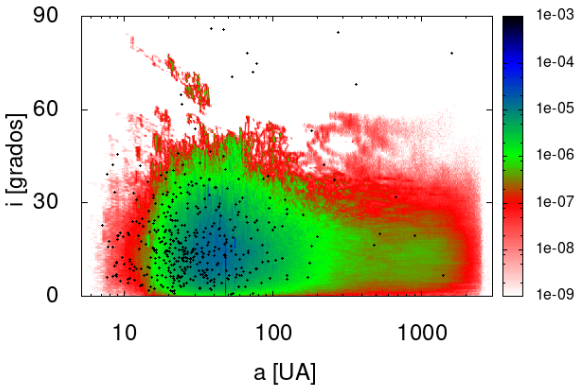


Figura 4: Distribución noramlizada de GPC de nuestro modelo en el espacio semieje mayor (a) vs inclinación (i). Los puntos negros representan la población observada.

la tasa de inyección de GCP desde el SD. Este ajuste lineal implica que si conocemos el número de SDO, el número acumulado actual de GPC ($N_{GPC}(> D)$) que proviene del SD estaría dado por:

$$N_{GPC}(> D) = Y N_{SDO}(> D) l_{GPC}, \quad (2)$$

donde $N_{SDO}(> D)$ es el número acumulado actual de objetos en el SD y por tanto, la tasa de inyección hacia GPC será: $Y N_{SDO}(> D)$/ año. Existen diversos trabajos sobre las estimaciones del número de objetos en el SD. En este trabajo adoptaremos una distribución de tamaños de forma de ley de potencias con un quiebre para tamaños más pequeños, utilizada por Di Sisto & Brunini (2011) ya que resulta de un análisis detallado de varios trabajos observacionales y teóricos. Tomaremos el quiebre de la distribución en $D = 100$ km basándonos en el reciente trabajo de Lawler et al. (2018a). Además, dada la incerteza que existe para el índice de la distribución de tamaños para objetos pequeños, vamos a considerar 3 valores de este índice (s_2). Así, el número acumulado

de SDO está dado por:

$$N(>D) = C_0 \left(\frac{1}{D}\right)^{s_2-1} \quad , \quad D \leq 100 \text{ km},$$
$$N(>D) = 3.5\times10^5 \left(\frac{100}{D}\right)^{s_1-1} \quad , \quad D > 100 \text{ km}, \quad (3)$$

donde $C_0 = 3.5\times10^5 \times 100^{s_2-1}$ por continuidad en D = 100 km, $s_1 = 4.7$ y $s_2 = 2.5, 3$ y 3.5 y $[D]$ = km. El número acumulado de GPC ($N_{GPC} > D$) puede calcularse de las Ec. 2 y 3. Por ejemplo, tenemos 9560 GPC con $D > 100$ km y usando el índice intermedio, $s_2 = 3$, $N_{GCP}(> 10\text{km}) \sim 2.3\times10^6$ y $N_{GCP}(> 1\text{km}) \sim 2.23\times10^8$. La tasa de inyección calculada, da por ejemplo, 3 SDOs con $D > 1$ km cada 2 años o 14 SDOs con $D > 10$ km cada 100 años.

Para comparar lo que se obtiene de nuestro modelo con las observaciones disponibles es necesario restringirnos a la zona de Centauros. Calculamos de la misma manera la tasa de inyección de SDOs hacia esta zona y luego, el número acumulado de Centauros (N_C) provenientes del SD en relación con el número de SDO que sobreviven (N_{SDO}) en función del tiempo. En este caso, algunos SDO alcanzan $a > 5000$ UA y se eliminan de la integración nunca habiendo entrado a la zona de Centauros y por tanto tenemos que extraerlos de la población restante en cada instante de tiempo. Al igual que antes, se puede realizar un ajuste lineal de $d(N_C/N_{SDO})$ en función del tiempo donde la pendiente de esta función lineal será la tasa de inyección de SDOs a Centauros cuyo valor resulta igual a: $Y_C = 1.79561\times10^{-10} \pm 4.669\times10^{-13} N_{SDO}$años^{-1}. Por otro lado, la vida media en la zona de Centauros es $l_C = 7.2$ Ma y por tanto, al igual que para la zona de GPC, se puede obtener el número acumulado de Centauros ($N_C(> D)$) de las Ecs. (2) y (3) pero considerando Y_C y l_C (en lugar de Y_{GPC} y l_{GPC}). A partir de esos cálculos, graficamos en la Figura 5, el número acumulado de SDO ($N_{SDO}(> D)$), el número acumulado de Centauros ($N_C(> D)$) y dos estimaciones de Lawler et al. (2018a) y Nesvorny et al. (2019). Nuestro modelo predice un número algo mayor de Centauros grandes que Lawler et al. (2018a) y Nesvorny et al. (2019), pero los números para $D < 100$ km son similares y se encuentran entre las barras de error.

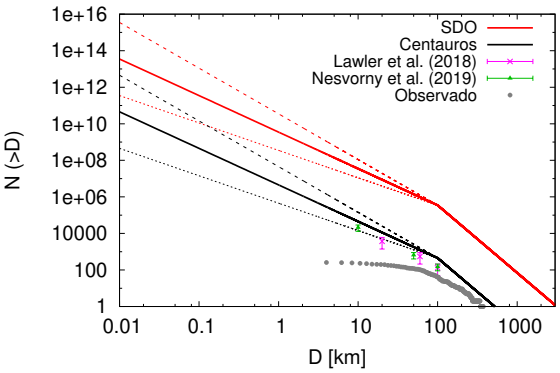


Figura 5: Número acumulado de SDO ($N_{SDO}(> D)$) y de Centauros ($N_C(> D)$) de nuestro modelo. Para diámetros menores a 100 km se grafican las tres curvas para los tres valores propuestos del índice de la distribución de tamaños. Los puntos grises corresponden a los Centauros observados, los puntos verdes son las estimaciones de Nesvorny et al. (2019) y los puntos magenta corresponden a Lawler et al. (2018a).

4.2. Fuentes secundarias de objetos en la zona de los planetas gigantes

La zona de GPC también es alimentada por otras poblaciones de cuerpos menores del Sistema Solar. La resonancia de movimientos medios (MMR) 2 : 3 con Neptuno, es decir, los Plutinos es la resonancia observada más poblada en la región TN. Morbidelli (1997) analizó su estructura dinámica y descubrió que existe una zona de difusión caótica lenta que debería ser una fuente activa de cuerpos que se encuentran con Neptuno en la época actual del Sistema Solar y por tanto una fuente de Centauros y JFC. Sin embargo, descubrieron que solo el 10 % de los Plutinos en esta zona débilmente caótica adquieren órbitas que se encuentran con Neptuno en los últimos 1000 Ma. Tiscareno & Malhotra (2009) realizaron integraciones numéricas de objetos en las MMR 2 : 3 y 1 : 2 con Neptuno y descubrieron que aunque la tasa de escape habría sido alta inicialmente, ahora sería baja de acuerdo con Morbidelli (1997).

La evolución colisional de los objetos resonantes podría ser otra forma que ellos puedan escapar de la resonancia; sin embargo, de Elía et al. (2008) encontraron una tasa de escape colisional mucho menor que la tasa de escape dinámica. En este sentido, Di Sisto et al. (2010) analizaron la contribución de Plutinos a la zona de GPC y descubrieron que casi todos los Plutinos que escapan de la resonancia ingresan a la zona GPC con una tasa de inyección actual de 1.62×10^{-10}años^{-1}, es decir, $\sim$ 3 veces menos que la inyección desde el SD. Considerando el número y distribución de tamaños de Plutinos propuesta por de Elía et al. (2008) calculamos entonces el número de objetos en la zona de GPC dependiente del diámetro, al igual que para los SDOs. En particular, se obtiene que podría haber entre 1.8×10^6 y 1.8×10^7 Plutinos con $D > 1$ km en la población actual de GPC. Este valor es un orden de magnitud menor que el del SD. Otros trabajos sobre el escape de otras MMR de la región transneptuniana también obtienen tasas de escape inferiores al aporte del SD a la región de los planetas gigantes (Volk, 2013).

Levison & Duncan (1997) realizaron la primera evolución dinámica de los CTNO. Seleccionaron de una simulación previa, 20 partículas que dejaron el Cinturón de Kuiper (KB) después de ser estables durante más de 1000 Ma y por tanto, son representativas de las órbitas de los objetos que actualmente salen de la región TN clásica. Agregaron clones a esas partículas y siguieron su evolución dinámica durante 1000 Ma bajo la acción gravitacional del Sol y los cuatro planetas gigantes hasta la colisión o la eyección. Investigaron la distribución y el destino de los objetos que habían dejado el KB en la configuración actual del Sistema Solar. Descubrieron que los objetos que evolucionan hacia la zona de los pla-

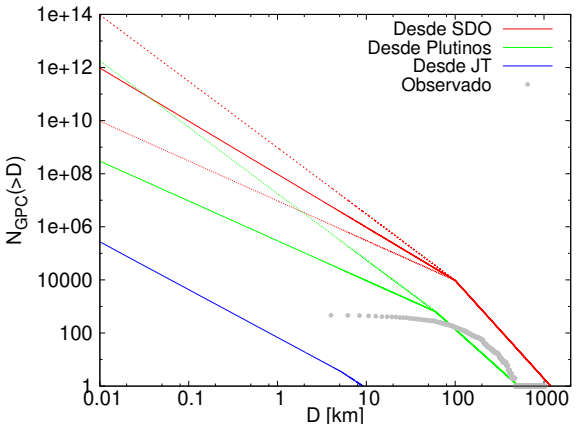


Figura 6: Número acumulado de GPC ($N_{GPC}(> D)$) vs diámetro D desde SDO (curvas rojas), Plutinos (curvas verdes) y Troyanos de Júpiter (curvas azules). Los puntos grises corresponden a la población observada. Para los GPC desde SDO y Plutinos, se grafican las curvas correspondientes a los quiebres de la distribución de tamaños en las poblaciones originales.

netas gigantes, lo hacen bajo el control dinámico de un planeta a la vez manteniendo el parámetro Tisserand (T) con respecto a cada planeta con valores en un rango muy estrecho justo debajo de $T = 3$. Por lo tanto, alcanzan el control de Júpiter con T justo debajo de 3 en un rango estrecho como se observa en los JFC. También estimaron un número de cometas eclípticos (un grupo similar a Centauros) de $D \sim 1$ km de $\sim 1.2 \times 10^7$, valor inferior a lo encontrado desde el SD.

Otra población que puede aportar a la zona de los planetas gigantes hoy en día son los Troyanos de Júpiter. Los Troyanos de Júpiter son asteroides en MMR 1 : 1 con Júpiter y se encuentran alrededor de los puntos lagrangeanos L_4 y L_5 en órbitas relativamente estables. Sin embargo, existen zonas en la resonancia, pobladas por los Troyanos con diferentes escalas de estabilidad. Esto permite que algunos Troyanos escapen de la resonancia en una escala de tiempo menor que la edad del Sistema Solar. Di Sisto et al. (2019) estudiaron la contribución de los Troyanos de Júpiter a otras poblaciones del Sistema Solar. Consideraron la población observada y realizaron simulaciones numéricas a largo plazo para estudiar las trayectorias de aquellos Troyanos que dejan la resonancia. Obtuvieron una tasa de escape constante de ambos puntos lagrangeanos a lo largo del tiempo de $Y_{L_4} = 7.0398 \times 10^{-11} \pm 8 \times 10^{-14}$ y $Y_{L_5} = 7.5590 \times 10^{-11} \pm 13 \times 10^{-14}$. Considerando el número y la distribución del tamaño de los Troyanos y la asimetría real entre L_4 y L_5, obtuvieron el número de Troyanos escapados en la zona de GPC y Centauros. La contribución desde Troyanos de Júpiter a GPC se grafica junto con la de Plutinos y SDOs en la Fig. 6 donde se puede apreciar que la fuente principal son los SDOs. Sin embargo, las fuentes secundarias podrían explicar algunas peculiaridades como diferentes composiciones de los Centauros, cometas tipo Encke e impactos en Júpiter como el caso Shoemaker Levy 9 según Di Sisto et al. (2010) y Di Sisto et al. (2019).

5. Conclusiones

Los estudios sobre cuerpos menores de nuestro Sistema Solar han sido claves para descubrir la historia, evolución y las características generales de todo nuestro Sistema. Desde sus descubrimientos han aportado al estudio de la Mecánica Celeste en sí y la dinámica, a conocer las composiciones químicas de nuestro Sistema Solar y su distribución y características dinámicas han aportado a estudiar la formación planetaria y arquitectura actual.

En particular, las observaciones de los objetos distantes han permitido conocer cada vez más a fondo los reservorios cometarios externos como la nube de Oort y la región TN, permitiendo investigaciones sobre el vínculo de estas poblaciones con los Centauros y cometas. En este sentido, los trabajos dinámicos presentados en las secciones anteriores dan cuenta de la relación entre estas poblaciones en el Sistema Solar actual. A partir de la evolución dinámica de los SDO, hemos calculado el número de objetos en la zona de los planetas gigantes y de Centauros predicho por nuestro modelo. La comparación con estimaciones recientes del equipo de OSSOS sugiere que nuestro modelo sobrestima en cierta medida el número de Centauros grandes aunque para objetos menores de 100 km de diámetro, los resultados son comparables. Comprobamos que el SD es la fuente principal de GPC y Centauros como fue sugerido por primera vez por Duncan & Levison (1997) y encontrado por otros estudios posteriores como DB07 y Volk (2013). Por ejemplo, hay 9600 GPC con $D > 100$ km y 10^8 con $D > 1$ km (con un índice de distribución diferencial (SFD) de tamaños de 3).

El número acumulado de Plutinos escapados en la zona GPC se encuentra entre uno y dos órdenes de magnitud menos que el del SD. Sin embargo, esos resultados son muy sensibles a la distribución de tamaño de las poblaciones de origen especialmente para diámetros pequeños, donde la SFD de los objetos puede tener un quiebre. La incertidumbre en los tamaños pequeños podría llevar a una contribución importante de Plutinos si el índice de la SFD de Plutinos fuera mayor que el de los SDO. La contribución de JT es insignificante, aunque puede explicar algunas peculiaridades.

Agradecimientos: Agradezco a la Asociación Argentina de Astronomía (AAA) y a los Comité Científico y Local de la 61ª Reunión Anual de la AAA por invitarme a exponer el trabajo y por financiar mi participación.

Referencias

Adams E.R., et al., 2014, AJ, 148, 55
Bannister M.T., et al., 2018, ApJL, 236, 18
Brown M.E., 2001, AJ, 121, 2804
de Elía G.C., Brunini A., di Sisto R.P., 2008, A&A, 490, 835
Di Sisto R.P., Brunini A., 2007, Icarus, 190, 224
Di Sisto R.P., Brunini A., 2011, A&A, 534, A68
Di Sisto R.P., Brunini A., de Elía G.C., 2010, A&A, 519, A112
Di Sisto R.P., Ramos X.S., Beaugé C., 2014, Icarus, 243, 287
Di Sisto R.P., Ramos X.S., Gallardo T., 2019, Icarus, 319, 828
Duncan M., Quinn T., Tremaine S., 1988, ApJL, 328, L69

Duncan M.J., Levison H.F., 1997, Science, 276, 1670
Edgeworth K.E., 1938, Unpublished manuscript, Trustees of the National Library of Ireland, Dublin. Manuscript Nos. 16869/47 and /48.
Edgeworth K.E., 1949, MNRAS, 109, 600
Elliot J.L., et al., 2005, AJ, 129, 1117
Everhart E., 1972, Astrophys. Lett., 10, 131
Fernández J.A., 1980, MNRAS, 192, 481
Fernández J.A., Gallardo T., Brunini A., 2002, Icarus, 159, 358
Fernández J.A., Gallardo T., Brunini A., 2004, Icarus, 172, 372
Fernandez J.A., Ip W.H., 1984, Icarus, 58, 109
Huang J., et al., 2018, ApJL, 869, L42
Jewitt D., Luu J., Marsden B.G., 1992, IAU Circ.No. 5622, 5611, 1
Kuiper G.P., 1951, Proceedings of the National Academy of Science, 37, 1
Lawler S.M., et al., 2018a, AJ, 155, 197
Lawler S.M., et al., 2018b, Front. Astron. Space Sci., 5, 14
Levison H.F., Duncan M.J., 1997, Icarus, 127, 13
Levison H.F., Shoemaker E.M., Shoemaker C.S., 1997, Nature, 385, 42
Malhotra R., 1993, Nature, 365, 819
Malhotra R., 1995, AJ, 110, 420
Mayor M., Queloz D., 1995, Nature, 378, 355
Morbidelli A., 1997, Icarus, 127, 1
Nesvorný D., 2015, AJ, 150, 68
Nesvorný D., Morbidelli A., 2012, AJ, 144, 117
Nesvorny D., et al., 2019, arXiv e-prints, arXiv:1907.10723
Oort J.H., 1950, BAN, 11, 91
Shankman C., et al., 2016, AJ, 151, 31
Tiscareno M.S., Malhotra R., 2009, AJ, 138, 827
Tsiganis K., et al., 2005, Nature, 435, 459
Volk K.M., 2013, *Dynamical studies of the Kuiper belt and the Centaurs*, Ph.D. thesis, The University of Arizona
Walsh K.J., et al., 2011, Nature, 475, 206

Modelo secular analítico para la evolución tidal de sistemas circumbinarios excéntricos

F.A. Zoppetti[1,2], A.M. Leiva[1] & C. Beaugé[1,3]

[1] *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina.*
[2] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina.*
[3] *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET–UNC, Argentina.*

Contacto / fzoppetti@oac.unc.edu.ar

Resumen / En este trabajo presentamos una aplicación de una versión extendida, válida para excentricidades arbitrarias, del modelo autoconsistente de fricción débil para la evolución tidal de planetas circumbinarios, introducido en Zoppetti et al. (2019). A diferencia del trabajo anterior, el modelo analítico implementado aquí utiliza expresiones derivadas a partir de expansiones elípticas de cuarto orden en razón de semiejes, pero que son cerradas en excentricidades de la binaria y del planeta. El modelo es aplicado a los sistemas circumbinarios *Kepler* a partir de analizar el flujo tidal alrededor de cada sistema. Encontramos que todos los planetas se encuentran ubicados en un flujo tidal que tiende a alejarlos de la binaria, de manera que la proximidad con la zona de inestabilidad pudo haber sido aún mayor en el pasado. Además, se espera que los planetas circumbinarios *Kepler* hayan sufrido un importante amortiguamiento tidal en sus excentricidades debido a las mareas, lo cual podria estar relacionado con su proximidad a la excentricidad de captura.

Abstract / In this work we present an application of an extended version, valid for arbitrary eccentricities, of the self-consistent weak friction model for the tidal evolution of circumbinary planets, introduced in Zoppetti et al. (2019). Unlike our previous work, the analytical model implemented here uses expressions derived from forth-order elliptical expansions in the semimajor axis ratio, but closed in the binary and planetary eccentricities. The model is applied to the *Kepler* circumbinary systems by analysing the tidal flow around each different system. We found that all the planets are located in a tidal flow that tends to take them away from the binary in such a way that their proximity to the instability limit may have been even greater in the past. In addition, it is expected that all the circumbinary *Kepler* planets have suffered an important eccentricity damping by tides, which could be related to the proximity of them to the capture eccentricity.

Keywords / planet—star interactions — planets and satellites: dynamical evolution and stability

1. Introducción

La proximidad de los sistemas circumbinarios (CBs) *Kepler* a la binaria huésped y al límite de estabilidad ha recibido mucha atención (Quarles et al., 2018, e.g.), especialmente debido a que es muy poco probable que esta acumulación sea debido a un bias observacional (Li et al., 2016).
En Zoppetti et al. (2019) presentamos un modelo autoconsistente de fricción débil para tratar las mareas sobre un planeta CB. A partir de las ecuaciones variacionales de evolución orbital y de espín, se derivaron expresiones analíticas basadas en expansiones elípticas de bajo orden para la excentricidad de la binaria y del planeta. Sin embargo, algunos de los sistemas CB observados por la misión *Kepler* presentan altas excentricidades, tales como Kepler-34 (Welsh et al., 2012) y Kepler-413 (Kostov et al., 2014), por lo que la aplicación de ese modelo resulta inapropiada.
En este trabajo se presenta y discute la aplicación de una versión extendida del modelo desarrollado en Zoppetti et al. (2019), la cual es válida para cualquier excentricidad de la binaria y del planeta. Este nuevo modelo permite caracterizar la evolución tidal de todos los sistemas CB *Kepler* observados.

2. El modelo analítico

Consideremos el problema planar CB donde las estrellas centrales tienen masas m_0 y m_1, y el planeta masa m_2. Las órbitas de los cuerpos están caracterizadas por semiejes a_i, excentricidades e_i y movimientos medios n_i. Asumimos además que los espines Ω_i son perpendiculares al plano orbital, que cada cuerpo es un objeto extenso de radio $\mathcal{R}_i$ y deformado debido a mareas ejercidas por todos sus compañeros de acuerdo al modelo tidal de Mignard (1979).
Siguiendo un procedimiento análogo al desarrollado en Zoppetti et al. (2019), es posible obtener las ecuaciones de evolución orbital y de espín del planeta. Una aproximación secular analítica puede obtenerse expandiendo dichas ecuaciones en razón de semiejes $\alpha = a_1/a_2$ y promediando las ecuaciones elípticas obtenidas sobre las longitudes medias. Si además suponemos que la marea que ejerce el planeta sobre las estrellas es despreciable frente a la que éstas ejercen sobre el propio planeta, la evolución orbital puede expresarse como:

$$\left\langle \frac{da_2}{dt} \right\rangle = \mathcal{D} \sum_{i=0}^{4} K_i \left(A_i^{(a)} n_1 + B_i^{(a)} n_2 + C_i^{(a)} \Omega_2 \right) \alpha^i, \quad (1)$$

$$\left\langle \frac{de_2^2}{dt} \right\rangle = \frac{\mathcal{D}}{a_2} \sum_{i=0}^{4} K_i \left(A_i^{(e)} n_1 + B_i^{(e)} n_2 + C_i^{(e)} \Omega_2 \right) \alpha^i, \quad (2)$$

donde $K_i = m_0 m_1 \frac{(m_0+(-1)^i m_1)}{(m_0+m_1)^i}$, $\mathcal{D} = \frac{3\mathcal{R}_2^5 k_{2,2} \Delta t_2 n_2}{m_2 (m_0+m_1) a_2^4}$ con $k_{2,2}$ y Δt_2 el numero de Love y el tiempo de retardo del planeta, respectivamente. Los coeficientes $A_i^{(a)}$, $A_i^{(e)}$, $B_i^{(a)}$, $B_i^{(e)}$, $C_i^{(a)}$ y $C_i^{(e)}$, pueden encontrarse en el Apéndice B de Zoppetti et al. (2020).

A continuación consideramos los parámetros físicos y orbitales de los sistemas CB *Kepler* idénticos a los determinados como mejor ajuste en los artículos de presentación. En los casos en los que la masa planetaria es mal determinada, utilizamos el ajuste masa-radio empírico derivado por Ramos et al. (2017). Además, para este análisis asumimos que tanto las estrellas como el planeta han adquirido sus espines estacionarios cuyos valores pueden calcularse siguiendo Zoppetti et al. (2020).

En la Fig. 1 se muestra el flujo de evolución tidal de un planeta sincronizado en la region CB de los sistemas *Kepler*, representado en un plano (α,e_2). El flujo orbital se calculó de la siguiente manera: para cada condición inicial en la región CB, se calculó el espín planetario estacionario (Ec. 22 en Zoppetti et al. 2019). Luego, habiendo fijado los elementos orbitales de la binaria así como los espines de todos los cuerpos, para cada condición se calculó la variación en semieje del planeta $d\alpha/dt = -(\alpha^2/a_1) da_2/dt$ a partir de la Ec. 1 y la variación en la excentricidad planeraria de_2/dt usando la Ec. 2. Finalmente, las flechas negras de la Fig. 1 representan la dirección de evolución del planeta CB en el plano (α, e_2). Con propósitos ilustrativos, las magnitudes fueron normalizadas de manera que una comparación directa entre diferentes amplitudes de flechas carece de sentido físico.

Un algoritmo de bisección fue implementado para encontrar las condiciones iniciales que resultaban en $da_2/dt = 0$ en la Ec. 1. Dicha curva puede interpretarse como condiciones en el plano (α,e_2) donde la migración en semieje cambia de sentido y están representadas en curvas verdes en la Fig. 1. Notamos que la región por encima de esta curva corresponde a condiciones iniciales de migración hacia adentro del sistema, mientras que la región por debajo corresponde al caso de migración hacia el exterior. Por su parte, las regiones rojas ubicadas para altos valores de α, corresponden al clásico ajuste empírico de Holman & Wiegert (1999) de la región de inestabilidad de un objeto CB sin masa en órbita circular. Los círculos azules representan la posición observada de los planetas *Kepler* en este diagrama.

Primeramente, es posible notar de la Fig. 1 que las excentricidades de los planetas en las regiones CB son siempre mucho más afectadas por las mareas que los semiejes, excepto para regiones cuasi-circulares. Además, como se discute en Zoppetti et al. (2019) para el caso de pequeñas excentricidades, en el caso general las flechas siempre apuntan hacia abajo, indicando que el efecto de las mareas sobre las excentricidades de planetas CB sincronizados es siempre decreciente. Este comportamiento parece no ser observado en la parte superior derecha del plano (α,e_2) del sistema Kepler-34. La razón de este comportamiento es que este sistema no solamente esta compuesto por una binaria muy excéntrica ($e_1 \simeq 0.52$) sino también por un planeta excéntrico ($e_1 \simeq 0.18$). Es de esperar que además, para altos valores de α, nuestra estimación del espín estacionario no sea precisa.

Consiguientemente, es posible notar que en algunos sistemas la región CB donde los planetas migran hacia el exterior es de mayor tamaño que en otros. En Zoppetti et al. (2019), encontramos que el tamaño de las regiones CB de migración saliente es proporcional a la masa reducida del sistema $\bar{\mu} = m_1/(m_0+m_1)$ e inversamente proporcional a la excentricidad de los mismos. Es posible chequear que, por ejemplo, los sistemas Kepler-35, Kepler-413 and Kepler-1647 satisfacen muy bien estas características.

Un hecho aún más interesante es que, como muestran las Ecs. 1 y 2, la evolución orbital del planeta está determinada sólamente por la binaria y la configuración orbital del sistema: los parámetros físicos tales como la masa m_2, el radio $\mathcal{R}_2$, el producto del número de Love y el tiempo de retardo $k_{22}\Delta t_2$, solamente determinan la magnitud de la evolución. Por esta razón, como puede observarse en nuestro único sistema CB multi-planetario (Kepler-47), el flujo tidal y, por lo tanto, la curva de retorno en semieje son iguales para todos los planetas del sistema.

Si se asume que las componentes estelares de los sistemas binarios *Kepler* han sincronizado sus espines luego de su formación, en relativamente cortas escalas de tiempo ($1-3$ Ga, Zoppetti et al. 2019), es posible esperar que cuando los planetas CB detuvieron su migración en el disco protoplanetario, la órbita de la binaria haya sido más amplia y excéntrica, y por lo tanto más amplia también la región de inestabilidad. Este hecho, sumado a nuestro descubrimiento de que la migración tidal de los planetas CB *Kepler* debe ser saliente, parece indicar que los planetas detuvieron su migración en el disco muy próximos al límite de estabilidad, por lo cual este último debe estar íntimamente relacionado a la formación de las regiones subdensas típicas de los discos CB (Thun & Kley, 2018), al menos si creemos que son estas regiones las responsables de causar las trampas planetarias.

Finalmente discutimos la evolución de la excentricidad de los planetas CBs, a partir de considerar las interacciones púramente gravitatorias además de la disipación por mareas. En Zoppetti et al. (2019), presentamos un modelo simple para la evolución orbital secular de planetas CBs en el marco del problema restricto de los 3 cuerpos (PR3C). En ese trabajo encontramos que la evolución secular de la excentricidad de los planetas CB es el resultado de la interacción de modos seculares debidos a las perturbaciones de corto término de la secundaria, con el clásico modo secular. En el caso en el cual las fuerzas disipativas están presentes como para anular la excentricidad propia $e_{2,p}$, la "excentricidad de captura" alrededor de la cual la excentricidad media de un planeta CB oscila, puede expresarse como:

$$\langle e_2 \rangle_{cap} = \sqrt{e_{2,f}^2 + e_{2,Paar}^2}, \quad (3)$$

donde $e_{2,f}$ es la clásica excentricidad forzada del PR3C CB (Moriwaki & Nakagawa (2004)), explícitamente da-

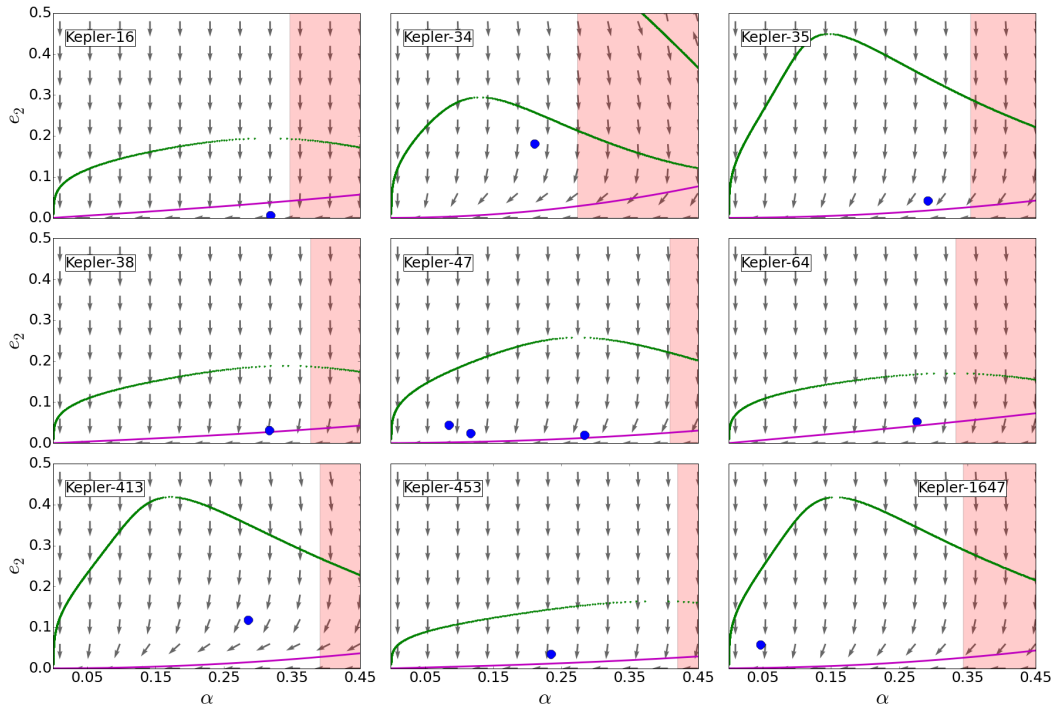


Figura 1: Flujo de evolución tidal de planetas sincronizados en la región de los sistemas *Kepler* observados, sobre un plano (α,e_2). Las flechas representan la dirección normalizada de la evolución orbital. Las curvas verdes muestran las condiciones para las cuales $da_2/dt = 0$, mientras que las curvas magentas corresponden a la excentricidad de captura e_{cap} (ver Ec. 3). Las regiones coloreadas rosas representan zonas inestables de acuerdo a Holman & Wiegert (1999). En círculos azules se representan las posiciones observadas de los planetas CB *Kepler*.

da por:

$$e_{2,f} = \frac{5}{4}\alpha\frac{(m_0 - m_1)}{(m_0 + m_1)}e_1\frac{(1 + \frac{3}{4}e_1^2)}{(1 + \frac{3}{2}e_1^2)} \quad (4)$$

y $e_{2,Paar}$ es la excentricidad media obtenida a partir de promediar solamente sobre la longitud media de la binaria (Paardekooper et al., 2012), la cual puede calcularse como:

$$e_{2,Paar} = \frac{3}{4}\alpha^2\frac{m_0 m_1}{(m_0 + m_1)^2}\sqrt{1 + \frac{34}{3}e_1^2}. \quad (5)$$

En la Fig. 1, también fue incluída la excentricidad de captura en curvas magenta. Curiosamente, la mayoría de los planetas CB cercanos a la binaria tienen también excentricidades próximas a este valor de equilibrio, con las excepciones de Kepler-34 and Kepler-413. Recientemente, Thun & Kley (2018) sugirieron que los planetas CB de baja masa son fuertemente influenciados por el disco protoplanetario, resultando en excentricidades muy excitadas cuando acaba el proceso de migración. Si esta hipótesis se confirma, la única manera de explicar la proximidad de la excentricidad de estos sistemas a la excentricidad de captura es una fuerte evolución por mareas. Estos efectos pueden haber sido especialmente muy significativos en los sistemas Kepler-35 y Kepler-38, cuyas edades estimadas son del orden de $\sim$ 10 Ga (Welsh et al., 2012; Orosz et al., 2012).

3. Discusión

Existe gran incerteza respecto del monto de energía disipado en los planetas extrasolares debido a las mareas. Esto hace que sea difícil estimar con precisión el grado de evolución tidal de los sistemas. Sin embargo, nuestro modelo permite hacer predicciones sobre las direcciones de evolución orbital, las cuales en principio, serían válidos independientemente de la reología de los cuerpos.

Agradecimientos: Este trabajo fue financiado en parte por CONICET, SECYT/UNC y FONCYT.

Referencias

Holman M.J., Wiegert P.A., 1999, AJ, 117, 621
Kostov V.B., et al., 2014, ApJ, 784, 14
Li G., Holman M.J., Tao M., 2016, ApJ, 831, 96
Mignard F., 1979, Moon and Planets, 20, 301
Moriwaki K., Nakagawa Y., 2004, ApJ, 609, 1065
Orosz J.A., et al., 2012, ApJ, 758, 87
Paardekooper S.J., et al., 2012, ApJL, 754, L16
Quarles B., et al., 2018, ApJ, 856, 150
Ramos X.S., et al., 2017, A&A, 602, A101
Thun D., Kley W., 2018, A&A, 616, A47
Welsh W.F., et al., 2012, Nature, 481, 475
Zoppetti F., Beaugé C., Leiva A., 2019, Journal of Physics: Conference Series, 1365, 012029
Zoppetti F.A., Leiva A.M., Beaugé C., 2020, A&A, 634, A12
Zoppetti F.A., et al., 2019, A&A, 627, A109

Orbital parameters refinement on hot-Jupiters with space and ground-based observations: First step towards atmospheric characterization

R.G. Miculán[1,2], R.F. Díaz[3,4], A.F. Torres[1,2] & N. Parzajuk[5]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[3] *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*
[4] *International Center for Advanced Studies e Instituto de Ciencias Físicas, CONICET–UNSAM, Argentina.*
[5] *Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina*

Contact / rmiculan@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Hasta la fecha, miles de exoplanetas han sido descubiertos. Estudiarlos en detalle a fin de conocer sus particularidades y propiedades físicas es uno de los desafíos más atractivos de la astronomía y la astrofísica actual. En este trabajo, identificamos un grupo de Jupiteres calientes que cumplen las condiciones necesarias para estudiar sus atmósferas. Como muestra inicial, consideramos cuatro planetas, de los que observamos fotométricamente varios tránsitos con telescopios Argentinos. Además, consideramos los datos recientemente publicados por el satélite TESS. Ajustamos los parámetros orbitales y planetarios de los sistemas. Encontramos un buen acuerdo entre los resultados de nuestro análisis de los datos de TESS y el análisis provisto por la NASA. Finalmente, refinamos dichos parámetros combinando los datos obtenidos desde tierra con los espaciales, y los comparamos con los publicados en la literatura.

Abstract / To date, thousands of exoplanets have been discovered. Studying them in detail to know their particularities and physical properties is one of the most attractive challenges of modern astronomy and astrophysics. In this work, we identify a group of hot Jupiters that fulfill the necessary conditions to study their atmospheres. As an initial sample, we photometrically observed several transits of four of them with Argentine telescopes. In addition, we consider the data recently published by the TESS satellite. We obtained the orbital and planetary parameters of the systems and compared the results of our analysis of TESS data with the analysis provided by NASA, finding a good agreement. Finally, we combined the ground and space-based data to refine these parameters, and compare them with those published in the literature.

Keywords / planets and satellites: atmospheres — planets and satellites: fundamental parameters — planets and satellites: gaseous planets

1. Introduction

Since the first detection of an exoplanet orbiting a sun-like star (Mayor & Queloz, 1995) thousands of exoplanets have been discovered by ground- and space-based observatories. One of the most successful techniques in exoplanet detection is transit photometry (Charbonneau et al., 2000). While the size of the star can be determined through spectroscopy, the size of the planet, the inclination and semi-major axis of its orbit can be determined by fitting light curves models to transit data (Mandel & Agol, 2002). But also, during a primary transit, part of the light emitted by the host star interacts with the outer layers of the exoplanetary atmosphere and through this, we can directly study the chemical composition of the exoplanetary atmosphere, using the technique called transmission spectroscopy (TS). Thus, when the planet absorbs the starlight in a given wavelength, it looks larger than compared to a planet with an atmosphere not interacting at this wavelength. In consequence, this absorption translates in a variation of the measured planet-to-star radius ratio, R_p/R_s, as a function of wavelength. Thanks to this variation, it is possible to infer the chemical composition of the atmosphere of the transiting planet (von Essen et al. 2017, Lendl et al. 2017). TS in low and high resolution are highly complementary (Brogi et al., 2017) and allow us to compose a complete picture of the exoatmospheres. Answering important questions related to planet formation, evolution (Madhusudhan et al., 2017) and the behaviour of planetary physical properties, such as chemical abundances (Sing et al., 2016), atmospheric wind speeds (Snellen et al., 2010), etc. For systems with relatively bright host stars, deep transits and large atmospheric scale of heights (i.e. extended atmospheres), the signal of exoplanetary atmospheres is more easily detectable.

Even though the technique might appear straight forward to carry out, the expected variability in transit depth is intrinsically small, compared with the typical photometric noise from ground-based telescopes. This is aggravated by the correlation among transit parameters

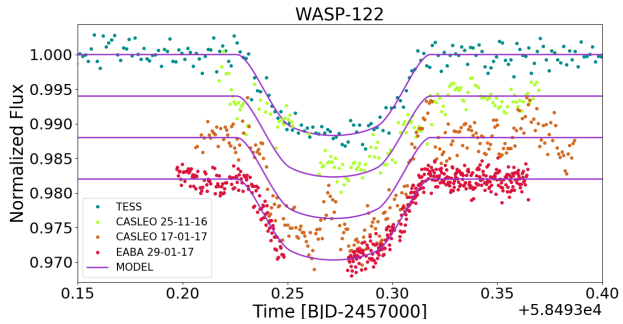


Figure 1: Transit of WASP 122 seen in TESS and ground-based data (shifted vertically, see the legend). Our fitted transit model is shown in magenta.

(Seager & Mallén-Ornelas, 2003). In consequence, it is necessary to determine these parameters as accurately as possible.

In this work, we present the first results derived from the analysis to refine the orbital parameters of four transiting exoplanets, based on ground-based data obtained with Argentinian telescopes (as part of an observation program to characterize exoplanetary atmospheres) and space-based data. Our sample has hot Jupiters that have been identified as strong candidates for future exo-atmospheric studies.

2. Observations and data analysis

2.1. Selection of the targets

We adopt the following selection criteria for transiting exoplanetary systems, suitable for in-detail TS studies from the ground with current instrumentation: transiting exoplanets orbiting a bright host star (V < 13) in a short period (less than 5 days), with deep transits ($(R_p/R_s)^2 > 1$ %) and an extended exoplanetary atmosphere, with scale height above 250 km. Considering these constraints we selected four systems discovered by ground-based observations, namely WASP-122 (Turner et al., 2016), WASP-124 (Maxted et al., 2016), HATS-13 (Mancini et al., 2015) and HATS-33 (de Val-Borro et al., 2016), observable from the Southern hemisphere and without any other study besides the publication of their discoveries.

2.2. High precision photometry collected from Argentinian facilities

Since 2016, we have carried out a photometric follow-up of the selected exoplanetary systems with Argentinian telescopes. For this work, we have 11 transit observations acquired between August 2016 and July 2017 with the 2.15-m Jorge Sahade telescope at Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO)*, San Juan, Argentina and the 1.54-m telescope located at Estación Astrofísica de Bosque Alegre (EABA), Córdoba, Argentina. In Table 1, we present various details of our observations. To minimize the impact of Earth's atmosphere, all the transits were observed using the Johnson-Cousins R filter, and the telescope was slightly defocused to increase photometric precision, as proposed by Southworth et al. (2009).

Target	Observatory	Date (dd-mm-yyyy)
HATS-13 b	CASLEO	08-08-2016
	CASLEO	11-08-2016
HATS-33 b	CASLEO	07-08-2016
	CASLEO	25-07-2017
WASP-122b	CASLEO	25-11-2016
	CASLEO	17-01-2017
	EABA	29-01-2017
WASP-124b	CASLEO	07-08-2016
	CASLEO	13-09-2016

Table 1: Observing log. The data acquired but discarded by bad weather conditions were not included.

2.3. High precision photometry collected from space facilities

The *Transiting Exoplanets Satellite Survey* (TESS) was launched on 2018. Dividing the sky into 26 segments, the satellite observed the Southern hemisphere (SH) in the first year of mission operation. With a 13.7-day orbital period, TESS observes each segment during 27.4 days, with a photometric precision of 50 ppm on stars with TESS magnitude 9-15. Our targets have publicly available data, which we use to enlarge our sample obtaining between 9 and 12 more transit light curves for each planet.

2.4. Data reduction and posterior analysis

The ground-based data were reduced with the IRAF package. We applied bias and flat-field corrections. To derive the light curves, we employed the differential photometry technique considering different apertures, sky rings, and reference stars. To minimize the standard deviation of the residual light curves, we made a comprehensive analysis to obtain simultaneously the best combination of reference stars and aperture selection for each system. Aperture photometry of the TESS data is provided in the MAST.** The data were divided into two different sets: i) Only TESS data, ii) TESS and ground-based data. We used the PASTIS code (Díaz et al., 2014) to simultaneously fit all light curves (for each set). A Markov Chain Monte Carlo approach was used to determine the expected values of the model parameters and their corresponding errors. The fitting

*Based on data acquired at Complejo Astronómico El Leoncito, 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.

**https://mast.stsci.edu/

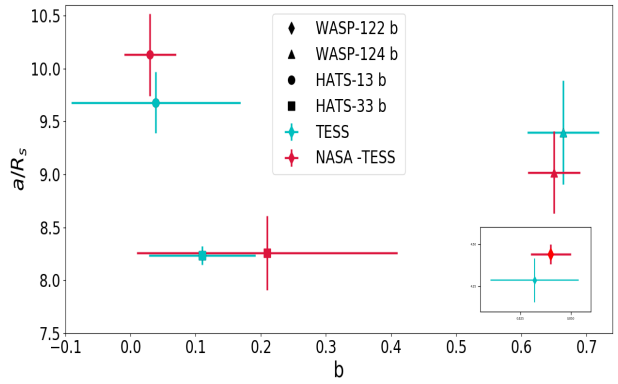


Figure 2: Semi-major axis a/R_s vs impact parameter b. We show for all the selected targets, the results of our analysis on two parameters (cyan), and the validation results published by NASA (red).

process was done by doing ten chains for each set with iterations ranging between 100 000 and 300 000. We conservatively considered the initial 20 % of the chains as the burn-in time.

3. Results

We obtained the orbital parameters of four systems for both sets of data. The results for TESS data analysis are shown in the a/R_s vs b plot in Fig. 2 and compared with the values found by NASA. It can be seen a good agreement between them, confirming that our analysis gives reasonable results. Fig. 3 shows the results obtained for a/R_s vs R_p/R_s in the two data sets. In addition, the parameters reported in the literature for each exoplanet are included (see Sect. 2.1.). A good agreement for each exoplanetary system is found. In general, the error bars of R_p/R_s are significantly smaller when considering TESS data alone, but for the rest of the orbital parameters the error bars are similar between the two data sets. However, further analysis is needed to evaluate if ground-based data of this quality, contribute to improve the precision of the parameter determinations achieved with current space-based data.

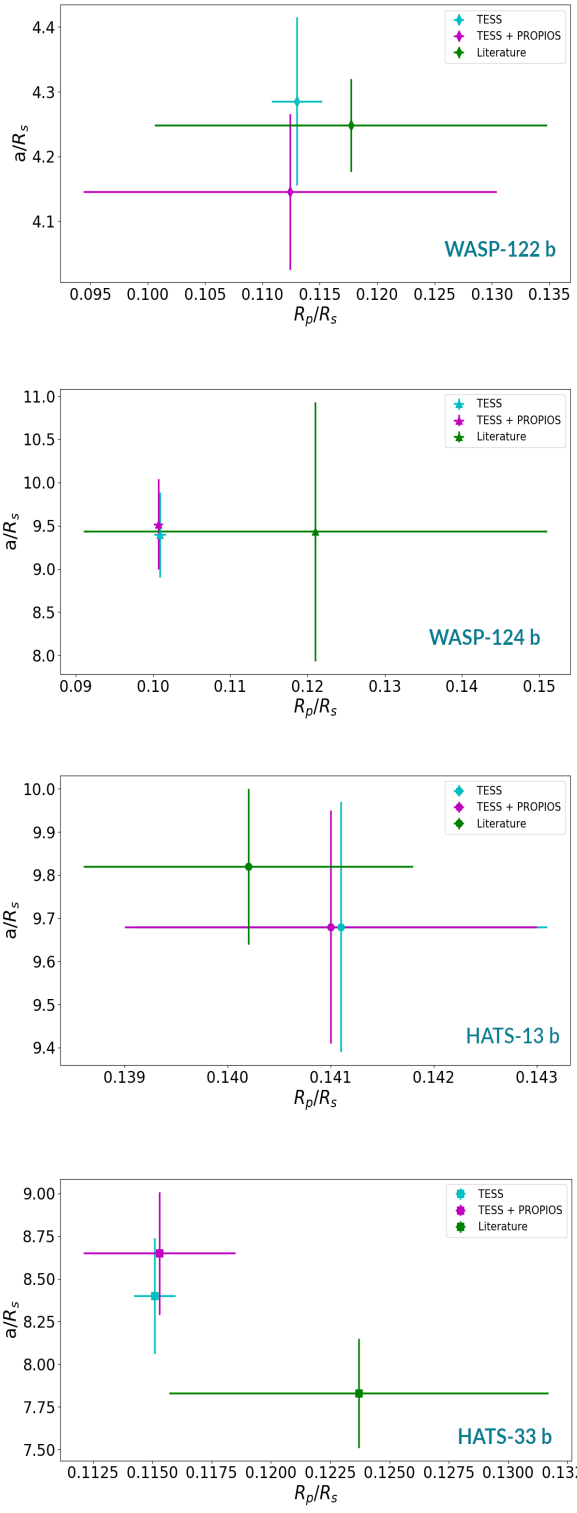


Figure 3: Semi-major axis a/Rs vs planetary radius Rp/Rs. Results for all the exoplanets, taking in account our fit of only TESS data (cyan), TESS + own terrestrial data (magenta), and parameters derived from the literature (green).

References

Brogi M., et al., 2017, ApJL, 839, L2
Charbonneau D., et al., 2000, ApJL, 529, L45
de Val-Borro M., et al., 2016, AJ, 152, 161
Díaz R.F., et al., 2014, MNRAS, 441, 983
Lendl M., et al., 2017, A&A, 606, A18
Madhusudhan N., et al., 2017, MNRAS, 469, 4102
Mancini L., et al., 2015, A&A, 580, A63
Mandel K., Agol E., 2002, ApJL, 580, L171
Maxted P.F.L., et al., 2016, A&A, 591, A55
Mayor M., Queloz D., 1995, Nature, 378, 355
Seager S., Mallén-Ornelas G., 2003, ApJ, 585, 1038
Sing D.K., et al., 2016, Nature, 529, 59
Snellen I.A.G., et al., 2010, Nature, 465, 1049
Southworth J., et al., 2009, MNRAS, 396, 1023
Turner O.D., et al., 2016, PASP, 128, 064401
von Essen C., et al., 2017, A&A, 603, A20

Reanalysis of the radial velocities data of HD 40307 with the evidence estimator PolyChord

N. Unger[1, 2], R.F. Díaz[2, 3], D. Segránsan[1], J-B. Delisle[1] & N. Hara[1]

[1] *Geneva Observatory, University of Geneva, Ginebra, Suiza*
[2] *Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina*
[3] *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*

Contact / nicolas.unger@unige.ch

Resumen / Volvemos a analizar los datos de velocidad radial de la estrella HD 40307 con el objetivo de caracterizar su sistema planetario. Los trabajos previos sobre esta estrella difieren en sus resultados, especificamente en la existencia de los planetas e y g, con períodos de 34.5 y 198 días, respectivamente, y masas mínimas de 3.5 y 7.1 $M_\oplus$. El planeta g es particularmente interesante, porque de existir, se encontraría en la zona de habitabilidad. En nuestro analisis agregamos nuevos datos obtenidos entre 2015 y 2017, realizamos algunas modificaciones menores al modelo e implementamos el uso de PolyChord, un algoritmo basado en Nested Sampling para estimar la evidencia bayesiana. Confirmamos que los datos no apoyan la existencia del planeta g, y encontramos un nuevo período ultra corto para el planeta f de $0.978386 \pm 1.7 \cdot 10^{-5}$ días.

Abstract / We perform a reanalysis of the radial velocity data of the star HD 40307 to characterize it's planetary system. Previous works on this target differ in their results, specifically in the existence of planets e and g, with periods of 34.5 and 198 days, respectively, and minimum masses of 3.5 and 7.1 $M_\oplus$. For our analysis, we added new data obtained between 2015 and 2017, we made some minor modifications to the model and implemented the use of PolyChord, an algorithm based on Nested Sampling to estimate the Bayesian evidence. We confirm that the data does not support the existence of planet g, and we find a new ultra-short period for planet f of $0.978386 \pm 1.7 \cdot 10^{-5}$ days.

Keywords / stars: individual (HD 40307) — planets and satellites: detection — techniques: radial velocities

1. Introduction

The radial velocities method has proven to be very efficient at finding extra solar planets, including the first ever discovery of an exoplanet orbiting a solar-type star (Mayor & Queloz, 1995). This method is based on the Doppler effect by which the spectrum of a star is shifted by the motion induced by an orbiting companion. With a series of precise measurements of the spectrum one can look for periodic variations in the velocity of the star and thus infer the presence of a planet in orbit.

In this work we reanalyse the radial velocity data of the star HD 40307, which is a main sequence star (type-K) at a distance of 42 ly from Earth. This star has been previously studied by three groups: Mayor et al. (2009), Tuomi et al. (2013) and Díaz et al. (2016). Mayor et al. reported the existence of three planets with periods of 4.3 (b), 9.6 (c) and 20.4 (d) days. Then in 2013, using data very similar to those of Mayor et al. (2009), Tuomi et al. reported the existence of three additional planets with periods of 34.5 (e), 51.6 (f) and 198 (g) days. Planet g would be in the habitable zone of this star and thus needs close attention. These six candidates are all low mass planets with less than 10 $M_\oplus$ and are therefore probably rocky. In 2016 Díaz et al. re-analyzed the system using four years of additional data and found that there was insufficient evidence to support the existence of the 34.5-day period planet (e) and that the evidence in favour of the existence of the 198-day period planet (g) was inconclusive. However, they did confirm the existence of the 51.6 (f) days planet. The goal is to continue on the work of Díaz et al. (2016) using additional data, a slightly modified model and a different Bayesian evidence estimator based on Nested Sampling, namely PolyChord (Handley et al., 2016).

1.1. Observations

The radial velocity measurements were taken with the HARPS spectrograph (Mayor et al., 2003) located at the ESO 3.6-m telescope in La Silla, Chile. This is an echelle spectrograph designed to have excellent mechanical, thermal and optical stability allowing it to reach a precision of less than 1 $\mathrm{m\,s^{-1}}$. In 2015 HARPS received a new set of optical fibers to improve the illumination uniformity and stability and thus the radial velocity stability (Lo Curto et al., 2015). The radial velocities measurements for the star HD 40307 are shown in Fig. 1, with the mean set to 0 $\mathrm{m\,s^{-1}}$.

1.2. Model comparison

The main focus for the data analysis will be to estimate the Bayesian evidence:

$$\mathcal{Z} = \int \mathcal{L}(\theta)\pi(\theta)d\theta \ , \qquad (1)$$

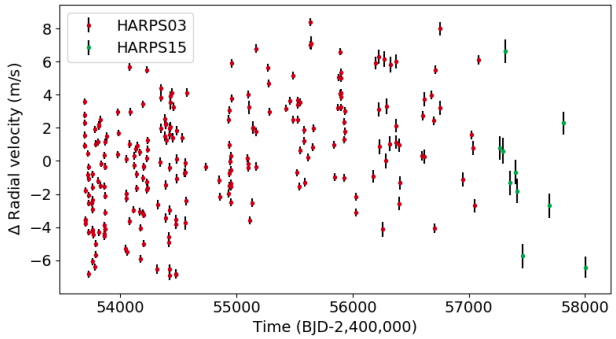


Figure 1: Radial velocity measurements of HD 40307 taken with the HARPS spectrograph. HARPS03 corresponds to data taken from 2005 to 2015 and HARPS15 corresponds to data taken from 2015 onward, after the fibre upgrade.

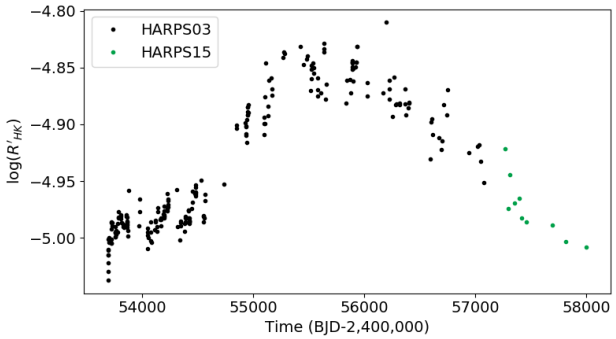


Figure 2: Data for the activity index $\log(R'_{HK})$ of the star HD 40307.

where $\mathcal{L}(\theta)$ is the likelihood function and $\pi(\theta)$ is the prior probability density function for the parameters θ. We estimate the Bayesian evidence for models with different number of planets and compare them to evaluate which model is preferred for a given dataset:

$$O_{a/b} = \frac{\mathcal{Z}_a \pi_a}{\mathcal{Z}_b \pi_b} = B_{a/b} \frac{\pi_a}{\pi_b} \ , \tag{2}$$

where $B_{a/b}$ is Bayes Factor and $\pi_{1/2}$ are the prior probabilities for the models 1 and 2. This gives information about which model is preferred for the given data.

We do this calculation with PolyChord (Handley et al., 2016) which is based on the Nested Sampling algorithm (Skilling, 2006) but introduces Slice Sampling (Neal, 2003) to find new live points with greater likelihood. We tested the performance of PolyChord by replicating the analysis done in Nelson et al. (2018) and found it to be comparable to other Nested Sampling algorithms like MULTINEST (Feroz et al., 2009).

2. The model

The model we use is based on the model of Díaz et al. (2016) which consists of three parts. A physical model that includes n keplerian curves ($k_j(t)$), one for each planet candidate and a global drift, $a(t)$, that models the long term magnetic activity of the star. These two components make up the deterministic part of the model, m. A statistical error, $\epsilon(t)$, is added to model the short term stellar activity (*jitter*) and any other systematic uncertainties which are not included in the known uncertainties.

The predicted radial velocity for a given model M_n at time t_i is then:

$$m_i + \epsilon_i = \sum_{j=1}^{n} k_j(t_i) + a(t_i) + \epsilon_i \ . \tag{3}$$

The drift is included to model the long term activity of HD 40307. This can clearly be seen in the activity index $\log(R'_{HK})$, see Fig. 2. A long cycle can be observed which is translated to the radial velocities. To model this drift we fit a fourth degree polynomial to the $\log(R'_{HK})$ data and use the fitted values together with a scale factor to fit the long term radial velocity effect.

$$a(t_i) = \alpha \cdot (p_1 t_i + p_2 t_i^2 + p_3 t_i^3 + p_4 t_i^4) \ . \tag{4}$$

All these parameters are free parameters of the model but we use the fitted values to build informative priors. Specifically, Gaussian priors with the mean equal to the fitted value and standard deviation equal to the error of the fit.

We assume that the error term, ϵ_i, follows a normal distribution centered at 0 and with standard deviation $\sigma_J(t_i) = \sqrt{\sigma_i^2 + \sigma_{J_i}^2}$. This includes two error terms, σ_i which is the error of the data point at time t_i and σ_{J_i} which is the jitter and also depends on the time. Díaz et al. (2016) observed that the dispersion of the data increases with time, this is also associated with the increase in the magnetic activity. To take this into account we scale the jitter to the activity index:

$$\sigma_{Ji} = \sigma_J|_{-5.0} + \alpha \cdot (\log(R'_{HK})_i + 5.0) \ , \tag{5}$$

where $\sigma_J|_{-5.0}$ is the base value of the jitter.

3. Results

For every evidence calculation we used PolyChord with a number of live points equal to 25 times the number of model parameters. The priors used for each parameter in the model are shown in Table 1. Most of the priors are the same as in Díaz et al. (2016) with the exception of the orbital period. We changed from a Jeffrey's prior between 1 and 10^4 days to a prior uniform in frequency between 0.5 and 10^4 days, or equivalently between 10^{-4} and 2 day^{-1}.

For the first four models, that is models with 0, 1, 2, and 3 planets, the posterior of the period for the planets converges to the expected values of 4.311, 9.62 and 20.42 days. In addition, the evidence increases for each planet that is added with the three planet model having the highest evidence of the four (see Table 2).

In the four planet model we find that the period of planet f converges to $0.978386 \pm 1.7 \cdot 10^{-5}$ days. This period was not reported by any previous work, mainly because they always used priors for the period with ranges starting at 1 day. This period is an alias at 1 sidereal day of the previously reported period of 51.56 days*. Looking at the evidence for this four planet model, we get:

$^\star 1/0.978\text{d} = 1/51.56\text{d} + 1/(\text{sid. day}) = 1/51.56\text{d} + 1/0.997\text{d}$

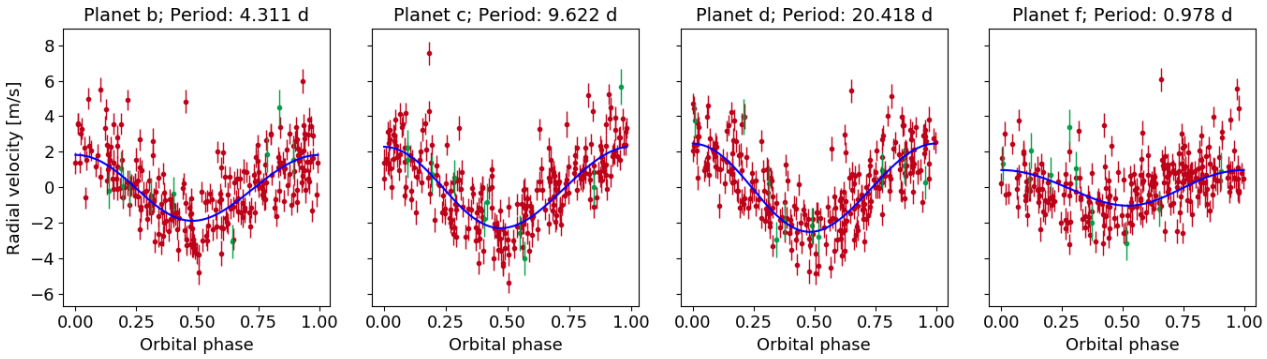


Figure 3: Phase folds of the four planets with the predicted orbit plotted on top (in blue).

Orbital parameters		Prior
Orbital frequency, f	$[\mathrm{day}^{-1}]$	$U(10^{-4}, 2)$
Semi-amplitude, K	$[\mathrm{m\,s}^{-1}]$	$U(0, 200)$
Eccentricity, e		$B(0.867, 3.03)$
Argument of periastron, ω	[rad]	$U(0, 2\pi)$
Mean anomaly at epoch, μ_0	[rad]	$U(0, 2\pi)$
Drift		
Offset (H03)$^\bullet$, $V_{0(\mathrm{H03})}$	$[\mathrm{m\,s}^{-1}]$	$U(28996, 33668)$
Offset (H15)$^\bullet$, $V_{0(\mathrm{H15})}$	$[\mathrm{m\,s}^{-1}]$	$U(28996, 33668)$
Scale factor, α	$[\mathrm{m\,s}^{-1}\,\mathrm{dex}^{-1}]$	$U(0, 100)$
Linear	$[10^{-4}\,\mathrm{dex\,yr}^{-1}]$	$N(375.5, 10)$
Quadratic	$[10^{-4}\,\mathrm{dex\,yr}^{-1}]$	$N(4.9, 2.5)$
Cubic	$[10^{-4}\,\mathrm{dex\,yr}^{-1}]$	$N(-14.77, 0.78)$
Quartic	$[10^{-4}\,\mathrm{dex\,yr}^{-1}]$	$N(0.972, 0.082)$
Noise		
Jitter (H03)$^\bullet$, $\sigma_{J(\mathrm{H03})}$	$[\mathrm{m\,s}^{-1}]$	$U(0, 50)$
Slope (H03)$^\bullet$, $\alpha_{J(\mathrm{H03})}$	$[\mathrm{m\,s}^{-1}\,\mathrm{dex}^{-1}]$	$U(0, 50)$
Jitter (H15)$^\bullet$, $\sigma_{J(\mathrm{H15})}$	$[\mathrm{m\,s}^{-1}]$	$U(0, 50)$
Slope (H15)$^\bullet$, $\alpha_{J(\mathrm{H15})}$	$[\mathrm{m\,s}^{-1}\,\mathrm{dex}^{-1}]$	$U(0, 50)$

Table 1: Chosen priors for the model of HD 40307. $U(x_{\min}; x_{\max})$: uniform prior between $x_{\min}$ and $x_{\max}$. $J(x_{\min}; x_{\max})$: Jeffreys prior between $x_{\min}$ and $x_{\max}$. $N(\mu; \sigma)$: Gaussian prior with mean μ and standard deviation σ. $B(a; b)$: Beta distribution with parameters a and b. $\bullet$: H03 represents specific parameters for data from 2003 to 2015 and H15 represents specific parameters for data from 2015 onward.

$\log(\mathcal{Z}_4) = -544.6 \pm 5.3$, which is considerably higher than the three planet model. See Fig. 3 for the data phase-folded to the periods of the four planets. The contributions of the drift and the other planets were subtracted before phase folding.

We also analysed the model with 5 planets and here we found that the period of one of the planets is not well constrained and the evidence is considerably lower than for the four planet model at $\log(\mathcal{Z}_5) = -590 \pm 22$. The evidence values and odds factors for all models are shown in Table 2. Up to the four planet model, each model is dozens of orders of magnitude more probable than the model before it, but for the five planet model the evidence goes down making the four planet model the most probable model for this data. This supports the findings by Díaz et al. (2016) that there is no evidence to support the existence of planet g.

Model	Evidence $[\log(\mathcal{Z})]$	$\log_{10}\left(\frac{p(\mathcal{M}_n\|D)}{p(\mathcal{M}_{n-1}\|D)}\right)$
0 planets	-875.48 ± 0.33	
1 planet	-803.5 ± 1.5	31.24 ± 0.67
2 planets	-721.7 ± 2.7	35.5 ± 1.3
3 planets	-593.8 ± 4.9	55.5 ± 2.4
4 planets	-544.6 ± 5.3	21.4 ± 3.1
5 planets	-590 ± 22	-19.9 ± 9.8

Table 2: Bayesian evidence for all models from 0 to 5 planets. The third column is the $\log_{10}$ of the odds factor between the models with n and $n-1$ planets.

3.1. Future work

Additional work is needed to confirm this change of period for planet f from 51.56 to 0.978 days. We used a very simple white noise model, but a correlated noise model would be useful to take into account the short term activity of the star. In particular, we plan to use a Guassian process model with a quasiperiodic kernel to model the radial velocity effect of the rotation of the star.

References

Díaz R.F., Ségransan D., Udry S., 2016, A&A, 585
Feroz F., Hobson M.P., Bridges M., 2009, MNRAS, 398, 1601
Handley W.J., Hobson M.P., Lasenby A.N., 2016, MNRAS, 453, 4384
Lo Curto G., Pepe F., Avila G., 2015, The Messenger, 162, 9
Mayor M., Pepe F., Queloz D., 2003, The Messenger, 114, 20
Mayor M., Queloz D., 1995, Nature, 378, 355
Mayor M., Udry S., Lovis C., 2009, A&A, 493, 639
Neal R.M., 2003, Ann. Stat., 31, 705
Nelson B.E., Ford E.B., Buchner J., 2018, arXiv e-prints
Skilling J., 2006, Bayesian Analysis, 1, 833
Tuomi M., Anglada-Escudé G., Gerlach E., 2013, A&A, 549

Posible nuevo subgrupo colisional en la región de asteroides Hungaria

N.E. Trógolo[1], A.M. Leiva[1] & F.A. Zoppetti[1,2]

[1] *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*
[2] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

Contacto / natrogolo2002@gmail.com

Resumen / Entre el planeta Marte y el borde interno del cinturón principal de asteroides (1.77 AU $< a <$ 2.06 AU) se encuentra una zona que alberga más de 10 000 asteroides, conocida como región Hungaria. Hasta la fecha, se conoce la existencia de una única familia de asteroides en la región, asociada al cuerpo de mayor tamaño, (434) Hungaria, que coexiste con objetos que no forman parte de esta. Implementando técnicas de agrupamiento jerárquico hemos detectado un subgrupo de asteroides capturado en la resonancia secular $\nu_{16} - \nu_5$. Su distribución en el espacio semieje mayor vs. magnitud absoluta sugiere que podría tratarse de una nueva familia colisional, que ha evolucionado a lo largo de millones de años bajo el efecto Yarkovsky.

Abstract / Between the orbit of Mars and the inner edge of the main asteroid belt (1.77 AU $< a <$ 2.06 AU) there is a zone that hosts more than 10 000 asteroids, called Hungaria region. So far, we know the existence of only one asteroid family in the region associated with the largest body, (434) Hungaria, that also coexists with other objects that do not belong to the family. Using the hierarchical clustering method we were able to detect an asteroids subgroup captured in the $\nu_{16} - \nu_5$ secular resonance. Its semimajor axis vs. absolute magnitude projection suggests it might be a new collisional family, that has evolved under the Yarkovsky effect for millions of years.

Keywords / minor planets, asteroids: individual (Hungaria) — planets and satellites: dynamical evolution and stability

1. Introducción

La población de asteroides Hungaria se encuentra entre el planeta Marte y el borde interno del cinturón principal en una franja que abarca desde 1.77 AU a 2.06 AU, se caracterizan por baja excentricidad, típicamente $e \sim 0.08$, e inclinación alta $15° < i < 36°$. Gran parte de estos objetos, integran la familia asociada con (434) Hungaria, del cual deriva el nombre de la región. El grupo se encuentra en una zona dinámicamente compleja, donde las resonancias de movimientos medios con Marte y Júpiter, y diferentes resonancias seculares con los planetas son las que imponen límites naturales a la distribución observada en la Fig. 1. Los elementos orbitales propios, las frecuencias seculares sintéticas para estos asteroides fueron extraídas del catálogo público AstDyS [⋆] (Milani & Knezevic, 1990; Knežević & Milani, 2000, 2003), que cuenta con información precisa para 10707 asteroides de esta población.

La proyección del grupo en el plano semieje mayor vs. inclinación revela la existencia de dos agrupamientos. El primero y más numeroso se concentra en inclinaciones $i \sim 22°$ y un segundo grupo menos compacto se distingue en $i \sim 25°$. Milani et al. (2010) y Cañada-Assandri (2012) estudiaron la posibilidad de que este segundo grupo a más altas inclinaciones tenga asociado un origen colisional. Sin embargo, en el momento en el que se desarrollaron dichos trabajos, la información espectroscópica y polarimétrica útil para determinar los tipos taxonómicos de los asteroides estaba disponible solo en forma parcial, lo que resultó insuficiente como para arribar a una conclusión firme.

[⋆] `https://newton.spacedys.com/astdys/`

2. Resonancias seculares

Las resonancias seculares se presentan cuando existen conmensurabilidades que involucran las frecuencias de longitud del perihelio g y la del nodo s de un asteroide con las frecuencias planetarias fundamentales g_k y s_k. Donde el índice k hace referencia al planeta, desde $k = 1$ para Mercurio, hasta $k = 8$ para Neptuno. Las resonancias seculares lineales o de primer orden usualmente se denotan por $\nu_k = g - g_k$ y $\nu_{1k} = s - s_k$. Mientras que las resonancias seculares no lineales y de más altos ordenes se expresan como combinaciones lineales de estas expresiones.

La proyección del grupo Hungaria en el espacio de frecuencias propias g vs. s (Fig. 2) pone de manifiesto la existencia de un conjunto de asteroides separados del agrupamiento principal, dispuestos en línea recta y con muy baja dispersión. Los mismos se encuentran capturados en la resonancia secular $\nu_{16} - \nu_5$, es decir, las frecuencias g y s de estos asteroides son combinaciones entre g_5 y s_6, asociadas a los planetas Júpiter y Saturno.

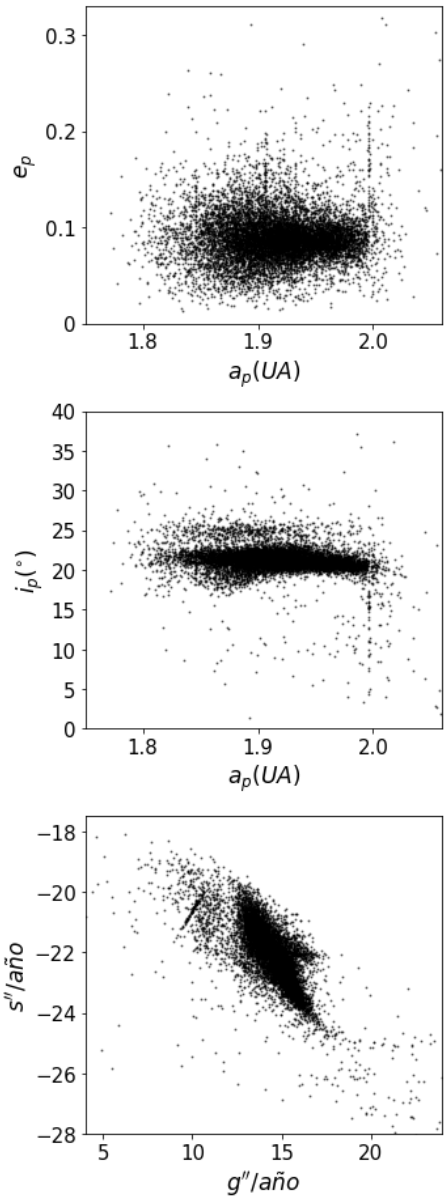


Figura 1: Población de asteroides Hungaria en el espacio de elementos propios. *Panel superior:* semieje mayor a vs. excentricidad e. *Panel medio*: semieje mayor a vs. inclinación i. *Panel inferior*: frecuencias g vs. s.

3. Asteroides capturados en la resonancia secular $\nu_{16} - \nu_5$

Se seleccionaron aquellos objetos localizados a $d_{min} \leq 0.011''$/año, definiendo d_{min} como la distancia mínima de un asteroide a la posición de la recta resonante $\nu_{16} - \nu_5$. Lo más notable de este subgrupo se observa en la Fig. 2, donde la distribución en el plano (a, i) revela que pertenece a la región de más altas inclinaciones mencionada con anterioridad. La Fig. 3 revela que poseen tamaños de 0.3 km a 6.4 km de diámetro. Además, el estudio de sus posiciones a lo largo de la recta resonante (parámetro η) nos muestra una distribución aproximadamente gaussina centrada en $\eta \sim 14,12$.

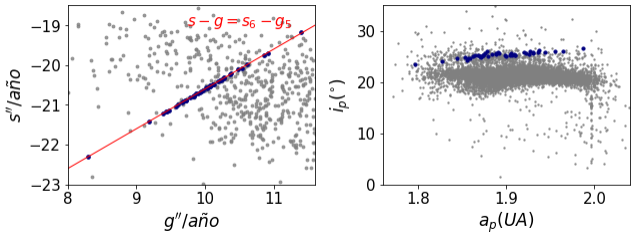


Figura 2: *Panel izquierdo:* frecuencias g vs. s. *Panel derecho:* semieje mayor a vs. inclinación i. Puntos grises: población Hungaria. Puntos oscuros: objetos a una distancia $d_{min} \leq 0.011''$/año de la recta resonante $\nu_{16} - \nu_5$.

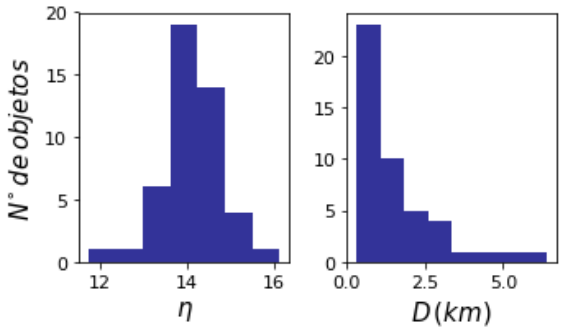


Figura 3: *Panel izquierdo:* distribución de asteroides a lo largo de la recta resonante (parámetro η). *Panel derecho:* distribución de diámetros en base a la relación empírica $D \simeq \left(1340/\sqrt{p}\right) 10^{-H/5}$ (Vokrouhlický et al., 2006), para los Hungaria $p = 0.38$ (Morrison & Zellner, 1979).

3.1. Hipótesis

Estos asteroides podrían ser fragmentos de la disrupción de un objeto pequeño, que originalmente se hallaba en las cercanías de la resonancia secular $\nu_{16} - \nu_5$. Si bien en un comienzo todos los fragmentos tenían órbitas similares, la perturbación generada por la resonancia y las fuerzas de origen térmico Yarkovsky podrían haber alterado los parámetros orbitales generando que los asteroides se dispersen a lo largo de la recta resonante, tal como se observa en la actualidad.

4. Método de agrupamiento jerárquico

Zappalà (1990) introdujeron el método de agrupamiento jerárquico para identificar vecinos en el espacio de elementos propios $a - e - i$ y separar familias de asteroides de los objetos de fondo. Carruba & Michtchenko (2007) propusieron un enfoque alternativo trabajando en el espacio de frecuencias propias, que permite agrupar asteroides que incluso han migrado a causa de resonancias seculares y del efecto Yarkovsky, que resulta útil para el problema que deseamos tratar.

Para comenzar es necesario definir una métrica que permita computar las distancias típicas entre asteroides vecinos en el espacio de frecuencias propias. Si se mide la frecuencia propia n [°/año] (movimiento medio) y las frecuencias g y s [″/año], las diferencias entre vecinos de una misma familia tienen todos el mismo orden de

magnitud. Para resonancias de tipo $s - g$, Carruba & Michtchenko (2007), proponen la métrica:

$$d_1 = \sqrt{h_1(\Delta n/h_0)^2 + h_2(\Delta g)^2 + h_3(\Delta(s-g))^2} \quad (1)$$

donde $\Delta n = n - n_0$, $\Delta g = g - g_0$, $\Delta(s-g) = (s-g) - (s_0 - g_0)$, son las diferencias entre las frecuencias propias de dos asteroides diferentes, h_0 [°/″] es un factor de normalización, $h_1 = h_2 = h_3 = 1$, y d_1 [″/año] es la distancia en el espacio de frecuencias propias.

Las métricas adoptadas en la literatura resultan válidas para $a > 2.2$ AU, ya que históricamente fueron definidas para trabajar dentro del cinturón de asteroides, pero presentan dificultades para reconocer agrupamientos dentro del rango entre 1.77 y 2 AU, donde se encuentra nuestra población de estudio. Es por ello que proponemos la utilización de una métrica bidimensional que no tiene en cuenta el término dominante asociado a n y queda definida por

$$d_2\ [''/\text{año}] = \sqrt{h_2(\Delta g)^2 + h_3(\Delta(s-g))^2} \quad (2)$$

donde $h_2 = h_3 = 1$. Fijada la métrica, el procedimiento para identificar asteroides de un mismo grupo se realizó siguiendo los lineamientos de Beaugé & Roig (2001).

5. Resultados

Los resultados arrojan un único grupo caracterizado por una distancia límite de 0.086″/año entre sus miembros. La Fig. 4 muestra la proyección en el espacio de semieje mayor (a) vs. magnitud absoluta (H), útil para el análisis de la distribución de tamaños de los asteroides en función de a. Este subgrupo de asteroides exhibe aproximadamente un patrón en forma de "V", que es recurrente en muchas familias de asteroides. Se observa que los asteroides más grandes residen cerca del valor medio de a para toda la familia, mientras que los valores extremos de a están ocupados por los miembros más pequeños, y por lo general, la región central de la "V" posee menor densidad de objetos. La explicación más natural para interpretar estas observaciones involucra la dispersión de asteroides por el efecto Yarkovsky.

El efecto Yarkovsky es un empuje térmico producido cuando los cuerpos pequeños que orbitan alrededor del Sol absorben la luz solar, calientan y re-irradían la energía térmica después de un breve retraso producido por la inercia térmica. Esta emisión, aunque pequeña, produce una fuerza que puede llevar a modificaciones en el semieje mayor de la órbita, causando que asteroides de diámetro ~ 0.1 m $-$ 40 km formen una espiral hacia adentro o hacia afuera a diferentes velocidades en función de su tasa de rotación, semieje mayor y propiedades del material que componen su superficie. La tasa en el corrimiento en semieje mayor es mayor mientras menor es el diámetro del cuerpo afectado.

6. Discusión

Hallamos un subgrupo de asteroides en las cercanías de la resonancia secular $\nu_{16} - \nu_5$ mediante el método de agrupamiento jerárquico en base a una métrica bidimensional. La distribución del mismo en el espacio (a, H) es consistente con lo que se observa en familias de asteroides cuyos miembros han migrado en semieje mayor a causa de fuerzas térmicas Yarkovsky.

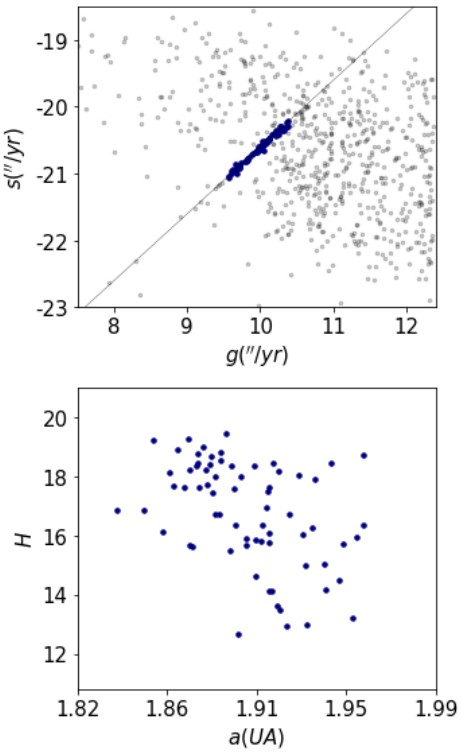


Figura 4: Subgrupo de asteroides hallados con el método de agrupamiento jerárquico (puntos azules). *Panel superior:* espacio de frecuencias (g, s). *Panel inferior:* proyección en semieje mayor a vs. magnitud absoluta H.

La confirmación de la existencia de una nueva familia de asteroides requiere no solo de un estudio dinámico, sino también de un análisis del tipo taxonómico de estos objetos. Como todos los fragmentos fueron originados a partir de un mismo cuerpo es de esperarse que todos ellos compartan la misma mineralogía. Este estudio continúa en proceso.

Referencias

Beaugé C., Roig F., 2001, Icarus, 153, 391
Cañada-Assandri M.I., 2012, *Taxonomía de Objetos del Cinturón Interno de Asteroides*
Carruba V., Michtchenko T.A., 2007, A&A, 475, 1145
Knežević Z., Milani A., 2000, Celest. Mech. Dyn. Astron., 78, 17
Knežević Z., Milani A., 2003, A&A, 403, 1165
Milani A., Knezevic Z., 1990, Celest. Mech. Dyn. Astron., 49, 347
Milani A., et al., 2010, Icarus, 207, 769
Morrison D., Zellner B., 1979, *Polarimetry and radiometry of the asteroids*, 1090–1097
Vokrouhlický D., et al., 2006, Icarus, 182, 118
Zappalà V., 1990, *Nouveaux Developpements en Planetologie Dynamique*, 255–259

Estrellas B con líneas en emisión: Enigmas y dilemas

L.S. Cidale[1,2]

[1] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[2] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

Contacto / lydia@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / A lo largo de esta contribución describiré el estado actual y la problemática de algunos grupos de estrellas B con líneas en emisión, particularmente las estrellas Be y las B[e]. ¿Qué propiedades tienen estas estrellas? ¿Alcanzan las mismas a rotar a la velocidad crítica? ¿Qué características tienen sus discos circunestelares? ¿Sabemos cómo se forman y evolucionan dichos discos? Para tratar la compleja problemática que caracteriza a estas estrellas, nuestro grupo de investigación abordó el problema usando múltiples técnicas de observación con alta resolución espacial, espectral y temporal. Al mismo tiempo, empleamos modelos de vientos estelares, donde la presión de radiación juega un papel importante en el proceso de pérdida de masa, y modelos con rotación para interpretar la formación y disipación de los discos circunestelares.

Abstract / Throughout this review I will describe the current state and open issues of some B emission line star groups, particularly the Be and B[e] stars. What are the properties of these stars? Do they rotate at the critical speed? What characteristics do their circumstellar gaseous and dusty discs show? Do we know how these discs are formed and evolve? To deal with the complex phenomena that characterize these stars, our research group addressed them using multiple observation techniques with high spatial, spectral and temporal resolution. Furthermore, to interpret the formation and dissipation of circumstellar discs, we used non-rotating and rotating stellar wind models, where the radiation pressure and rotation play an important role in the mass-loss process.

Keywords / stars: emission-line, Be — stars: fundamental parameters — circumstellar matter — stars: mass-loss

1. Introducción

Las estrellas Be son objetos de tipo espectral B que presentan, o han presentado alguna vez, las líneas de hidrógeno en emisión (Jaschek & Egret, 1982). El origen de estas emisiones es atribuido a la presencia de un disco circunestelar gaseoso formado como consecuencia de la rápida rotación de la estrella (Struve, 1931). Si bien la alta rotación ha sido propuesta como el mecanismo principal para explicar la transferencia de masa y momento hacia el disco, no hay evidencias de que las estrellas Be puedan llegar a rotar a velocidades cercanas a la velocidad crítica de rotación (cf. Zorec et al., 2016). Por otra parte, las estrellas Be suelen presentar variaciones espectroscópicas o fotométricas vinculadas a pulsaciones estelares, manchas estelares, o campos magnéticos, pudiendo, en ocasiones, presentar eventos de formación o disipación del disco (cf. Rivinius et al., 2013).

Dentro del grupo de las estrellas B con líneas en emisión también encontramos a las estrellas B[e]. Estas estrellas, a igual que las Be, muestran líneas en emisión de H y de metales una vez ionizados, pero presentan además líneas prohibidas (ver Fig. 1) y fuertes excesos IR originados por la presencia de polvo. El fenómeno B[e] es una propiedad intrínseca del medio circunestelar que rodea a la estrella. Se observa tanto en objetos de presecuencia y secuencia principal como en objetos evolucionados, aunque también en algunas binarias interactuantes (cf. Lamers et al., 1998).

En particular, las estrellas supergigantes B[e] (SgB[e]) muestran un espectro híbrido: líneas de resonancia de elementos altamente ionizados (CIV, NV, OVI), con velocidades de expansión entre 300 y 500 km s^{-1}, y líneas de metales una vez ionizados con velocidades de ~ 30 km s^{-1}. Se observan además bandas moleculares de TiO, CO (Zickgraf et al., 1985; Oksala et al., 2013) y, a veces, SiO (Kraus et al., 2014), y fuertes excesos IR producidos por polvo (Kastner et al., 2010; Lee et al., 2016). Para interpretar estas observaciones, Zickgraf et al. (1986) propusieron que los elementos altamente ionizados se originarían en un viento rápido, localizado en las regiones polares, y los elementos de baja ionización, a igual que las moléculas y el polvo, se formarían en regiones frías ubicadas en el plano ecuatorial (ver Fig. 2).

2. Objetivos

Para discutir el estado evolutivo y los procesos físicos que ocurren en las estrellas con líneas en emisión es importante contar con una determinación confiable de los parámetros estelares y así tener una ubicación precisa de estas estrellas en un diagrama de Hertzsprung–Russell (HR). Esta tarea suele ser difícil a la hora de modelar el espectro estelar debido a la presencia de las envolturas circunestelares que ocultan las características del objeto

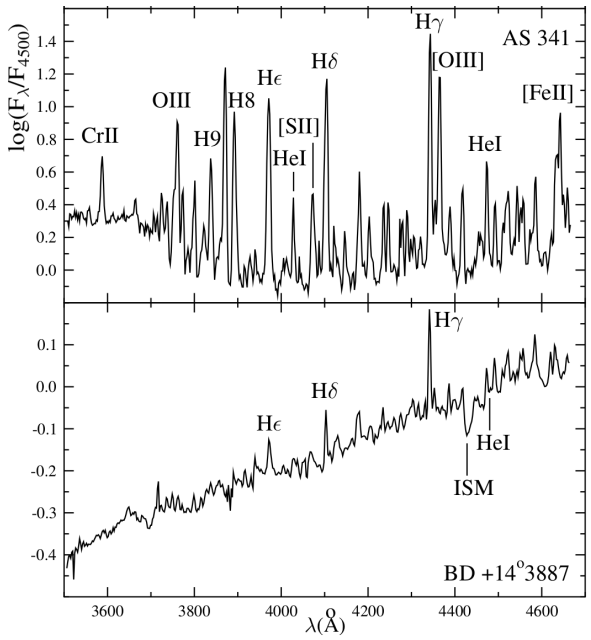


Figura 1: Espectro de emisión de dos estrellas con fenómeno B[e] (AS 324, Panel Superior y BD +14 3887, Panel Inferior). La escala de flujo está normalizada al valor del flujo en 4500 Å. Adaptación de una figura extraída de Cidale et al. (2001).

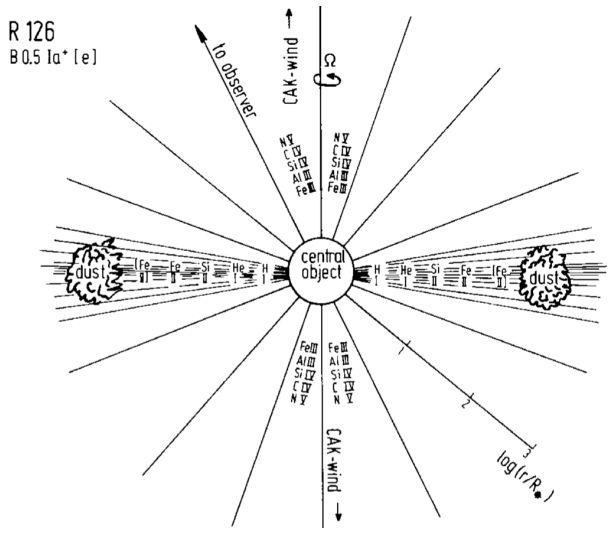


Figura 2: Modelo de envoltura circunestelar de una estrella SgB[e]. El polvo, las moléculas y los elementos de baja ionización se concentran hacia las regiones ecuatoriales. Figura extraída de Zickgraf et al. (1986).

central. Las incertezas en los parámetros estelares, sumadas a otros efectos tales como el oscurecimiento gravitatorio y los apartamientos de la simetría esférica, suelen conducir a determinaciones erróneas de los parámetros fundamentales y del estado evolutivo de estas estrellas (Zorec et al., 2016, 2017). Otro tema de interés es el estudio de la formación de envolturas circunestelares y el modelado del espectro emergente.

A lo largo de mi carrera me he dedicado principalmente a:

- La determinación de parámetros estelares.
- El modelado de la estructura de las envolturas circunestelares y las transiciones de líneas y moléculas.
- El modelado del viento estelar.

3. Parámetros fundamentales y el sistema de clasificación BCD

En los años 90, comencé a trabajar en el problema de la determinación de los parámetros fundamentales de las estrellas B con líneas en emisión. Surgió así la iniciativa de utilizar el sistema espectrofotométrico de clasificación espectral desarrollado por Barbier, Chalonge y Diván (Barbier & Chalonge, 1941; Chalonge & Divan, 1952, 1973; Divan, 1979), conocido como el sistema BCD.

En 1991, los Dres A. Ringuelet y J. Sahade me contactaron con la Dra. N. Sánchez, quien visitaba Argentina. En esa oportunidad ella se encontraba organizando la primera escuela *"Current topics in astrofundamental physics: 1st course: Erice, Italy"*. En dicha escuela se inauguraba una muestra en homenaje a D. Chalonge y se exhibían las maquetas del sistema BCD (ver Fig. 3). Presenté entonces mi solicitud y asistí a la misma. Tuve allí el honor de conocer al Dr. S. Chandrasekhar y, también, a Mme. L. Diván, coautora del sistema BCD. Fue ella quién me asesoró sobre las ventajas y dificultades del uso del sistema BCD, sobre la sensibilidad del método a las características del espectrógrafo y sus calibraciones.

El sistema espectrofotométrico BCD se basa en la medición directa de la altura del salto de Balmer ($D_\star$) en una escala logarítmica (ver panel superior de la Fig. 4) y la distancia del punto medio de la envolvente superior de las últimas líneas de Balmer respecto a la coordenada $\lambda 3700$ (parámetro $\lambda_1 - 3700\,$Å). Una característica llamativa que puede observarse en algunas estellas B con líneas en emisión, es la presencia de una segunda componente del salto de Balmer. Esta segunda componente puede estar en emisión o en absorción, como se observa en los paneles medio e inferior de la Fig. 4, y se origina en una región de la atmósfera con menor densidad que la que presenta la fotosfera (Divan, 1979).

Empleando estrellas estándares, Zorec (1986); Zorec & Briot (1991); Zorec et al. (2009) mejoraron las calibraciones del sistema BCD, lo que permite determinar la temperatura efectiva, la gravedad superficial ($T_{\rm eff}$, $\log g$), y las magnitudes visuales y bolométricas ($M_{\rm V}$ y $M_{\rm Bol}$). La principal ventaja del sistema BCD es que los parámetros ($D_\star$, λ_1) están libres de enrojecimiento (Zorec & Briot, 1991). Por otra parte, de la pendiente del continuo de Balmer ($\Phi_{\rm b}$) es posible estimar el exceso de color $E(B-V)$ y, por lo tanto, la absorción interestelar y circunestelar.

Contacté al Dr. J. Zorec, un gran especialista en el tema, quién me enseñó a usar dicho método. Decidimos entonces contrastar las mediciones realizadas con el espectrógrafo *B&C* de CASLEO con las calibraciones ya existentes del sistema BCD. Solicitamos entonces un turno en 1997 y otro en 1998. Hicimos las pruebas correspondientes, que resultaron muy exitosas, y aplicamos el método a varias estrellas B[e]. Continuamos adquirien-



Figura 3: Muestra sobre D. Chalonge, Erice 1991 (Italia).

do datos espectroscópicos entre los años 2001 y 2004, y entre 2011 y 2017. A partir de 2003, nuestra investigación se inclinó también hacia el estudio de cientos de estrellas de campo tipo Be, Bn, B peculiares (Bp), B supergigantes, y estrellas Be de cúmulos abiertos.

Los resultados obtenidos dieron lugar a numerosas publicaciones, tesis doctorales y de licenciatura. Entre los resultados más destacados se pueden mencionar:

- Determinación de los parámetros fundamentales de 16 estellas B[e] (Cidale et al., 2001).
- Nuevas calibraciones BCD de temperaturas efectivas y tipos espectrales para estrellas B, en especial para supergigantes (ver Fig. 5, Zorec et al., 2009).
- Estudio de parámetros fundamentales y estado evolutivo de estrellas peculiares en He. Las estrellas ricas en He son la contraparte caliente de las deficientes en He (ver Fig. 6, Cidale et al., 2007).
- Determinación de parámetros estelares, distancias, enrojecimientos, edades y membresías de 221 estrellas B en 11 cúmulos abiertos Aidelman et al. (2012, 2015, 2018). La Fig. 7 muestra un ejemplo, el diagrama HR de NGC 6087.
- Descubrimiento de excesos de color anómalos en estrellas B tardías (Aidelman et al., 2015).
- Detección de una secuencia evolutiva de formación de estrellas con discos y líneas en emisión (Be) y sin líneas en emisión (B_{dd}), ver Fig. 8.
- Estudio estadístico de la distribución de estrellas Be y Bn (sin líneas en emisión), donde se muestra que las estrellas Bn son la contraparte fría de las estrellas Be (ver Fig. 9, Cochetti et al., 2020).

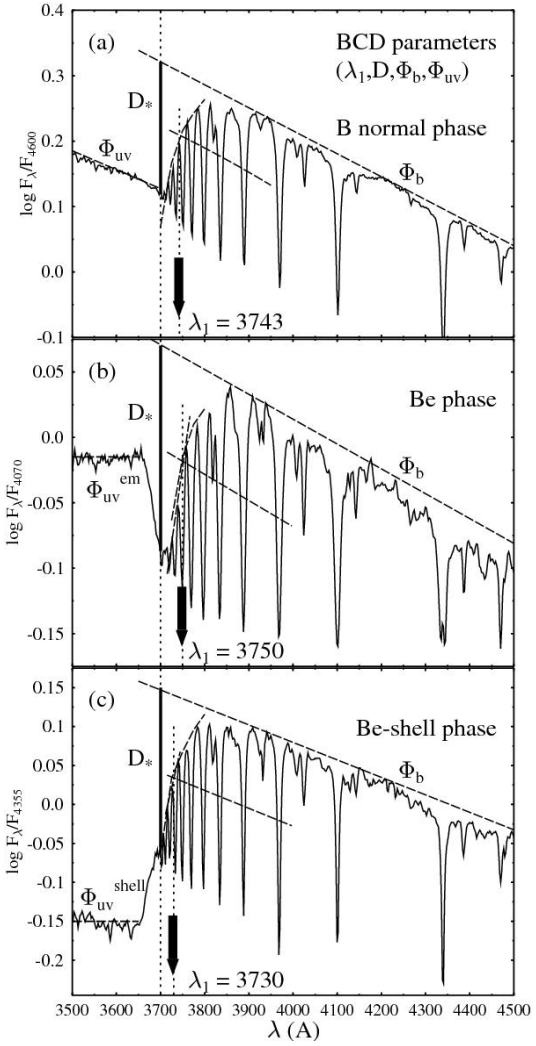


Figura 4: Parámetros BCD ($D_\star$,λ_1,Φ_b). Panel Superior: el salto de Balmer que representa las condiciones físicas de la fotosfera. Panel Medio: el salto muestra una segunda componente en emisión. Panel Inferior: la segunda componente del salto de Balmer está en absorción. Figura extraída de Aidelman et al. (2012).

4. Espectroscopía óptica e IR

Mis primeras líneas de investigación se enfocaron en el estudio de las estrellas Be en el rango UV con la finalidad de caracterizar sus envolturas circunestelares (Cidale & Ringuelet, 1989). Posteriormente, a partir del modelado del espectro óptico de FeII, encontramos que el material del disco podía extenderse hasta las regiones polares en la cercanía de la estrella (Arias et al., 2006; Zorec et al., 2007). Paulatinamente mi interés migró hacia la región del infrarojo (IR), empleando las facilidades instrumentales del Observatorio Gemini y, más recientemente, la técnica de interferometría óptica.

El infrarrojo cercano constituye una herramienta muy valiosa para el estudio de las envolturas de las estrellas Be y B[e]. En esta región espectral se observan líneas de recombinación de las series de Brackett, Pfund y Humphreys (ver Fig. 10). La intensidad relativa de las líneas de cada serie provee un criterio de clasificación de las propiedades ópticas de sus envolturas/discos. En base a este criterio, encontramos tres grupos de espectros (Mennickent et al., 2009; Granada et al., 2010) que pueden relacionarse con distintos estadíos evolutivos, fases que se corresponden a procesos de formación o disipación de los discos (ver Sec. 4.2.).

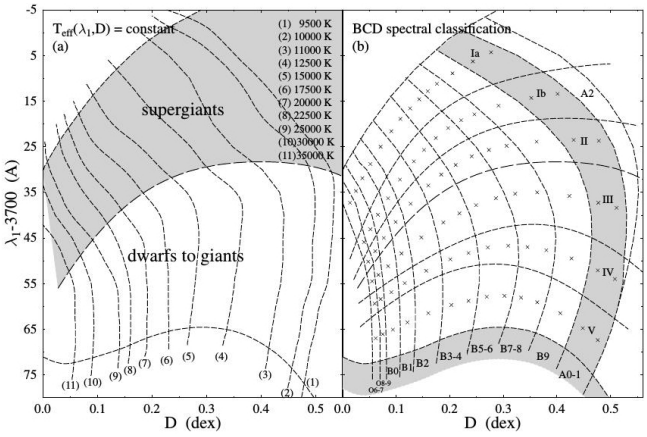


Figura 5: Calibraciones de parámetros BCD a $T_{\rm eff}$ y tipo espectral. Panel Izquierdo, las líneas a trazos representan curvas a $T_{\rm eff}$ constante. Panel Derecho, las cajas con líneas a trazos vinculan los parámetros BCD con el sistema de clasificación MK. Extraído de Zorec et al. (2009).

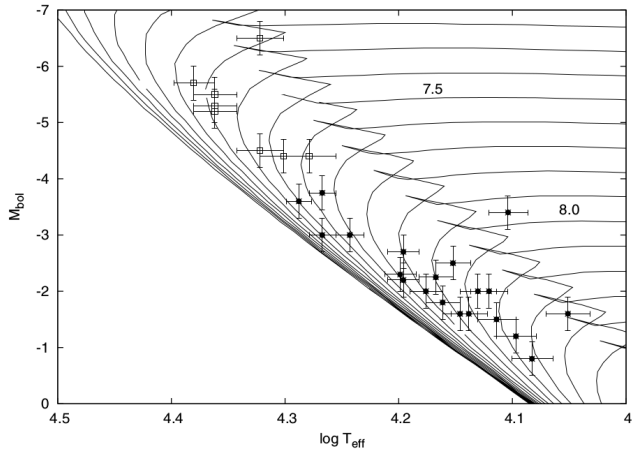


Figura 6: Diagrama HR de estrellas ricas en He (símbolos cuadrados, parte superior) y deficientes en He (símbolos redondos, parte inferior). Las isocronas fueron tomadas de Bressan (1993). Extraído de Cidale et al. (2007).

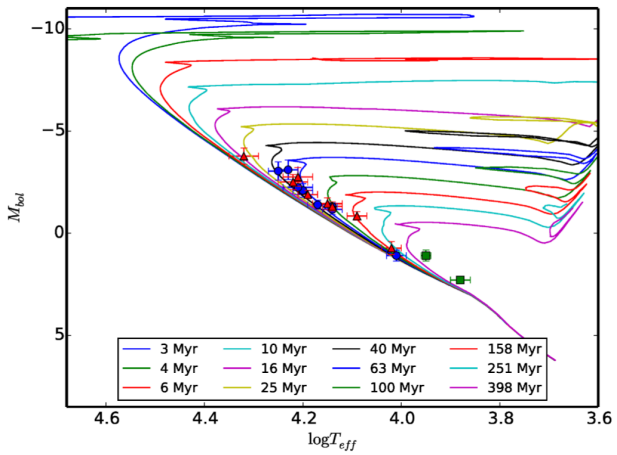


Figura 7: Diagrama HR de NGC 6087. La edad estimada para el cúmulo es de 55×10^6 años. Miembros y probables miembros se representan con círculos azules, los no miembros con cuadrados verdes, y las estrellas Be con triángulos rojos. Las isocronas fueron tomadas de Ekström et al. (2012). Extraído de Aidelman et al. (2018).

4.1. Modelado de discos circunestelares. Estado evolutivo de las estrellas B[e]

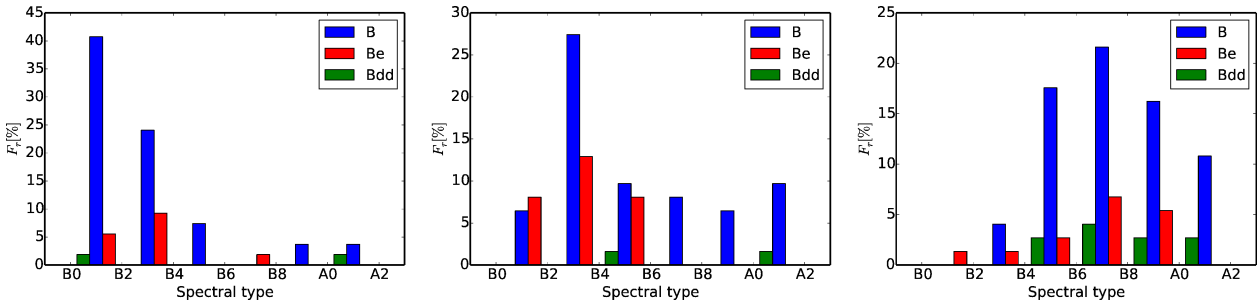
El modelado de la emisión molecular resulta importante para analizar la cinemática de los discos de las estrellas B[e]. En base a técnicas de espectroscopía IR, encontramos discos de CO alrededor de varias estrellas B[e] galácticas y del grupo local, con temperaturas entre 2 000 y 3 000 K. Para determinar el estado evolutivo de una estrella hemos utilizado la técnica del modelado de la emisión de ^{13}CO presente en el espectro IR (ver Fig. 11 Oksala et al., 2013). Hemos detectado también algunas supergigantes B[e] con bandas de SiO en emisión (Kraus et al., 2015a). Estos discos se observan en rotación Kepleriana y, en ocasiones, la distribución de densidad revela estructuras de anillos concéntricos o porciones de anillos. Hemos reportado estrellas variables en el rango óptico y en CO (i.e. LHA 120-S18 y LHA 120-S35, Torres et al., 2012; Torres et al., 2018). En el caso particular de LHA 120-S73 (Kraus et al., 2016), la estructura y variabilidad observada podría estar asociada con el paso de pequeños cuerpos rocosos, planetas de segunda generación, originados en la fase posterior a gigante roja. También hemos detectado la aparición y desaparición de discos de CO en lapsos de tiempo menor a un año (i.e., en LHA 120-S65 y MWC 84, Oksala et al., 2012; Liermann et al., 2014).

En el rango óptico, a partir del modelado de OI y CaII, observamos que el disco gaseoso también presenta estructuras anulares (Maravelias et al., 2018; Torres et al., 2018). Aunque el resultado más curioso fue haber detectado la emisión Raman en una supergigante B[e] azul (Torres et al., 2012), emisión que sólo había sido observada en estrellas simbióticas. La emisión Raman es un excelente trazador de discos circunestelares de HI.

4.2. Interferometría óptica

En 2010 iniciamos un proyecto de cooperación con los Dres. O. Chesneau, S. Kanaan, M. Borges Fernandes, M. Kraus y M. Curé para realizar observaciones con el *Very Large Telescope* (VLT, ESO) y los interferómetros MIDI (*mid-infrared interferometric instrument*) y AMBER (*Astronomical Multi-Beam Recombiner*). El objetivo era determinar el tamaño de los discos de gas y polvo de dos SgB[e]. Estas observaciones nos permitieron resolver el disco de polvo de CPD-42 5943 (Cidale et al., 2012), el cual presenta un borde nítido interno a 14 UA de la estrella. Combinando estos datos con espectros IR, encontramos que el disco de CO es interior al disco de polvo y se encuentra en rotación Kepleriana.

Un segundo trabajo se enfocó en el estudio de 26 estrellas Be (Cochetti et al., 2019), usando datos de VLTI/AMBER. Logramos determinar parámetros físicos y cinemáticos de los discos de 18 estrellas que presentan la línea Brγ en emisión. Para modelar un disco



(a) (b) (c)

Figura 8: Distribución de estrellas Be y B_{dd} (sin líneas de emisión) por tipo espectral y por edad: a) entre 3×10^6 y 10^7 años, b) entre 10^7 y 4×10^7 años y c) mayor a 4×10^7 años. Existe una correlación entre la frecuencia del tipo espectral de las estrellas Be y la edad del cúmulo. Extraído de Aidelman et al. (2018).

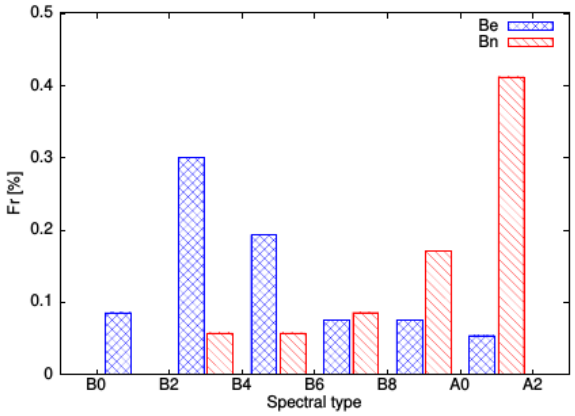


Figura 9: Distribución de estrellas Be y Bn por tipo espectral. Las estrellas Bn completan en número la contraparte fría de las estrellas Be. Extraído de Cochetti et al. (2020).

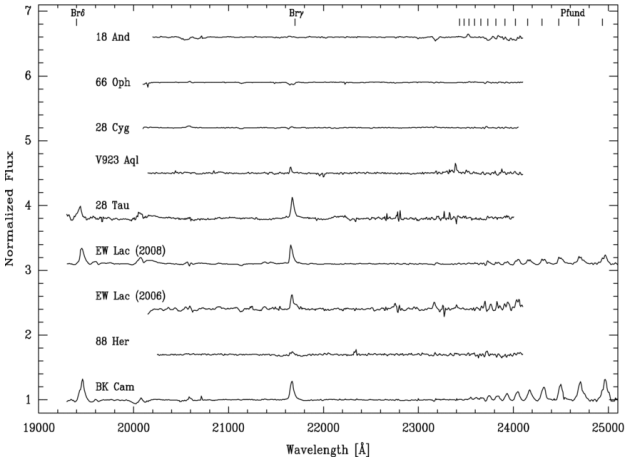


Figura 10: Espectros IR de estrellas Be obtenidos con GNIRS. Extraído de Granada et al. (2010).

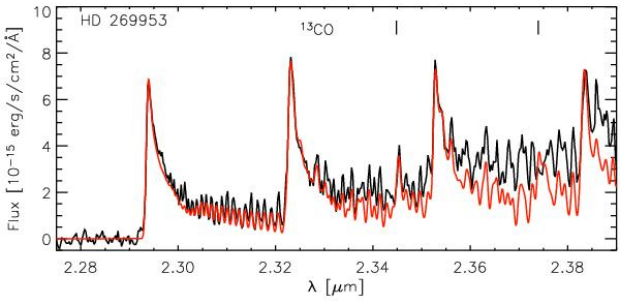


Figura 11: Modelado de la emisión molecular de ^{12}CO y ^{13}CO. Extraído de Oksala et al. (2013).

ecuatorial con rotación empleamos el modelo cinemático 2D (Delaa et al., 2011). Los radios de los discos medidos oscilan entre 2 y 13 $R_\star$. En casi todos los casos, los discos están en rotación Kepleriana, a excepción de un objeto (HD 28497) al que fue necesario agregarle un brazo espiral de sobredensidad. Este estudio permitió también derivar las velocidades intrínsecas de rotación de las estrellas, al poder separar el valor de V sin i del ángulo de inclinación del eje de rotación. De los resultados concluimos que los ejes de rotación de las estrellas Be están distribuidos al azar en el plano del cielo. Encontramos, además, que las mismas rotan a $V/V_c = 0.75 \pm 0.08$ (donde V_c es la velocidad crítica de rotación), es decir con una tasa de rotación media de $\Omega/\Omega_c = 0.90 \pm 0.05$. Los valores obtenidos coinciden con los encontrados por Cranmer (2005); Frémat et al. (2005); Zorec et al. (2016), quienes como nosotros sostienen que las estrellas Be no rotan a la velocidad crítica. Del análisis realizado también encontramos que no existe correlación entre V/V_c y el tamaño del disco medido, ni tampoco hay correlación con el tipo espectral de la estrella. Sin embargo, a partir de la ubicación de estrellas con discos estables (Fig. 12), encontramos una cota máxima para el tamaño del disco gaseoso (definida por la recta diagonal superior) que depende de la velocidad de rotación en la base del disco.

No obstante, la rotación por sí sola no es suficiente para explicar la formación del disco, por lo que es necesario considerar otros mecanismos.

5. Vientos estelares y transporte de radiación

Nuestros primeros trabajos, tenían como finalidad modelar el exceso IR y el espectro de las estrellas tempranas, empleando leyes empíricas de velocidad y temperatura (Cidale & Ringuelet, 1993; Vazquez et al., 1993; Ci-

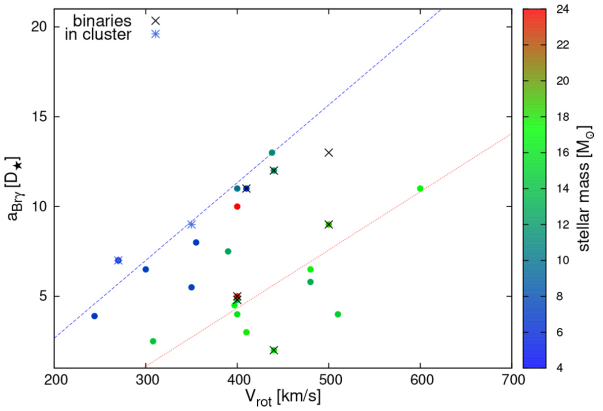


Figura 12: Correlación entre el diámetro del disco en Brα (en unidades de diámetros estelares) y la velocidad de rotación de las estrellas Be. La recta diagonal indica una cota superior. El color de los símbolos representa la masa estelar. Extraído de Cochetti et al. (2019).

dale & Vazquez, 1995; Cidale, 1998; Venero et al., 2002). Buscabamos explicar si una cromosfera en expansión era capaz de reproducir el exceso infrarrojo observado en las estrellas Be (ver Fig. 13) o la emisión de las líneas de H y He II de las estrellas O y B. Estos estudios nos motivaron a que comenzáramos a trabajar en la búsqueda de nuevas soluciones hidrodinámicas que justificaran los resultados que habíamos encontrado con nuestros modelos ad-hoc.

La teoría clásica de vientos impulsados por radiación predice velocidades monótonamente crecientes con el radio para cualquier valor de la tasa de rotación (Castor et al., 1975, CAK). Sin embargo, cuando se considera la corrección por el tamaño finito del disco estelar (Pauldrach et al., 1986; Friend & Abbott, 1986, m-CAK) se encuentra que no es posible hallar una solución tipo transónica en el plano ecuatorial si la velocidad de rotación es muy alta, es decir $V > 0.6\ V_c$. La solución a este problema fue hallada por Curé (2004) quien encontró una nueva solución hidrodinámica cuando $V > 0.75\ V_c$. Esta nueva solución Ω-lenta (ver Fig. 14, secuencia de curvas con menor gradiente) predice un flujo de materia con una aceleración menor que la que resulta de las teorías CAK y m-CAK (denominadas soluciones rápidas). Esto sugiere que una estrella con alta rotación, además de deformarse, podría presentar los dos regímenes de velocidades. A partir de una determinada latitud la solución rápida dejaría de existir y surgiría un viento lento hacia las regiones ecuatoriales (Curé et al., 2005). El contraste de densidad entre el polo y el ecuador daría lugar a la formación de discos extremadamente densos, como los de las estrellas B[e].

Recientemente, en Araya et al. (2018), encontramos regiones de coexistencia de soluciones rápidas y lentas (Fig.14). Es decir, ante una perturbación, o inestabilidad, se produciría un cambio en el régimen del viento. La interacción del viento lento con el rápido, o viceversa, daría lugar a la formación o disipación de un disco.

De la colaboración científica con el Dr. M. Curé, encontramos que valores altos del parámetro δ de la fuerza de radiación, que indica un cambio en la ionización del

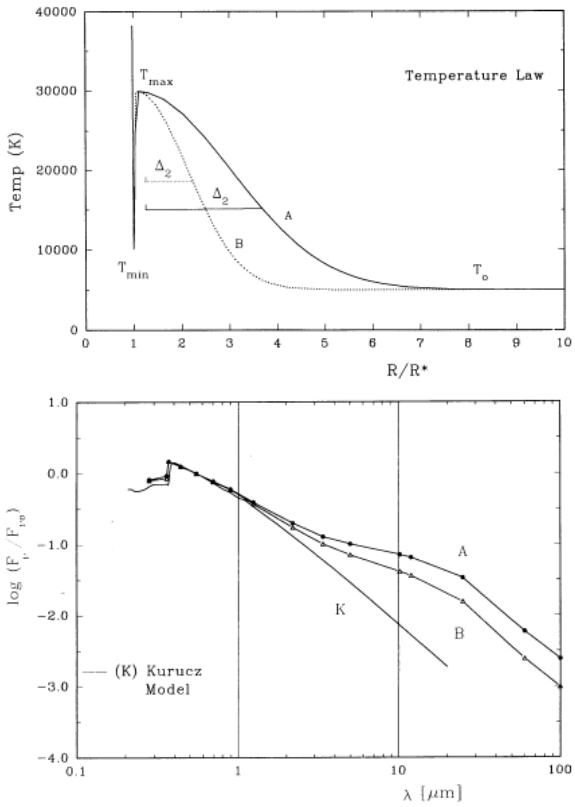


Figura 13: Distribución de temperatura tipo cromosférica con diferentes extensiones Δ_2 (Panel Superior), propuestas para modelar la emisión de continuo de las estrellas tempranas (Panel Inferior). Extraído de Vazquez et al. (1993).

viento, también conducen a soluciones hidrodinámicas lentas capaces de reproducir el comportamiento de la velocidad terminal de las supergigantes A (Curé et al., 2011) y de describir la línea Hα de algunas supergigantes B (Venero et al., en preparación). Las propiedades de las soluciones Ω-lenta y δ-lenta están descriptas en Venero et al. (2016); Cidale (2018), quienes encuentran la existencia de una brecha donde no hay una solución estacionaria y predominan los procesos dependientes del tiempo. Este es un tema que amerita estudiarse profundamente.

Desde el punto de vista observacional, modelamos los vientos de 18 estrellas B supergigantes. Encontramos que las mismas presentan regímenes rápidos o lentos, y éstas se ubican a cada lado del salto de biestabilidad (ver Fig. 15, Haucke et al., 2018), mientras que las estrellas más variables se ubican dentro del salto. Por otro lado, encontramos que la variabilidad observada en las líneas fotosféricas de 55 Cyg condice con pulsaciones radiales en modo extraño, y que la variablidad observada en Hα indica variaciones en la pérdida de masa, $\dot{M}$, en un factor 2. Este resultado sugiere un vínculo entre las pulsaciones y la variabilidad de $\dot{M}$ (Kraus et al., 2015b).

6. Conclusiones

Para tratar la compleja problemática que caracteriza a las estrellas con líneas en emisión, nuestro grupo de in-

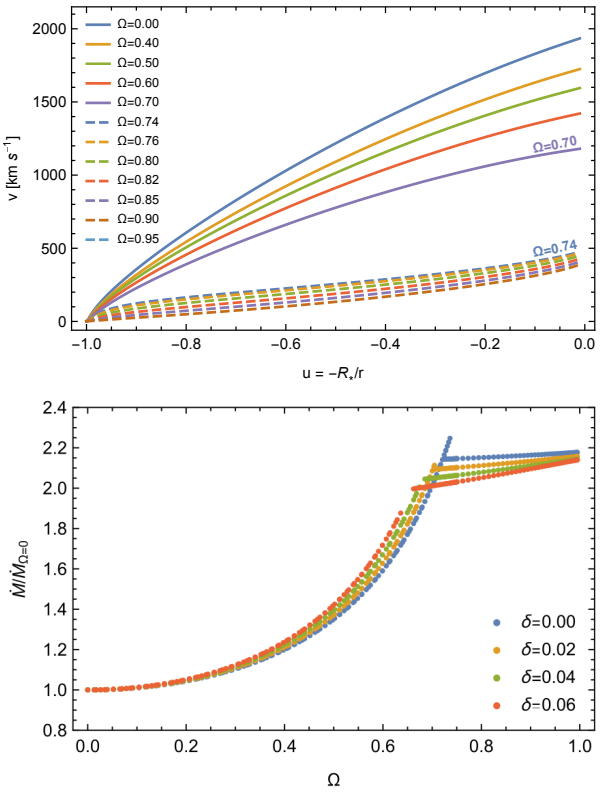


Figura 14: Panel Superior: soluciones de vientos impulsados por radiación. Regímenes de velocidad rápido ($\Omega = V/V_c < 0.7$) y lento ($\Omega > 0.73$). Panel Inferior: coexistencia de soluciones rápidas y lentas en el rango $0.65 < V/V_c < 0.75$ para diferentes valores de δ, parámetro que describe la variación de la ionización en el viento. Figuras extraídas de Araya et al. (2018).

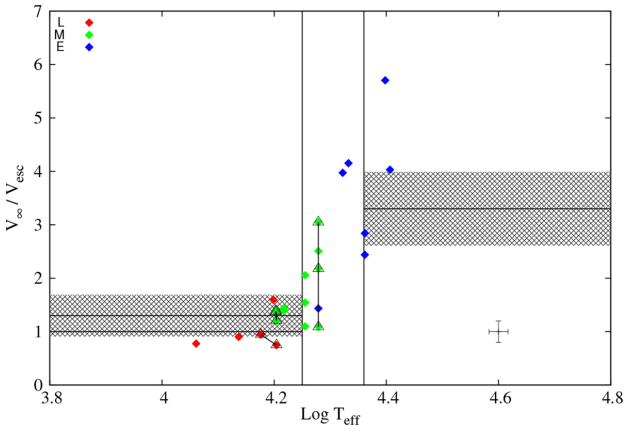


Figura 15: Comportamiento del viento en la región del salto de biestabilidad (región de temperaturas efectivas delimitada por las líneas verticales). Las bandas grises muestran el rango de variación de la velocidad terminal, V_∞. Las estrellas se identifican por su tipo espectral: B tempranas (en azul), B intermedias (en verde) y B tardías (en rojo). Figura extraída de Haucke et al. (2018).

vestigación abordó el problema usando múltiples técnicas de observación con alta resolución espacial, espectral y temporal. Trabajamos además en el modelado de las líneas espectrales mediante simulaciones numéricas de transporte de radiación fuera de ETL en medios en movimiento. Con el objetivo de mejorar los modelos de transporte de radiación, estudiamos las propiedades hidrodinámicas de los vientos impulsados por radiación. En cada uno de estos temas hemos obtenido numerosos resultados, entre los cuales se destacan:

- La determinación de parámetros fundamentales y distancias de cientos de estrellas B normales y con líneas en emisión (B supergigantes, Be, B[e], Bn, Bp) empleando el sistema espectrofotométrico BCD.
- El modelado de los discos gaseosos que permitió determinar los tamaños y la estructura de los mismos, detectándose, en especial, anillos completos o fraccionados.
- El estudio de la emisión de ^{12}CO y SiO en estrellas B[e], confirmando la rotación Kepleriana, y el uso de las líneas de ^{13}CO para determinar el estado evolutivo de algunas estrellas.
- El estudio de las soluciones hidrodinámicas (vientos rápidos y vientos lentos), como alternativas para describir los vientos de las supergigantes B.
- La coexistencia de soluciones, que puede tener implicancias en la formación de un disco y su estabilidad.
- La variabilidad del viento y su vínculo con pulsaciones de modo extraño.

Agradecimientos: Agradezco a las autoridades de la Asociación Argentina de Astronomía y al jurado evaluador, conformado por los Dres. G. Dubner, Z. López García y D. García Lambas, por darme el honor de recibir el premio José Luis Sérsic. Quiero además agradecer, muy especialmente, a todos los integrantes y ex integrantes del grupo "Modelos de Estrellas Peculiares (MEP)" y a todos mis colaboradores extranjeros, por ayudar a unir esfuerzos para focalizarnos en el estudio de las estrellas Be y B[e]. Muchas gracias a todos ellos, por las largas discusiones y por los lindos momentos que juntos compartimos trabajando con mucho esmero para obtener estos interesantes resultados. Deseo también dar un merecido y especial agradecimiento a mi familia, Cecilia, Mercedes y Gustavo, a mis padres y hermano, por el amor que me brindan, y que brindaron, por su incondicional apoyo y por comprender mi loca pasión por la astronomía.

Referencias

Aidelman Y., et al., 2012, A&A, 544, A64
Aidelman Y., et al., 2015, A&A, 577, A45
Aidelman Y., et al., 2018, A&A, 610, A30
Araya I., et al., 2018, MNRAS, 477, 755
Arias M.L., et al., 2006, A&A, 460, 821
Barbier D., Chalonge D., 1941, Annales dÁstrophysique, 4, 30
Bressan A., 1993, SSRv, 66, 373
Castor J.I., Abbott D.C., Klein R.I., 1975, ApJ, 195, 157
Chalonge D., Divan L., 1952, Annales dÁstrophysique, 15, 201
Chalonge D., Divan L., 1973, A&A, 23, 69
Cidale L., Zorec J., Tringaniello L., 2001, A&A, 368, 160
Cidale L.S., 1998, ApJ, 502, 824
Cidale L.S., 2018, BAAA, 60, 1
Cidale L.S., Ringuelet A.E., 1989, PASP, 101, 417
Cidale L.S., Ringuelet A.E., 1993, ApJ, 411, 874
Cidale L.S., Vazquez A.C., 1995, ApJ, 453, 393
Cidale L.S., et al., 2007, A&A, 468, 263
Cidale L.S., et al., 2012, A&A, 548, A72

Cochetti Y.R., et al., 2019, A&A, 621, A123
Cochetti Y.R., et al., 2020, A&A, 634, A18
Cranmer S.R., 2005, ApJ, 634, 585
Curé M., 2004, ApJ, 614, 929
Curé M., Cidale L., Granada A., 2011, ApJ, 737, 18
Curé M., Rial D.F., Cidale L., 2005, A&A, 437, 929
Delaa O., et al., 2011, A&A, 529, A87
Divan L., 1979, M.F. McCarthy, A.G.D. Philip, G.V. Coyne (Eds.), *IAU Colloq. 47: Spectral Classification of the Future*, *Ricerche Astronomiche*, vol. 9, 247–256
Ekström S., et al., 2012, A&A, 537, A146
Frémat Y., et al., 2005, A&A, 440, 305
Friend D.B., Abbott D.C., 1986, ApJ, 311, 701
Granada A., Arias M.L., Cidale L.S., 2010, AJ, 139, 1983
Haucke M., et al., 2018, A&A, 614, A91
Jaschek M., Egret D., 1982, M. Jaschek, H.G. Groth (Eds.), *Be Stars*, *IAU Symposium*, vol. 98, 261
Kastner J.H., et al., 2010, AJ, 139, 1993
Kraus M., et al., 2014, ApJL, 780, L10
Kraus M., et al., 2015a, ApJL, 800, L20
Kraus M., et al., 2015b, A&A, 581, A75
Kraus M., et al., 2016, A&A, 593, A112
Lamers H.J.G.L.M., et al., 1998, A&A, 340, 117
Lee C.D., Chen W.P., Liu S.Y., 2016, A&A, 592, A130
Liermann A., et al., 2014, MNRAS, 443, 947
Maravelias G., et al., 2018, MNRAS, 480, 320
Mennickent R.E., et al., 2009, PASP, 121, 125
Oksala M.E., et al., 2012, MNRAS, 426, L56
Oksala M.E., et al., 2013, A&A, 558, A17
Pauldrach A., Puls J., Kudritzki R.P., 1986, A&A, 164, 86
Rivinius T., Carciofi A.C., Martayan C., 2013, A&A Rv, 21, 69
Struve O., 1931, ApJ, 73, 94
Torres A.F., et al., 2018, A&A, 612, A113
Torres A.F., et al., 2012, MNRAS, 427, L80
Vazquez A.C., Cidale L.S., Ringuelet A.E., 1993, ApJ, 419, 286
Venero R.O.J., et al., 2016, ApJ, 822, 28
Venero R.O.J., Cidale L.S., Ringuelet A.E., 2002, ApJ, 578, 450
Zickgraf F.J., et al., 1985, A&A, 143, 421
Zickgraf F.J., et al., 1986, A&A, 163, 119
Zorec J., 1986, *Thèse d'État: Structure et rotation différentielle dans les étoiles B avec et sans émission*, Université Paris VII
Zorec J., Briot D., 1991, A&A, 245, 150
Zorec J., et al., 2007, A&A, 470, 239
Zorec J., et al., 2009, A&A, 501, 297
Zorec J., et al., 2016, A&A, 595, A132
Zorec J., et al., 2017, A&A, 602, A83

Estrellas de mercurio-manganeso: Avances recientes y cuestiones pendientes

J.F. González[1]

[1] *Insituto de Ciencias Astronómicas, de la Tierra y del Espacio, CONICET–UNSJ, Argentina.*

Contacto / jfgonzalez@conicet.gov.ar

Resumen / Se hace una revisión de las propiedades generales de las estrellas de HgMn, incluyendo parámetros físicos, estado evolutivo, abundancias químicas e isotópicas, rotación, campos magnéticos y relación con otros tipos de estrellas peculiares. Se pone especial énfasis en los estudios recientes relacionados con la presencia de manchas químicas y el rol de la multiplicidad estelar. Las inhomogeneidades superficiales de las abundancias sugieren que el fenómeno HgMn depende no solo globalmente de los parámetros físicos y evolutivos de la estrella, sino que está localmente condicionado por múltiples factores relacionados con la rotación, con la interacción en binarias y, posiblemente, con intrincados campos magnéticos.

Abstract / General properties of HgMn stars are reviewed, including physical parameters, evolutionary status, chemical and isotopic abundances, rotation, magnetic fields, and the connexion with other peculiar star groups. Special emphasis is placed upon the recent observational results related with chemical spots and the role of stellar multiplicity. The surface inhomogeneities of chemical abundances suggest that the HgMn phenomenon depends not only on the global physical and evolutionary properties of the star, but is also locally conditioned by multiple factors related with stellar rotation, binary interactions, and possibly intricate magnetic fields.

Keywords / stars: chemically peculiar — binaries — stars: fundamental parameters

1. Breve reseña de una larga historia

Las estrellas de mercurio-manganeso (HgMn) son objetos de secuencia principal con tipos espectrales en el rango B6-A0, que presentan líneas espectrales de Hg y Mn anormalmente intensas. Constituyen el 10−15 % del total de estrellas de tipos B8-B9.

El estudio de las estrellas HgMn lleva ya un siglo, iniciándose con la identificación de líneas de manganeso en la estrella α And por parte de Baxandall (1914) y, más tarde, de otras 13 estrellas por Morgan (1931), quien las encuadró como uno de los cinco grupos de estrellas peculiares tentativamente definidos por entonces (Morgan, 1933). El mayor esfuerzo de las primeras décadas de investigación de las estrellas tempranas químicamente peculiares fue puesto en la identificación de las líneas anómalas y en establecer un orden en el zoológico de espectros peculiares. Recién hacia la década de 1970, y luego del aporte de numerosos investigadores, se arribó con el trabajo de Preston (1974) a un esquema general de clasificación que es esencialmente el usado hasta el día de hoy. En este esquema hay dos secuencias paralelas que se extienden desde tipos espectrales B intermedios hasta las A tardías. Por un lado el grupo llamado CP2 de las estrellas peculiares magnéticas "clásicas" que incluye desde las estrellas de silicio (BpSi) de tipos espectrales B intermedios o tardíos hasta las estrellas Ap de tipo SrCrEu. Estas estrellas son frecuentemente magnéticas y presentan variaciones espectrales y fotométricas debidas a manchas relacionadas con el campo magnético. Paralelamente, las estrellas de HgMn (CP3 en la nomenclatura de Preston) junto a sus primas más frías, las estrellas Am (CP1), conforman una secuencia de estrellas peculiares no-magnéticas, con baja rotación y, según los estudios realizados hasta esa época, sin variaciones temporales. Han sido consideradas, por lo tanto, como prototipos de estrellas con atmósferas estables. Finalmente, las estrellas débiles de helio (CP4) forman un grupo heterogéneo que abarca el rango de tipos espectrales B1-A0, superponiéndose parcialmente con las estrellas BpSi y HgMn.

Además de la culminación de los esquemas de clasificación, en esos mismos años se produjeron avances fundamentales para el estudio de las estrellas de HgMn en otros dos aspectos: un aumento significativo del número de objetos y las primeras propuestas teóricas para explicar el fenómeno. Desde el lado observacional, el número de estrellas de HgMn conocidas se incrementó desde unas pocas decenas a mediados de siglo hasta llegar a 127 en el catálogo de Schneider (1981) y a 152 en el catálogo de Renson et al. (1991). En los años siguientes la tasa de detección disminuyó, sumando 162 estrellas de HgMn en la nueva versión del catálogo de estrellas peculiares de Renson & Manfroid (2009). Recién en la última década se ve un resurgimiento de los trabajos de búsqueda, alcanzándose al presente unas 210 estrellas de HgMn conocidas (González et al, en preparación).

Entre los años 1965 y 1975 se propusieron las primeras teorías para explicar el desarrollo de anomalías químicas en general y del origen de las estrellas HgMn en particular. Diversas propuestas exploraron la hipótesis de un origen externo de los metales sobreabundantes,

a través de la acreción de material exótico en procesos de interacción con otras estrellas o el medio interestelar (Fowler et al., 1965; Guthrie, 1969; Havnes & Conti, 1971; Havnes, 1974). Por otro lado, Michaud (1970) propuso (como parte de su tesis doctoral) un modelo basado en la difusión radiativa de los átomos en estrellas con composición química normal. Esta teoría fue la que se impuso, luego de que las otras fueran encontrando dificultades en su comparación con las observaciones, y es todavía hoy el paradigma del origen de las anomalías químicas fotosféricas. Una descripción muy breve de esta teoría daremos en la Sec. 2.

En las últimas 2 décadas del s. XX los estudios de estrellas de HgMn se volcaron principalmente a la determinación de sus propiedades físicas, particularmente a la determinación cuantitativa de abundancias químicas. En los mismos años, los avances del lado teórico se centraron principalmente en el cálculo de aceleraciones radiativas de los distintos elementos químicos.

Finalmente, hacia el nuevo milenio se produjo un giro en la manera de investigar y una renovación del interés por estas estrellas. La mayor parte de los estudios de estos últimos años se han abocado al estudio pormenorizado, con múltiples técnicas y reiterado en el tiempo, de un puñado de los objetos más representativos y más brillantes, dando lugar a hallazgos novedosos que cambiaron la imagen de las estrellas de HgMn. Estas investigaciones se orientaron a temas como la caracterización de manchas químicas superficiales, la determinación de abundancias isotópicas, el analisis de espectros compuestos de binarias de HgMn, la búsqueda de campos magnéticos y de pulsaciones, etc. En las Secciones 4. y 5. revisaremos con cierto detalle algunos de los estos descubrimientos.

2. Anomalías químicas: observación y teoría

Sus espectros presentan una gran variedad morfológica que incluye líneas de diversos elementos peculiares. El patrón químico típico, se muestra en la Fig. 1, donde hemos graficado la diferencia de abundancias respecto del sol. Los rasgos más sobresalientes son: una sobreabundancia muy alta (3-6 dex) de elementos pesados como Hg, Pt y Xe, una sobreabundancia del orden de 1-3 dex en Mn, P, Ga, Y, Sr y Zr y una deficiencia moderada de He, Al, Co, y Ni. Sin embargo, no todas estas anomalías son evidentes en todos los objetos. Existen variaciones significativas de estrella a estrella sin una clara relación entre las abundancias de los distintos elementos. La dispersión de los valores de abundancias y las diferencias de temperatura hacen que exista una morfología espectral variada dentro del grupo. En general, en los objetos más fríos se destacan las líneas de Y, Pt, y Zr, mientras que líneas reforzadas de Xe y P son más frecuentes en los objetos más calientes. Estas diferencias son debidas a efectos de temperatura más que a una variación real de abundancias. La única dependencia marcada de abundancia con la temperatura es la del Mn. La abundancia de Hg en particular, no correlaciona con la temperatura ni con la abundancia de Mn.

Cual es la causa de que determinados elementos tengan abundancias fotosféricas cientos a cientos de miles

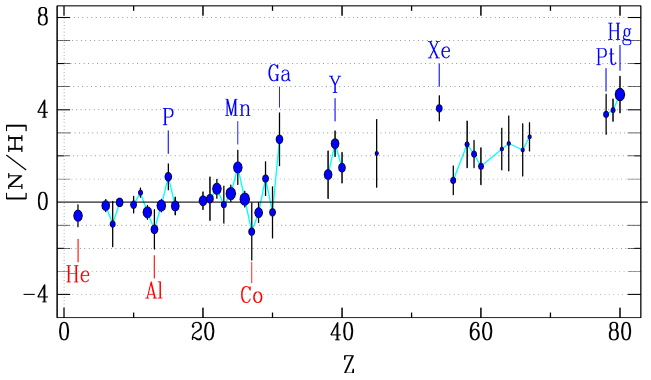


Figura 1: Patrón de abundancias típico en estrellas de HgMn en función del número atómico. Los símbolos son el promedio de las mediciones recopiladas por Ghazaryan & Alecian (2016). El tamaño de los puntos representa el número de estrellas en las que se ha estudiado el elemento y las barras de error la dispersión cuadrática media de los valores. Todos los valores se dan en referencia a las abundancias solares.

de veces mayores que lo normal? Según la teoría de difusión (Michaud et al., 2015), la clave está en el momento lineal que los fotones transfieren a los átomos que los absorben. Los núcleos atómicos experimentan una deriva que depende de la competencia entre la gravedad y la aceleración radiativa, que es distinta para cada especie atómica dependiendo de su masa y su sección eficaz frente a la radiación. Las velocidades de difusión (levitación o decantamiento) son pequeñas, de pocos $\mathrm{cm\,s^{-1}}$, de manera que cualquier mecanismo de mezclado (convección, circulación meridional, turbulencia) impide la estratificación química. En las estrellas de tipo B tardías, con $T_{\rm ef} \gtrsim 10\,000$ K, la principal zona de convección de las capas externas se da en la región de ionización del He. Pero según este escenario (Michaud et al., 2015), en las estrellas con baja rotación ($v \operatorname{sen} i \lesssim 90\ \mathrm{km\,s^{-1}}$), la circulación meridional no es significativa y permite que se produzca la difusión en la base de la zona de convección del HeII. De esta manera, el helio se va agotando en las capas de la estrella que tienen la temperatura apropiada para que esté parcialmente ionizado, desapareciendo en consecuencia la zona de convección. Se crean así las condiciones apropiadas para la ocurrencia de la difusión.

Para que se acumulen determinados iones en la fotósfera debe disminuir la velocidad de difusión en las capas superiores. En estrellas con vientos estelares intensos las velocidades son crecientes y se pierden los elementos que alcanzan las capas más altas. Esto pone un límite superior de unos 16 000 K a la temperatura, lo cual es consistente con lo observado en este tipo de estrellas peculiares. Las estrellas de secuencia principal con baja rotación y temperatura efectiva en el rango $10\,000 - 16\,000$ K serían entonces estrellas con atmósferas particularmente estables, propicias para la ocurrencia de difusión de los elementos químicos.

Este ha sido el escenario básico para el cálculo de modelos de abundancias anómalas. Los cálculos son complejos ya que las capas altas de la atmósfera están fuera de equilibrio termodinámico local y además es imprescindible incluir para cada especie atómica opacidades

detalladas con un gran número de líneas en todo el rango espectral. Los cálculos de aceleraciones radiativas han tenido éxito en predecir cuales elementos son los que deberían verse más abundantes. Además, un éxito notable fue la predicción que hicieron Alecian & Michaud (1981) sobre la dependencia de la abundancia del Mn con la temperatura efectiva, que fue observada años después por Smith & Dworetsky (1993).

A pesar de los avances de las últimas décadas, los modelos todavía no pueden reproducir todas las anomalías químicas observadas en una estrella individual (Michaud et al., 2015). En particular, la variedad de patrones de abundancias que existen dentro del grupo no puede explicarse sin incluir otras variables fuera de los parámetros atmosféricos básicos y la rotación.

Uno de los fenómenos más interesantes y más difícil de explicar por la teoría de difusión básica es la abundancia isotópica anormal observada en algunos elementos químicos, particularmente en el Hg. En las estrellas de HgMn más frías los isótopos más pesados de Hg son con frecuencia los más abundantes (Woolf & Lambert, 1999a). Siendo que los distintos isótopos de un elemento tienen esencialmente las mismas propiedades frente a la radiación, es de esperar que los isotopos más pesados se hundan. En la explicación de las abundancias isotópicas observadas en las estrellas de HgMn podría ser clave la pérdida fraccionada de masa por vientos, así como la *deriva inducida por luz*, propuesta por Aret & Sapar (2002)(ver también Sapar et al., 2009). En este mecanismo la difusión se produce debido a la asimetría de flujo que puede haber en las alas azul y roja de las líneas espectrales, causadas por el solapamiento de líneas o por la forma del continuo. Los elementos que tienen, en promedio, un flujo más bajo hacia el borde azul de sus líneas espectrales, son los que tienden a levitar. Lo interesante es que en los elementos pesados como el Hg y el Pt (en general para elementos con $Z > 50$), en los que el efecto de volumen domina el corrimiento isotópico, las líneas de sus isótopos pesados se corren hacia el rojo, mientras que en los elementos más livianos ($Z < 30$), en los que domina el efecto de masa, los isótopos pesados se corren al azul (Cowan, 1981). De esta manera si la deriva inducida por luz juega un rol importante en la difusión, las abundancias isotópicas de elementos pesados y livianos deberían estar sesgadas en sentidos opuestos. Este sería un test observacional interesante, pero al día de hoy todavía son pocos los elementos cuya composición isotópica ha sido estudiada en las estrellas de HgMn.

3. Propiedades físicas

Un aspecto clave para la comprensión de las estrellas de HgMn y la comprobación de las teorías propuestas, es la consistencia entre las propiedades físicas de estas estrellas y las requeridas por los modelos de difusión. Hemos mencionado que una baja rotación y una temperatura en el rango $T_{\rm ef} = 10\,000 - 16\,000$ K serían condiciones propicias para la difusión. La rotación en este sentido es crucial, por lo que cabe preguntarse cuál es la velocidad máxima que pueden tener las estrellas HgMn, y si la baja rotación es una condición suficiente para desarrollar estas anomalías. La Fig. 2 muestra

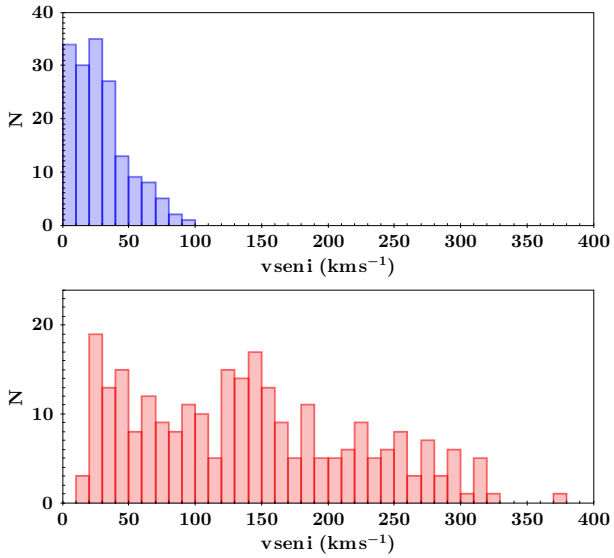


Figura 2: Distribución de velocidad de rotación proyectada para las estrellas de HgMn (panel superior) y para estrellas químicamente normales en el mismo rango de tipos espectrales (panel inferior).

la distribución de la velocidad de rotación proyectada $v \sin i$ para 164 estrellas de HgMn (según nuestra propia recopilación) en comparación con la de 268 estrellas con tipos espectrales B7-B9.5 IV-V, no reportadas como peculiares, seleccionadas del trabajo de Abt et al. (2002). La diferencia entre las distribuciones es evidente. El promedio de $v \sin i$ de las estrellas normales es de 140 km s^{-1}. El promedio de las velocidades proyectadas de las estrellas de HgMn es de 28 km s^{-1}, lo que confirma la estimación que hiciera Abt et al. (1972) en base a 15 estrellas (29 km s^{-1}). Asumiendo que los ejes de rotación están orientados al azar respecto al observador, el promedio de las velocidades ecuatoriales de las estrellas de HgMn es de aproximadamente 39 km s^{-1}.

Con respecto a sus parámetros físicos y atmosféricos, las estrellas de HgMn ocupan un rango de temperaturas y masas acotado dentro de la secuencia principal, cubriendo todos los estados evolutivos desde la secuencia principal de edad cero hasta la secuencia principal terminal (Fig. 3). Todas son más jóvenes que 350 Ma y, si bien hay estrellas cerca de la secuencia principal de edad cero, la mayor parte se encuentra por sobre la isócrona de 100 Ma.

Existe un separación bien definida en el plano $T_{\rm ef} - \log g$ entre las estrellas HgMn y las Am, sin que exista superposición entre ambos grupos. El límite se encuentra a $T_{\rm ef} \approx 10\,600$ K en la secuencia de edad cero y a $T_{\rm ef} \approx 9600$ K en las estrellas más evolucionadas. La continuidad entre la distribución de parámetros de los dos grupos sin que exista solapamiento, junto con la similitud en cuanto a rotación y multiplicidad, sugiere que la diferencia entre los patrones de abundancias de ambos es debida fundamentalmente a la temperatura, concretamente a la existencia de una zona convectiva de H en las Am. Como se puede ver en la Fig. 3, las estrellas con masas del orden de 2.5−2.7 M$_\odot$ pueden pasar de ser HgMn cuando jóvenes a ser Am hacia el final de la

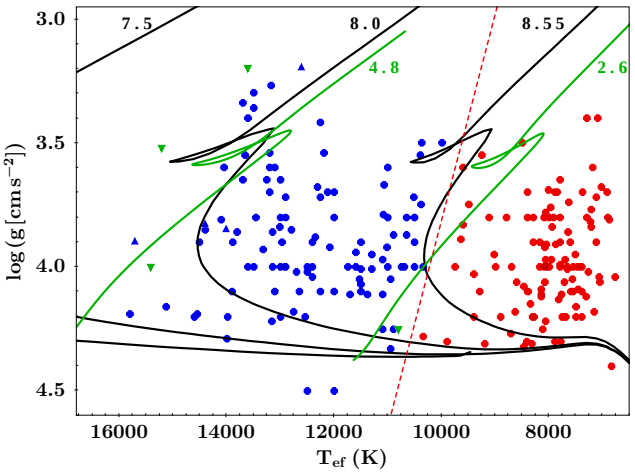


Figura 3: Localización en el diagrama temperatura-gravedad superficial de las estrellas de HgMn (circulos azules), Am (circulos rojos) y estrellas débiles de helio no-magnéticas con abundancias similares (triángulos azules) y distintas (triángulos verdes) a las de HgMn. Las líneas negras son la secuencia de edad cero y tres isócronas con logaritmo de edad 7.5, 8.0 y 8.55. Las curvas verdes son trayectorias evolutivas para masas 2.6 y 4.8 $M_{\odot}$. La línea de puntos roja muestra el límite entre el dominio de las estrellas HgMn y el de las Am.

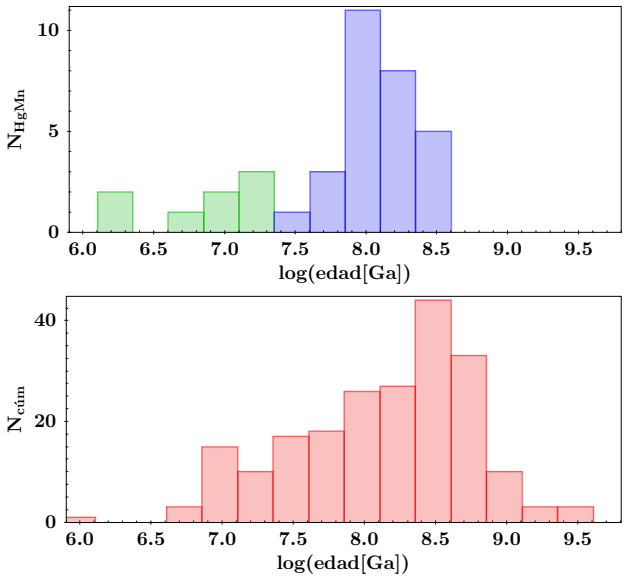


Figura 4: Distribución de edades de las estrellas de HgMn miembros confirmados de cúmulos abiertos (azul) y probables miembros de asociaciones OB (verde). Como comparación el panel inferior muestra la distribución de edades de todos los cúmulos a menos de 1 kpc de distancia y que cuentan con estudios espectroscópicos publicados (tipos espectrales para al menos 5 estrellas).

etapa de secuencia principal (Adelman et al., 2003).

En la frontera de las altas temperaturas están las estrellas peculiares débiles de helio, cuyo rango de temperatura se solapa con el de las estrellas de HgMn. Sin embargo, las estrellas débiles de helio son un grupo poco numeroso y muy heterogéneo, cuya existencia como grupo es cuestionable (Ghazaryan et al., 2019). En efecto, un subgrupo de estrellas no-magnéticas clasificadas originales como débiles de helio suelen tener patrones de abundancias similares a las HgMn (las llamadas estrellas de PGa) y son frecuentemente consideradas dentro del grupo de HgMn (Netopil et al., 2008). Esto no es de extrañar, si se considera que las estrellas de HgMn también son pobres en helio, y la identificación de las estrellas débiles de helio se basó en la comparación de la intensidad de las líneas de helio con lo esperado de acuerdo a la temperatura inferida del índice de color, sin analizar otras peculiaridades que son sólo detectables en espectros de alta resolución.

Una determinación más precisa de sus edades puede obtenerse a partir de los objetos que son miembros de cúmulos abiertos. La Fig. 4 muestra la distribución de edades de las estrellas de HgMn que son miembros confirmados de cúmulos. El corte para edades mayores a $10^{8.6}$ años es esperable ya que a esas edades las estrellas de tipo B ya han salido de la etapa de secuencia principal. Existe una llamativa caída de la frecuencia de estrellas de HgMn para cúmulos más jóvenes que $10^{7.8}$ a. Sin embargo, existen varias estrellas de HgMn que son probables miembros de asociaciones estelares jóvenes, específicamente Ori OB1 (Woolf & Lambert, 1999b), Vel OB2 (González et al., 2006) y Sco OB2 (Quiroga et al., 2010; Gagné et al., 2018).

Un método independiente para determinar edades es a través de la medición de masas y los radios en sistemas binarios. Lamentablemente el número de binarias eclipsantes con componentes de HgMn es muy bajo. Existe sólo una estrella de HgMn eclipsante (AR Aur) y un sistema cuádruple formado por una binaria eclipsante con primaria BpSi ligada dinámicamente a una binaria espectroscópica con dos componentes de HgMn (AO Vel). En ambos casos las edades correspondientes a las masas y radios de las componentes de ambos sistemas indican que se trata de sistemas de secuencia principal de edad cero o en el final de su etapa de pre-secuencia principal (Nordstrom & Johansen, 1994; González et al., 2006). Esto confirma que los mecanismos de difusión son capaces de producir estratificación química en unos pocos millones de años.

La determinación directa de masas de estrellas de HgMn no se limita a las binarias eclipsantes. La precisión actual de las técnicas interferométricas permite resolver las órbitas y determinar masas en binarias de pocos días de períodos. Cuatro binarias de HgMn han sido resueltas interferométricamente, siendo el caso más notorio el de la binaria 41 Eri, de sólo 5 días de período, para el cual Hummel et al. (2017) determinaron además de las masas, los radios interferométricos. Esta técnica promete ser en los próximos años la mayor fuente de conocimiento directo de parámetros estelares de estas estrellas peculiares.

4. Estrellas manchadas

A comienzo del s. XXI se renovó el interés por estos objetos, principalmente a partir del descubrimiento de variaciones en las líneas espectrales que fueron atribuidas

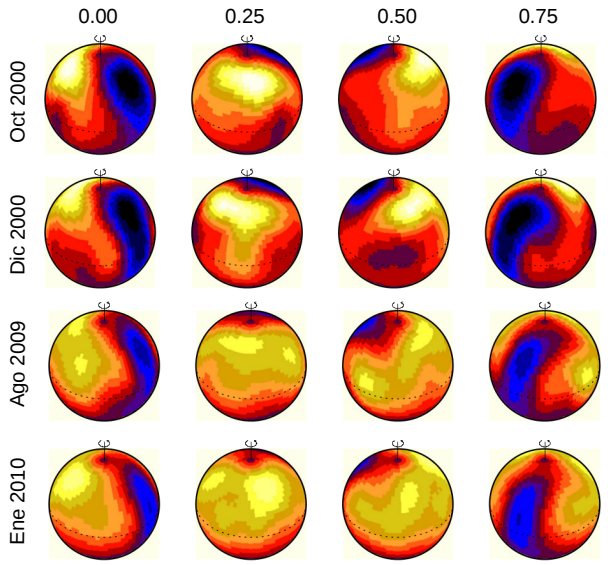


Figura 5: Distribución de itrio en la estrella HD 11753 en cuatro épocas distintas. Las cuatro columnas corresponden a distintas fases rotacionales. La escala de colores va de [Y/H] = −6.32 (negro) a −8.27 (blanco). Figura adaptada de Korhonen et al. (2013), reproducida con permiso, © ESO.

a la rotación de una superficie estelar químicamente inhomogénea. La existencia de manchas químicas cambia el paradigma de las estrellas de HgMn como las estrellas de atmósferas más estables, uniformes, constantes y sin campos magnéticos, en contraposición a las estrellas Bp clásicas.

La primera detección inequívoca de manchas fue para el elemento Hg en la estrella α And (Adelman et al., 2002). Poco después Hubrig et al. (2006) mostraron en un estudio de AR Aur que esas variaciones se daban también en otros elementos químicos. Luego, con los trabajos de Nuñez et al. (2011) y Hubrig et al. (2011), quienes analizaron la variabilidad espectroscópica de algunas decenas de objetos, quedó claro que la presencia de manchas químicas de distintos elementos (Hg, Mn, Y, Sr, Zr, Ga, etc.) no es un fenómeno excepcional sino el caso más frecuente, afectando aproximadamente a 2/3 del total de estrellas de HgMn.

El estudio sistemático de las variaciones espectrales en unas pocas de las estrellas con manchas (α And, AR Aur, HD 11753 y 66 Eri) ha permitido la reconstrucción del mapa químico de la superficie estelar mediante imágenes Doppler. Lo más interesante es que repitiendo este tipo de estudios en distintas épocas, se ha encontrado que los patrones de manchas cambian en escalas de tiempo de pocos años o incluso meses, quizás por mecanismos físicos similares a los de la meteorología planetaria (Kochukhov et al., 2007; Hubrig et al., 2010; Briquet et al., 2010; Korhonen et al., 2013). La Fig. 5 muestra como ejemplo la variación temporal de la distribución superficial de itrio en la estrella HD 11753.

La presencia de manchas tiene fuertes implicancias. Por un lado evoca la posible presencia de campos magnéticos. A pesar de los ingentes esfuerzos observacionales en esta línea, no se han detectado campos magnéticos intensos en ninguna estrella de HgMn. Sólo han sido reportadas algunas detecciones, generalmente marginales, de campos débiles (Hubrig et al., 2012) o directamente resultados nulos (Kochukhov et al., 2013; Makaganiuk et al., 2011b). La existencia o no de campos magnéticos con morfología compleja, por lo tanto, es todavía tema de debate. Por otro lado, las manchas representan un desafío para la teoría estándar de difusión. Recientemente Urpin (2015) ha propuesto la *difusión inducida por corrientes* como un mecanismo que, en presencia de campos magnéticos débiles, podría en ciertos casos generar difusión horizontal de elementos.

Las manchas químicas pueden ocasionar también variaciones fotométricas debidas a la redistribución espectral del flujo por la presencia de líneas peculiares intensas. En los últimos años, estas variaciones fotométricas de baja amplitud ($\sim$ 1-3 mmag) han sido detectadas a partir de datos fotométricos de las misiones CoRoT y Kepler (Alecian et al., 2009; Morel et al., 2014; Hümmerich et al., 2018). Estas investigaciones buscaban detectar las pulsaciones de tipo SPB (pulsantes lentas de tipo B) predichas por Turcotte & Richard (2003) para este tipo de estrellas, y que hasta hoy no han sido detectadas.

5. El rol de la multiplicidad

5.1. Estadística

Otro tema que ha ido mostrando ribetes muy interesantes es el de la multiplicidad. Las estrellas de HgMn tienen una frecuencia de multiplicidad mayor a las estrellas normales en el mismo rango de temperaturas, mientras que las estrellas Bp magnéticas tienen una frecuencia significativamente menor de lo normal (Abt, 1983). Según nuestra propia recopilación, de 142 estrellas de HgMn que tienen estudios espectroscópicos o visuales, 108 son múltiples (binarias, triples y cuátruples). Entre las binarias espectroscópicas, las HgMn tienen una distribución de períodos significativamente distinta de la de las binarias normales, estando principalmente concentradas entre los 3 y 20 días. En particular no existen binarias de HgMn con períodos menores a tres días. En cambio, entre las binarias químicamente normales, el 35 % tiene $P < 3$ d. Esto es consistente con el requerimiento de baja rotación para el desarrollo de la difusión, ya que en el rango de períodos $P = 3 - 20$ d es en el que las binarias presentan la menor rotación. Por debajo de P=10-20 d las fuerzas de marea son capaces de sincronizar la rotación con el movimiento orbital, frenando la rotación original, usualmente más alta. Por otro lado, en binarias sincronizadas la rotación aumenta rápidamente hacia los períodos orbitales más cortos (Fig. 6).

En un estudio exhaustivo de multiplicidad de 56 estrellas de HgMn, Schöller et al. (2010) encontraron que el 90 % de los objetos de la muestra eran múltiples, considerando multiplicidad visual y espectroscópica. Más llamativo aún, estos autores hacen notar que prácticamente todas las binarias espectroscópicas bien estudiadas, de tipo B tardío, con períodos entre 3 y 20 días y $v \operatorname{sen} i < 70$ km s^{-1}, tienen una primaria de HgMn. Un análisis estadístico más exhaustivo en esta línea (el trabajo de Schöller et al. reúne sólo una veintena de objetos bien estudiados) permitiría verificar si la condición

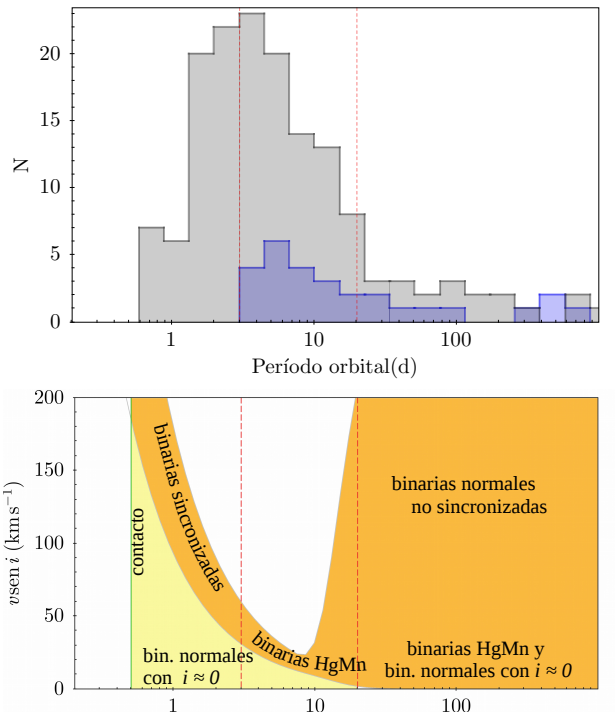


Figura 6: Panel superior: Distribución de períodos de binarias espectroscópicas con componentes de HgMn (azul), en comparación con 153 binarias B6-A0 V-III no reportadas como peculiares (gris), extraídas del catálogo SB9 (Pourbaix et al., 2004). Panel inferior: efecto de la sincronización por mareas en la rotación de las componentes de binarias y localización esperada de las estrellas de HgMn (ver texto).

de binaridad es suficiente para el desarrollo de este tipo de peculiaridad. Bajo esta hipótesis, en el rango de períodos intermedios, todas las componentes de binarias tendrían baja rotación y por lo tanto serían peculiares (Fig. 6). Hacia los períodos cortos no existen rotadores lentos y por lo tanto habría sólo estrellas químicamente normales. En el rango de períodos largos hay estrellas de alta y baja rotación. Entre las estrellas con $v \operatorname{sen} i$ bajo, uno podría encontrar tanto binarias de HgMn como binarias normales con baja inclinación del eje rotacional.

Una evidencia clave para entender el rol de la binaridad, es que no existe ninguna binaria formada por dos estrellas de tipo B tardío, en la que una componente sea de HgMn y la otra sea normal. Efectivamente, entre las binarias de doble espectro que contienen estrellas de HgMn (30 sistemas), hay seis sistemas que tienen masas similares ($M_2/M_1 > 0.9$) y en todos ellos ambas compañeras son de HgMn⋆. En los casos en que la compañera es menos masiva (tipo espectral A), es frecuente que esa compañera tenga peculiaridades químicas similares a las de las estrellas Am (Ryabchikova, 1998). El caso más llamativo, y único hasta el momento, es la binaria HD 161701 con una primaria de HgMn y una secundaria Ap magnética, reportado por González et al. (2014).

⋆Uno de los sistemas está clasificado como una binaria He-débil+HgMn (HD 90264, Quiroga et al., 2010), pero el patrón químico de la primaria es similar a las estrellas de HgMn (sobreabundancia de P, Mn y Xe).

5.2. Patrones de manchas en binarias

La conexión entre la multiplicidad y el fenómeno HgMn va más allá de la relación estadística. Los hallazgos más interesantes en el estudio de las binarias de HgMn han provenido de los mapas Doppler de las manchas químicas realizados en los últimos años. Sólo dos binarias de corto período (sincronizadas) han sido estudiadas en detalle con esta técnica: AR Aur (mapas de Sr e Y obtenidos por Hubrig et al., 2010) y 66 Eri (mapas de Sr, Y y Ba obtenidos por Makaganiuk et al., 2011a). Si agregamos la información de variabilidad espectral de las líneas de Mn, Ga y Hg en 41 Eri (Hubrig et al., 2012), son ocho patrones de manchas químicas en tres binarias. Llamativamente, en los ocho casos la mayor concentración del elemento peculiar se da en la cara que permanece oculta a la compañera. Los mecanismos a través de los cuales la compañera podría estar alterando el desarrollo de las anomalías químicas no son para nada claros, pero debido a la alta sensibilidad de los mecanismos de difusión a las condiciones físicas de la atmósfera, la irradiación de la compañera o las fuerzas de marea podrían jugar un rol. Si bien no se han reportado campos magnéticos intensos en estos sistemas, eventuales campos de morfología compleja, difíciles de detectar, podrían ser también una vía de interacción entre las compañeras.

En el caso de HD 161701, la única binaria HgMn + Ap magnética conocida, la distribución superficial de Mn no parece seguir tan claramente este patrón, pero la distribución de manchas químicas y la morfología del campo magnético en la compañera Ap están estrechamente relacionadas con la posición de la compañera (Hubrig et al., 2014). Particularmente, el campo magnético de la estrella Ap es dipolar y está alineado de manera que el polo magnético negativo apunta permanentemente a la primaria de HgMn. Además de HD 161701, existen sólo otras cuatro binarias conocidas con una componente peculiar magnética, todas ellas con una secundaria de tipo Am. Curiosamente, la única que ha sido bien estudiada, rota sincrónicamente y tiene campo magnético intenso (HD 98088, Folsom et al., 2013) tiene la misma orientación del campo que la secundaria de HD 161701.

6. Conclusiones

Una revisión de las propiedades físicas de las estrellas de HgMn muestra que las condiciones básicas para el desarrollo de este fenómeno son la baja rotación y la temperatura en el rango $T_{\rm ef} = 10\,000 - 16\,000$ K. La gran variedad de patrones químicos observados, sin embargo, sugiere que hay multiplicidad de efectos que determinan específicamente cuales son las especies atómicas que resultan más sobreabundantes en cada caso. Entre estos efectos podría estar la eventual existencia de campos magnéticos débiles, la orientación de la estrella respecto al observador, la influencia de compañeras estelares cercanas y el tiempo de desarrollo del proceso de difusión.

En los últimos años se han hecho importantes avances en el conocimiento empírico de estas estrellas, sin embargo, todavía se está lejos de una comprensión aca-

bada del fenómeno. A continuación se listan algunos aspectos observacionales puntuales, haciendo énfasis en preguntas abiertas que requieren mayor investigación.

Abundancias: Las abundancias observadas presentan una dispersión considerable dentro de la clase HgMn. La física de la teoría de difusión y los mecanismos que la condicionan aún no están suficientemente desarrollados como para modelar, para una estrella individual, todas las anomalías químicas presentes. El estudio de la composición isotópica de distintos elementos químicos, así como las evidencias observacionales de estratificación, pueden aportar piezas claves para entender el fenómeno.

Rotación: Es claro que la baja rotación es una condición necesaria para el desarrollo de peculiaridades químicas de tipo HgMn. La velocidad ecuatorial máxima estaría cerca de los 100 $\mathrm{km\,s^{-1}}$. Sin embargo, no es del todo claro hasta qué punto es ésta una condición suficiente. Esta cuestión podría investigarse estadísticamente analizando la distribución de velocidades de rotación de las estrellas químicamente normales para probar la hipótesis de que todas las estrellas normales de bajo $v \operatorname{sen} i$ son estrellas de alta rotación vistas de polo.

Estado evolutivo: Las estrellas de HgMn muestran estados evolutivos diversos abarcando toda la etapa de secuencia principal. Existen algunos objetos con edades menores a 10 Ma, de manera los procesos de difusión se desarrollan en escalas de tiempo cortas.

Multiplicidad: La mayoría de las estrellas de HgMn forman sistemas múltiples. Existen, sin embargo estrellas confirmadas como HgMn a las que no se les ha detectado compañeras, por lo que la multiplicidad parece favorecer el fenómeno pero no ser una condición necesaria. En las binarias espectroscópicas de doble espectro, en general la primaria es la estrella de HgMn y, cuando la compañera tiene una masa similar, entonces también es de HgMn. En los casos de compañeras menos masivas, estas tienden a tener abundancias similares a las estrellas Am. Existe un sólo caso de una binaria HgMn+Ap magnética. La pregunta de si la pertenencia a un sistema binario de algunos días de período (con rotación lenta por efecto de mareas) es suficiente para la ocurrencia del fenómeno HgMn, está abierta.

Manchas químicas y campos magnéticos: Las dos terceras partes de las estrellas de HgMn presentan distribuciones superficiales no uniformes de algunos elementos peculiares (manchas). Recientemente se han detectado las variaciones fotométricas asociadas, lo que proporciona una nueva técnica para medir sus períodos de rotación. El patrón de manchas variaría en escalas de tiempo de meses o años. Si bien no han sido detectados campos magnéticos intensos en ninguna estrella HgMn, todavía está en discusión la existencia de campos débiles de morfología compleja. Los estudios de mapas Doppler en binarias con componentes cercanas, sugieren que la morfología de las manchas químicas guarda relación con la posición de la estrella compañera. La razón de ello requiere una mayor investigación, tanto del lado observacional como del teórico.

Agradecimientos: El autor agradece al Comité Científico de la 61ª Reunión Anual de la AAA por la invitación a presentar este Informe Invitado. Asimismo agradece el apoyo financiero de la Universidad Nacional de San Juan a través del subsidio CICITCA 21/E1107 y al CONICET a través del PIP 11220170100331CO.

Referencias

Abt H.A., 1983, ARA&A, 21, 343
Abt H.A., Chaffee F.H., Suffolk G., 1972, ApJ, 175, 779
Abt H.A., Levato H., Grosso M., 2002, ApJ, 573, 359
Adelman S.J., Adelman A.S., Pintado O.I., 2003, A&A, 397, 267
Adelman S.J., et al., 2002, ApJ, 575, 449
Alecian G., Michaud G., 1981, ApJ, 245, 226
Alecian G., et al., 2009, A&A, 506, 69
Aret A., Sapar A., 2002, NewA, 323, 21
Baxandall F.E., 1914, MNRAS, 74, 250
Briquet M., et al., 2010, A&A, 511, A71
Cowan R., 1981, *The Theory of Atomic Structure and Spectra*, Los Alamos Series in Basic and Applied Sciences, University of California Press
Folsom C.P., et al., 2013, MNRAS, 431, 1513
Fowler W.A., et al., 1965, ApJ, 142, 423
Gagné J., et al., 2018, ApJ, 856, 23
Ghazaryan S., Alecian G., 2016, MNRAS, 460, 1912
Ghazaryan S., Alecian G., Hakobyan A.A., 2019, MNRAS, 487, 5922
González J.F., et al., 2006, A&A, 449, 327
González J.F., et al., 2014, A&A, 561, A63
Guthrie B.N.G., 1969, Ap&SS, 3, 542
Havnes O., 1974, A&A, 32, 161
Havnes O., Conti P.S., 1971, A&A, 14, 1
Hubrig S., et al., 2006, MNRAS, 371, 1953
Hubrig S., et al., 2010, MNRAS, 408, L61
Hubrig S., et al., 2011, NewA, 332, 998
Hubrig S., et al., 2012, A&A, 547, A90
Hubrig S., et al., 2014, MNRAS, 440, L6
Hummel C.A., et al., 2017, A&A, 600, L5
Hümmerich S., et al., 2018, MNRAS, 474, 2467
Kochukhov O., et al., 2007, Nat. Phys., 3, 526
Kochukhov O., et al., 2013, A&A, 554, A61
Korhonen H., et al., 2013, A&A, 553, A27
Makaganiuk V., et al., 2011a, A&A, 529, A160
Makaganiuk V., et al., 2011b, A&A, 525, A97
Michaud G., 1970, ApJ, 160, 641
Michaud G., Alecian G., Richer J., 2015, *Atomic Diffusion in Stars*
Morel T., et al., 2014, A&A, 561, A35
Morgan W.W., 1931, ApJ, 73, 104
Morgan W.W., 1933, ApJ, 77, 330
Netopil M., et al., 2008, A&A, 491, 545
Nordstrom B., Johansen K.T., 1994, A&A, 282, 787
Nuñez N.E., González J.F., Hubrig S., 2011, *Magnetic Stars*, 361–365
Pourbaix D., et al., 2004, A&A, 424, 727
Preston G.W., 1974, ARA&A, 12, 257
Quiroga C., Torres A.F., Cidale L.S., 2010, A&A, 521, A75
Renson P., Gerbaldi M., Catalano F.A., 1991, A&AS, 89, 429
Renson P., Manfroid J., 2009, A&A, 498, 961
Ryabchikova T., 1998, Contributions of the Astronomical Observatory Skalnate Pleso, 27, 319
Sapar A., et al., 2009, NewAR, 53, 240
Schneider H., 1981, A&AS, 44, 137
Schöller M., et al., 2010, A&A, 522, A85
Smith K.C., Dworetsky M.M., 1993, A&A, 274, 335
Turcotte S., Richard O., 2003, Ap&SS, 284, 225
Urpin V., 2015, NewA, 336, 266
Woolf V.M., Lambert D.L., 1999a, ApJ, 521, 414
Woolf V.M., Lambert D.L., 1999b, ApJL, 520, L55

Estudio de una serie temporal de imágenes *V* e *I* de las estrellas variables del cúmulo globular NGC 1261

J.A. Ahumada[1], A. Arellano Ferro[2], I.H. Bustos Fierro[1] & J.H. Calderón[1]

[1] *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*
[2] *Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, Ciudad de México, México*

Contacto / javier.ahumada@unc.edu.ar

Resumen / Se presenta el análisis de una serie temporal de imágenes CCD V e I del cúmulo globular austral NGC 1261, obtenida en la Estación Astrofísica de Bosque Alegre entre 2017 y 2018. El principal objetivo de este trabajo es la descomposición de Fourier de las curvas de luz de las estrellas RR Lyrae y su empleo en la determinación de parámetros físicos de las variables y, a través de promedios adecuados, de la metalicidad del cúmulo y de su distancia. Con 5 variables tipo RRab y 4 RRc se obtuvo, para la metalicidad de NGC 1261, el valor medio $[\mathrm{Fe/H}]_{\mathrm{UVES}} = -1.38 \pm 0.29$; para la distancia, se determinó 17.2 ± 0.4 kpc con 6 RRab. El enrojecimiento del cúmulo, derivado de las curvas de luz en $(V-I)$ de 6 RRab resulta en 0.055 ± 0.051 mag. En la rama horizontal los modos de pulsación fundamental y primer sobretono de las RR Lyrae aparecen separados, como parece ser la norma para cúmulos de tipo OoI con rama horizontal roja. Una búsqueda cuidadosa en la región de $10' \times 10'$ centrada en el cúmulo no reveló nuevas variables, dentro de las limitaciones de nuestra fotometría.

Abstract / We present CCD V and I time-series observations of the Southern globular cluster NGC 1261, collected at the Bosque Alegre Astrophysical Station in 2017–2018. We perform the Fourier decomposition of the light curves of its RR Lyrae variables to obtain physical parameters of the stars and, by making adequate averages, the cluster metallicity and distance. The procedure, applied to 5 RRab and 4 RRc stars, gave the mean value, for the cluster metallicity, of $[\mathrm{Fe/H}]_{\mathrm{UVES}} = -1.38 \pm 0.29$; the distance, based on 6 RRab stars, is 17.2 ± 0.4 kpc. The cluster reddening, derived from the $(V-I)$ light curves of 6 RRab variables, is 0.055 ± 0.051 mag. The horizontal branch shows a clear split in color between the RRab and the RRc, as is also observed in other clusters of Oo I type with a red horizontal branch. A careful search in an area of $10' \times 10'$ around the cluster center did not reveal new variables, within the limitations of our photometry.

Keywords / globular clusters: individual (NGC 1261) — stars: variables: RR Lyrae

1. Observaciones y reducciones

El cúmulo globular NGC 1261 (C0310−554), localizado en $\alpha = 03^{\mathrm{h}}\ 12^{\mathrm{m}}\ 16.2^{\mathrm{s}}$, $\delta = -55^{\circ}\ 12'\ 58''$ (J2000), se encuentra a 16.3 kpc; dada su posición galáctica ($l = 270.^{\circ}54$, $b = -52.^{\circ}12$) tiene un muy bajo enrojecimiento ($E(B-V) = 0.01$), y su metalicidad es intermedia: [Fe/H] = −1.27, Harris (1996). A pesar de que su rama horizontal no es muy débil ($V \sim 16.7$ mag), el descubrimiento y estudio de sus variables RR Lyrae no comenzó hasta la década de 1960 desde la Estación Astrofísica de Bosque Alegre (Fourcade & Laborde 1966; Laborde & Fourcade 1966). Desde entonces se han confirmado 29 variables en el campo del cúmulo, de las que 22 son RR Lyrae (Clement et al., 2001).

Este trabajo está basado en el análisis de Fourier de las curvas de luz de las estrellas RR Lyrae de NGC 1261. Entre otros objetivos, se busca establecer la metalicidad y la distancia del cúmulo en una escala homogénea (ver, por ejemplo, Arellano Ferro et al. 2014, 2016, 2018a). Con este fin, obtuvimos la serie de imágenes CCD en los filtros V (330) e I (412) que se resume en la Tabla 1. Las observaciones fueron realizadas con el telescopio de 1.54 m de la Estación Astrofísica de Bosque Alegre —el mismo utilizado para los trabajos publicados en 1966—, con un detector Alta F16M de 4096×4096 pixeles, un *binning* de 2×2, y una escala de 0.496 arcsec pix^{-1}. Si bien el campo en el foco Newtoniano cubre $16.9' \times 16.9'$, las imágenes se cortaron a aproximadamente $10' \times 10'$ para excluir las partes más afectadas por coma.

Como en nuestros trabajos anteriores, procesamos las imágenes con DANDIA (Bramich, 2008). DANDIA es una implementación del Análisis Diferencial de Imágenes (DIA), que convoluciona una imagen de referencia con las demás por medio de un *kernel* apropiado; de esta manera obtiene la PSF de todas las imágenes, para luego sustraerle a cada una la imagen de referencia. Así conforma una secuencia de imágenes diferenciales en las que un objeto, si es variable, exhibe flujo residual. Con estos flujos DANDIA construye las curvas de luz para cada objeto identificado en el campo. Finalmente, las magnitudes instrumentales se llevan al sistema estándar con las estrellas de Stetson⋆ presentes en el área observada. La Figura 1 muestra el diagrama V vs. $(V-I)$ de NGC 1261, el cual contiene los probables miembros del cúmulo, seleccionados por el método de Bustos Fierro & Calderón (2019), que utiliza los datos astrométricos de *Gaia* DR2 (Gaia Collaboration et al., 2016, 2018).

⋆`http://www3.cadc-ccda.hia-iha.nrc-cnrc.gc.ca/community/STETSON/standards`

Tabla 1: Observaciones de NGC 1261.

Noche	N_V	t_V [s]	N_I	t_I [s]	FWHM [″]
2017/08/19	17	400	20	200	3.0
2017/08/20	19	400	25	200	2.9
2017/09/10	15	400	17	200	3.1
2017/09/15	15	400	15	200	3.0
2017/09/22	24	400	29	200	2.3
2017/10/06	15	400	19	200	3.0
2017/10/28	26	400	30	200	3.1
2017/12/07	13	400	14	200	2.4
2018/08/03	4	300	6	150–200	2.9
2018/08/04	27	300	33	150	3.4
2018/08/05	27	300	27	150	2.9
2018/08/11	–	–	23	150	3.0
2018/09/02	33	300	37	150	2.4
2018/09/14	28	300	38	150	2.3
2018/09/16	23	300	29	150	2.3
2018/11/16	18	300	21	150	2.9
2018/11/30	4	300	5	150	2.6
2018/12/16	22	300	24	150	2.5

De esta manera se extrajeron 5258 fuentes de *Gaia* que son probables miembros, con un movimiento propio medio de ≈ 2 mas año^{-1}. Entre estas fuentes están todas las variables conocidas excepto V24, V26 y V31 que, sin embargo, también fueron incluidas en la Figura 1 y en nuestro análisis.

Según nuestra fotometría, varias de las variables RR Lyrae son demasiado brillantes con relación a la rama horizontal: V3, V19, V22, V24, V28 y V29. Estudiando las fuentes *Gaia* que se corresponden con las variables, encontramos que, en varios casos, al menos dos fuentes *Gaia* son cubiertas por una única PSF en nuestras imágenes. Corregimos esto (*i*) eligiendo una de las estrellas de cada par como la variable, (*ii*) convirtiendo sus magnitudes *Gaia* al sistema de Johnson-Cousins, (*iii*) calculando las magnitudes conjuntas de los pares y sus diferencias con las magnitudes de las variables, y (*iv*) aplicando estas correcciones a *nuestras* magnitudes estándar. Estas correcciones están indicadas como líneas en la Figura 2 —las posiciones finales en rojo—, en tanto que en la Figura 1 sólo se indican las posiciones ya corregidas. Si bien varias de las variables se acercan a la rama horizontal, otras aún muestran ubicaciones peculiares que llevan a sospechar de su membresía, o de que tienen otra fuente contaminante próxima. Esto último ciertamente marca una limitación de nuestra fotometría. Cabe remarcar que no solamente se corrigieron las magnitudes, sino también las amplitudes de las curvas de luz correspondientes.

No descubrimos nuevas variables en el campo observado; para las conocidas, determinamos los períodos con PERIOD04 (Lenz & Breger, 2005). El período promedio de 8 variables RRab (pulsadores en el modo fundamental) es de 0.57 días, en tanto que el de 6 RRc (pulsadores en el primer sobretono) es de 0.32 días, ambos valores típicos para cúmulos globulares de tipo Oosterhoff I. La Figura 3 muestra, como ejemplo, la curva de luz de la RRab V4. De las tres variables SX Phoenicis conocidas, V25, V26 y V30, sólo detectamos la V25. Estas variables pulsantes están en la zona de los *blue stragglers* (cf. Figura 1).

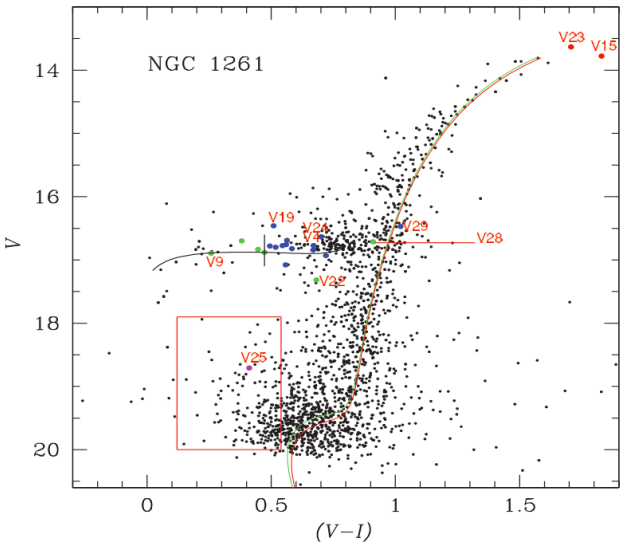


Figura 1: Diagrama color-magnitud de NGC 1261. Los puntos representan promedios ponderados por la intensidad. Las estrellas variables están representadas por círculos de colores; en particular, los círculos verdes representan las RRc y los azules las RRab. Las isócronas corresponden a edades de 10.0 y 11.0 Gyr, [Fe/H] $= -1.4$, $Y = 0.25$ (VandenBerg et al., 2014), posicionadas a 17.2 kpc y $E(B-V) = 0.01$.

2. Parámetros físicos de las RR Lyrae

Es posible derivar los parámetros físicos de variables RR Lyrae con el método de la descomposición de Fourier de las curvas de luz. Los parámetros de Fourier pueden relacionarse, a través de calibraciones apropiadas, con dichos parámetros estelares. La representación de Fourier de una curva de luz es:

$$m(t) = A_0 + \sum_{k=1}^{N} A_k \cos\left(\frac{2\pi}{P}\, k\, (t-E) + \phi_k\right), \quad (1)$$

en la que $m(t)$ es la magnitud en el instante t, P es el período y E es la época. Los parámetros de Fourier

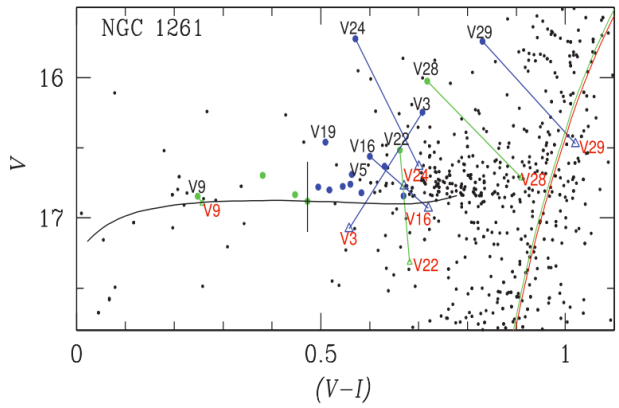


Figura 2: Detalle de la rama horizontal de NGC 1261.

Tabla 2: Parámetros físicos medios de RR Lyrae en NGC 1261.

	$[Fe/H]_{UVES}$	M_V	$\log T_{eff}$	$\log(L/L_\odot)$	$M/M_\odot$	$R/R_\odot$
RRab	-1.38 ± 0.05	0.590 ± 0.042	3.810 ± 0.008	1.664 ± 0.006	0.66 ± 0.05	5.51 ± 0.09
RRc	-1.38 ± 0.29	0.547 ± 0.014	3.866 ± 0.001	1.681 ± 0.005	0.54 ± 0.03	4.31 ± 0.05

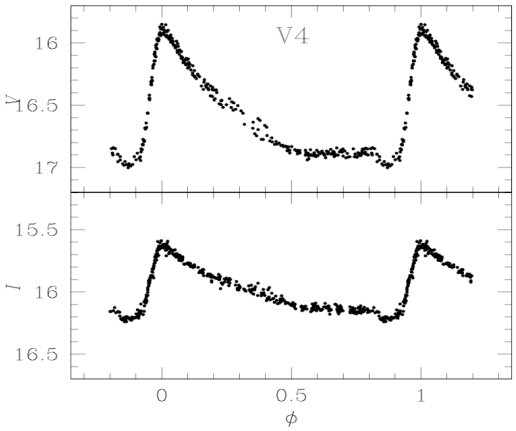


Figura 3: Curvas de luz en V e I de la RRab V4 en NGC 1261.

son $\phi_{ij} = j\phi_i - i\phi_j$ y $R_{ij} = A_i/A_j$. Para la abundancia del hierro y la magnitud absoluta de las RRab utilizamos las calibraciones semiempíricas de Jurcsik & Kovács (1996) y Kovács & Walker (2001), respectivamente; para las RRc, las de Morgan et al. (2007) y Kovács (1998). Las calibraciones de ambos tipos de variable son independientes. Por otra parte, estimamos la temperatura efectiva como describe Jurcsik (1998). Estas calibraciones y sus puntos cero han sido discutidos en detalle por Arellano Ferro et al. (2013). La Tabla 2 lista los parámetros físicos *medios* derivados con 5 RRab y 4 RRc. La metalicidad $[Fe/H]_{UVES}$ está expresada en la escala de Carretta et al. (2009).

3. Parámetros de NGC 1261

Disponiendo de la metalicidad y la magnitud absoluta de las RR Lyrae de un cúmulo globular, es posible estimar la metalicidad y la distancia de éste.

En primer lugar, se puede adoptar como el valor de la metalicidad del cúmulo a la combinación de los promedios para las RRab y RRc en la Tabla 2, es decir, $[Fe/H]_{UVES} = -1.38 \pm 0.29$ dex.

Dado que las RRab tienen aproximadamente el mismo color $(V-I)$ intrínseco en los mínimos, se pueden obtener los enrojecimientos individuales y, con ellos, calcular un enrojecimiento medio para el cúmulo. Con la calibración de Guldenschuh et al. (2005) $(V-I)_{0,\min} = 0.58 \pm 0.02$, más la relación $E(V-I)/E(B-V) = 1.259$ (Schlegel et al., 1998), resulta $E(B-V) = 0.055 \pm 0.051$, es decir, pequeño y de acuerdo con la literatura (0.01 según Harris 1996).

Finalmente, con las magnitudes absolutas medias de la Tabla 2 y el enrojecimiento calculado arriba, se derivan las distancias 17.2 ± 0.4 kpc (RRab) y 17.6 ± 0.7 kpc (RRc). Tal vez conviene ignorar el valor derivado de las RRc, dada la dispersión que muestran alrededor de la rama horizontal. También puede utilizarse la relación período-luminosidad para las curvas de luz de las RR Lyrae en la banda I de Catelan et al. (2004):

$$M_I = 0.471 - 1.132 \log P + 0.205 \log Z, \qquad (2)$$

con Z la metalicidad. De 6 RRab y 4 RRc encontramos una distancia media de 16.65 ± 0.27 kpc, en muy buena correspondencia con los valores dados arriba.

4. Estructura de la rama horizontal

En la rama horizontal (Figura 2) se observa, señalada por una línea vertical en $(V-I) \sim 0.47$–0.48, una clara separación entre las RRc (izquierda) y las RRab (derecha). Esta es una característica que hemos notado en numerosos cúmulos, sobre todo de tipo Oosterhoff II, pero también en unos pocos Oosterhoff I con rama horizontal predominantemente roja, como NGC 1261. En el marco de la teoría de evolución de variables RR Lyrae en la rama horizontal de Caputo et al. (1978), interpretamos el color de la separación como el límite rojo de la franja de inestabilidad para el primer sobretono. Para una discusión actualizada del tema, ver Arellano Ferro et al. (2018b).

Referencias

Arellano Ferro A., et al., 2013, MNRAS, 434, 1220
Arellano Ferro A., et al., 2014, RMxAA, 50, 307
Arellano Ferro A., et al., 2016, Ap&SS, 361, 175
Arellano Ferro A., et al., 2018a, Astron. Nachr., 339, 183
Arellano Ferro A., et al., 2018b, RMxAA, 54, 325
Bramich D.M., 2008, MNRAS, 386, L77
Bustos Fierro I.H., Calderón J.H., 2019, MNRAS, 488, 3024
Caputo F., et al., 1978, A&A, 67, 107
Carretta E., et al., 2009, A&A, 508, 695
Catelan M., et al., 2004, ApJS, 154, 633
Clement C.M., et al., 2001, AJ, 122, 2587
Fourcade C.R., Laborde J.R., 1966, Atlas y Catálogo de Estrellas Variables en Cúmulos globulares al sur de $-29°$, Córdoba, Argentina
Gaia Collaboration, et al., 2016, A&A, 595, A1
Gaia Collaboration, et al., 2018, A&A, 616, A1
Guldenschuh K.A., et al., 2005, PASP, 117, 721
Harris W.E., 1996, AJ, 112, 1487
Jurcsik J., 1998, A&A, 333, 571
Jurcsik J., Kovács G., 1996, A&A, 312, 111
Kovács G., 1998, MmSAI, 69, 49
Kovács G., Walker A.R., 2001, A&A, 371, 579
Laborde J.R., Fourcade C.R., 1966, MmSAI, 37, 251
Lenz P., Breger M., 2005, Comm. Asteroseismology, 146, 53
Morgan S.M., et al., 2007, MNRAS, 374, 1421
Schlegel D.J., et al., 1998, ApJ, 500, 525
VandenBerg D.A., et al., 2014, ApJ, 794, 72

Curvas de luz tempranas de supernovas ricas en hidrógeno

B.N. Englert Urrutia[1], M.C. Bersten[1,2] & L.S. Cidale[1,2]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*

Contacto / ebrenda@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Observaciones de supernovas ricas en hidrógeno (SNs II) muestran que sus curvas de luz (CLs) tempranas evolucionan más lentamente que lo que predicen los modelos teóricos. Una solución para dicha discrepancia es considerar la existencia de un material circunestelar (CSM por sus siglas en inglés), el cual sería eyectado por la estrella progenitora años antes de la explosión. Para estudiar su efecto en la morfología de las CLs tempranas, caracterizamos al CSM mediante tres parámetros: la extensión radial, la tasa de pérdida de masa y la pendiente del perfil de densidad externo. Por último, consideramos un conjunto de SNs posiblemente afectado por un CSM (SN 1999em, SN 2004et, SN 2005cs, SN2012aw y SN 2012ec) y derivamos las propiedades del mismo, necesarias para explicar las observaciones.

Abstract / Observations of hydrogen-rich supernovae (SNe II) show that their early light curves (LCs) evolve slower than the models predictions. One possible solution to this discrepancy is to consider the existence of some circumstellar material (CSM), probably ejected by the progenitor star years before the explosion. To analyze its effect on the morfology of early LCs, we characterize the CSM with three parameters: the radial extension, the mass loss rate and the slope of the external density profile. Finally, we consider a sample of well-observed SNe possibly affected by CSM (SN 1999em, SN 2004et, SN 2005cs, SN2012aw and SN 2012ec), and derive the CSM properties necessary to explain the observations.

Keywords / supernovae: general — stars: massive — circumstellar matter

1. Introducción

De los distintos tipos de supernovas (SNs) que se conocen en la naturaleza, las más comunes son las de colapso gravitatorio ricas en hidrógeno (SNs II). Estos objetos muestran en sus espectros líneas de hidrógeno con perfiles P-Cygni bien definidos, y algunos presentan en sus curvas de luz (CLs) una fase de luminosidad aproximadamente constante, aunque la pendiente de dicha fase depende del objeto. Se piensa que sus progenitores son estrellas supergigantes rojas con un rango de masas iniciales entre 8 y 25 $M_\odot$, y con tasas de pérdida de masa observadas de $\sim 10^{-6}\ M_\odot\ \mathrm{a}^{-1}$. Si bien las estrellas masivas sufren grandes pérdidas de masa debido a fuertes vientos estelares, es necesario que los progenitores de las SNs II retengan una considerable envoltura de hidrógeno antes de la explosión, para poder reproducir sus CLs.

En las últimas décadas se han hecho muchos esfuerzos por tratar de observar SNs lo antes posible luego de la explosión, dado que estos datos pueden revelar importante información de la estructura de la estrella progenitora. Lo que se ha observado es que las CLs tempranas muestran una importante discrepancia entre los modelos teóricos y las observaciones, por lo que se han propuesto diferentes explicaciones. Una posibilidad es suponer la presencia de un CSM cercano al progenitor (Moriya et al., 2011; Morozova et al., 2017; Yaron et al., 2017, entre otros). Dicho material podría haber sido eyectado por el progenitor mediante vientos un tiempo antes de la explosión. El objetivo de este trabajo es entonces considerar la existencia de este posible CSM y analizar los efectos de su presencia sobre la CL temprana de SNs II.

2. Método

2.1. Código hidrodinámico

Usamos un código hidrodinámico unidimensional (Bersten et al., 2011), el cual simula explosiones estelares partiendo de estructuras en equilibrio hidrostático, suponiendo simetría esférica de un gas autogravitante y considerando la aproximación de difusión para describir el transporte radiativo. En particular, el código permite calcular CLs bolométricas y velocidades fotosféricas bajo distintas condiciones físicas, tales como la masa y el radio del progenitor, o la energía de la explosión.

2.2. Material circunestelar

Para considerar la presencia de un CSM cercano al progenitor, modificamos el perfil de densidad más externo de la estrella según la parametrización

$$\rho_{\mathrm{CSM}}(r) = \frac{\dot{M}}{4\pi v_{\mathrm{viento}}(r)} r^{-2}, \qquad (1)$$

la cual se deriva de la conservación de la masa. Suponemos además la ley beta de velocidades, como en Moriya et al. (2017),

$$v_{\mathrm{viento}}(r) = v_0 + (v_\infty - v_0)\left(1 - \frac{R}{r}\right)^{\beta}, \qquad (2)$$

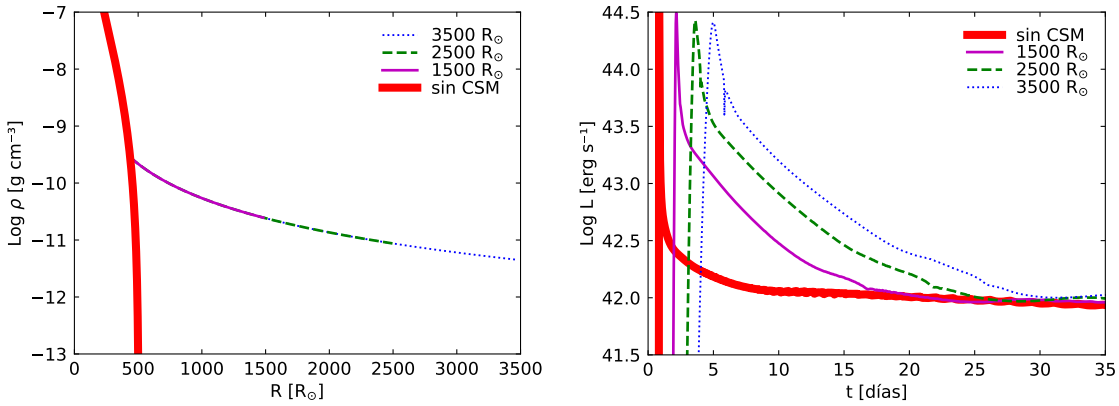


Figura 1: Izquierda: Parte más externa del perfil de densidad de una estrella de 500 $R_\odot$ antes de la explosión, en función de la coordenada radial. Sin CSM (línea sólida ancha) y modelos donde se adjunta un material con diferentes R_{CSM}: 1500 $R_\odot$, 2500 $R_\odot$ y 3500 $R_\odot$. Derecha: CLs bolométricas correspondientes a los casos con y sin CSM.

para poder analizar modelos de viento estacionario con velocidad constante ($\beta = 0$) y acelerado ($\beta > 0$). Por simplicidad, dejamos fijos los valores de las velocidades inicial (v_0 = 10 m s^{-1}) y terminal (v_∞ = 10 km s^{-1}) del viento.

Como siguiente paso, caracterizamos al CSM mediante tres parámetros:

- su extensión radial (R_{CSM}),
- la tasa de pérdida de masa ($\dot{M}$),
- la pendiente del perfil (β).

En este trabajo presentamos solo el efecto de considerar diferentes R_{CSM}, dejando fijos a los parámetros $\dot{M}$ y β, para una estrella progenitora de 15 $M_\odot$ y 500 $R_\odot$ previo a la explosión. Además, para la energía de la explosión usamos un valor típico de 1 x 10^{51} erg. En la Fig. 1 se muestran los perfiles de densidad (izquierda) y sus respectivas CLs bolométricas (derecha) de modelos con y sin CSM. Concluimos para este caso en que solo variamos R_{CSM} que, a medida que aumenta la extensión del material, el máximo de la CL se hace levemente más débil pero considerablemente más ancho, y por ende la caída de la luminosidad se vuelve cada vez más lenta. Luego, se retrasa sustancialmente el comienzo de la fase de recombinación del hidrógeno. Es importante notar que, a tiempos posteriores ($\gtrsim$ 25 días después de la explosión) la presencia de CSM deja de afectar a las CLs. Debido a esto, solo graficamos las CLs hasta aproximadamente el comienzo de esa fase.

Un efecto similar se encuentra si variamos tanto $\dot{M}$ como β, dejando al resto de los parámetros fijos.

3. Modelos con CSM

3.1. SN 1999em

Como primer paso, presentamos el análisis realizado para la SN 1999em. Este objeto es una SN II prototipo que ha sido muy estudiada en la literatura. La Fig. 2 muestra la comparación entre las observaciones de este objeto (puntos rojos) y un modelo sin CSM (línea punteada), calculado para un progenitor de 19 $M_\odot$ y 800 $R_\odot$, y una energía de explosión de 1.25 x 10^{51} erg. Si bien a partir de los $\sim$ 20 días después de la explosión hay un buen ajuste entre la CL bolométrica (derecha) y las observaciones, se puede apreciar una importante discrepancia a tiempos más tempranos, la cual intentamos explicar con la inclusión de un CSM.

Luego, utilizando las mismas propiedades para el progenitor, es decir 19 $M_\odot$ y 800 $R_\odot$ y una energía de explosión igual 1.25 x 10^{51} erg, exploramos diferentes propiedades del CSM para intentar reproducir las observaciones tempranas. Encontramos un posible conjunto de soluciones (ver Fig. 2) que ajustan tanto a las CLs bolométricas (izquierda) como a las velocidades fotosféricas (derecha) en simultáneo. Para cada modelo derivamos los parámetros del CSM, como se detalla en la Tabla 1. En particular, prestamos especial atención a las tasas de pérdida de masa: para el caso de velocidad constante ($\beta = 0$) se obtiene $\dot{M} \sim 10^{-2}$ $M_\odot$ a^{-1}, valor mucho mayor a lo que se observa; mientras que para casos de viento acelerado ($\beta \geqslant 4$) ese valor se reduce a $\dot{M} \sim 10^{-4}$ $M_\odot$ a^{-1}. Para $0 < \beta < 4$ no encontramos soluciones.

Respecto a las velocidades fotosféricas, tanto los modelos con y sin CSM reproducen razonablemente bien a las observaciones (ver Fig. 2). En este caso, sería necesario tener espectros aún más tempranos para poder diferenciar entre modelos con y sin CSM.

3.2. Conjunto de SNs

Además de la SN 1999em, analizamos otras cuatro SNs II: SN 2004et, SN 2005cs, SN 2012aw y SN 2012ec, estudiadas en detallen en Martinez & Bersten (2019). En dicho trabajo se encontraron los parámetros físicos (M, R, E y $M_{Ni^{56}}$) que reproducen las CLs y las velocidades fotosféricas para la mayor parte de la evolución. Sin embargo, se pueden ver importantes discrepancias en las CLs tempranas de los modelos y de las observaciones debido a que no se consideró la presencia de un CSM. Todos estos objetos tienen la particularidad de contar con una buena cobertura tanto fotométrica como espectroscópica, además de identificación y confirmación de progenitor.

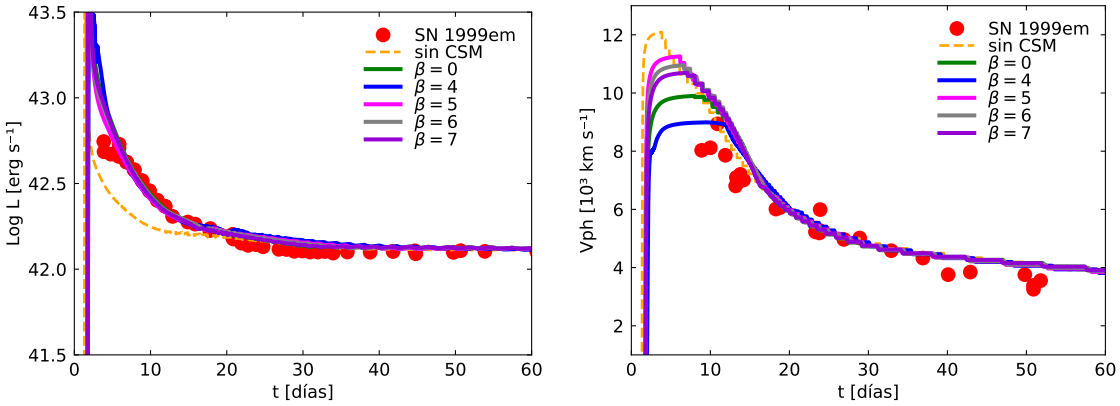


Figura 2: Comparación entre CLs bolométricas (izquierda) y velocidades fotosféricas (derecha) con las observaciones de la SN 1999em (puntos rojos). Se muestran modelos sin CSM (línea punteada) y con CSM para diferentes valores de β (líneas sólidas). Tanto las observaciones de la SN 1999em como el modelo sin CSM son presentados en Bersten et al. (2011).

Tabla 1: Parámetros del CSM obtenidos para las soluciones halladas de la SN 1999em.

$R_{\rm CSM}$ [R$_\odot$]	$\dot{M}$ [$M_\odot$ a^{-1}]	β	$M_{\rm CSM}$ [M$_\odot$]
1100	8.5 x 10^{-2}	0	0.081
2000	7.0 x 10^{-4}	4	0.227
1100	2.5 x 10^{-4}	5	0.125
1100	1.5 x 10^{-4}	6	0.101
1100	1.0 x 10^{-4}	7	0.081

Para cada una de estas SNs realizamos un análisis similar al de la SN 1999em, encontrando en cada caso un conjunto de soluciones que reproducen bien las observaciones tempranas. Por razones de espacio, dichos modelos no son presentados. Sin embargo, en la Fig. 3 se muestran los valores de β y $\dot{M}$ obtenidos para estos cuatro objetos e inlcuimos además a la SN 1999em. De la figura vemos que:

- si el viento tiene velocidad constante ($\beta = 0$), hallamos altas tasas de pérdida de masa ($\dot{M} \sim 10^{-1}\ M_\odot$ a^{-1}) para las cinco SNs;
- si el viento es acelerado, obtenemos soluciones con $\beta \geqslant 4$, cuyas tasas de pérdida de masa se reducen al rango de $10^{-5}\ M_\odot$ a$^{-1} \leqslant \dot{M} \leqslant 10^{-3}\ M_\odot$ a^{-1}. Estos últimos valores son más cercanos a los valores observados.

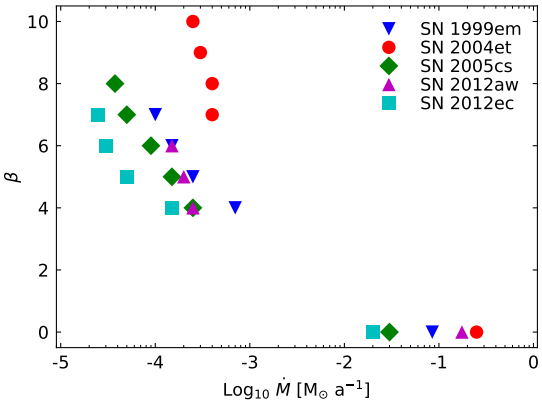


Figura 3: Parámetros β y $\dot{M}$ obtenidos de las posibles soluciones de este conjunto de SNs.

4. Conclusiones

Debido a la existencia de SNs II cuyas CLs tempranas no pueden ser explicadas mediante modelos teóricos típicos, incorporamos la presencia de un CSM. Caracterizamos al CSM mediante 3 parámetros: $R_{\rm CSM}$, $\dot{M}$ y β.

Analizamos un conjunto de cinco SNs II que pudiesen estar afectadas por un CSM, y obtuvimos buenos ajustes tanto para las CLs tempranas como para las velocidades fotosféricas. Sin embargo, altas tasas de pérdida de masa ($\sim 10^{-1}\ M_\odot$ a^{-1}) se derivan para todos los objetos si suponemos que el viento tiene velocidad constante de 10 km s^{-1}, velocidad típica para las supergigantes rojas. En cambio, si se considera un viento acelerado, estos valores se reducen considerablemente ($10^{-5}\ M_\odot$ a$^{-1} \leqslant \dot{M} \leqslant 10^{-3}\ M_\odot$ a^{-1}). Si bien estas tasas de pérdida de masa calculadas siguen sobrestimando los valores observados ($\sim 10^{-6}\ M_\odot$ a^{-1}), las diferencias podrían deberse a la posibilidad de que las tasas de pérdida de masa observadas no correspondan con los valores de los vientos justo antes de la explosión.

Agradecimientos: B.E. agradece el apoyo financiero de la Agencia Nacional de Promoción Científica y Tecnológica (Préstamo BID, PICT 2016/1971). Además, agradecemos a Laureano Martinez por los modelos iniciales de las SNs.

Referencias

Bersten M.C., Benvenuto O., Hamuy M., 2011, ApJ, 729, 61
Martinez L., Bersten M.C., 2019, A&A, 629, A124
Moriya T., et al., 2011, MNRAS, 415, 199
Moriya T.J., et al., 2017, MNRAS, 469, L108
Morozova V., Piro A.L., Valenti S., 2017, ApJ, 838, 28
Yaron O., et al., 2017, Nat. Phys., 13, 510

New light curve of massive star binary system HD 152590

J.A. Moreno[1,2] & G.A. Ferrero[1,2]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*

Contact / jmoreno@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Presentamos una nueva curva de luz del sistema binario eclipsante HD 152590. La misma fue obtenida a partir de una serie de imágenes tomadas utilizando filtros B, V, R e I del sistema de Johnson & Morgan mediante el uso de fotometría diferencial. Las observaciones fueron realizadas con el telescopio Helen Sawyer Hogg (HSH) de 0.6 m, situado en el cerro Burek, perteneciente al Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO) en Argentina. Los resultados obtenidos del análisis de nuestra curva de luz, comparada con los datos fotométricos del relevamiento *All Sky Automated Survey* (ASAS), aportan nuevos indicios acerca de la existencia de movimiento apsidal.

Abstract / We present a new light curve of the eclipsing binary system HD 152590. It was obtained by differential photometry from a series of images in filters B, V, R and I from the Johnson & Morgan system. The observations were made with the 0.6 m Helen Sawyer Hogg (HSH) telescope, located on the Burek hill, that belongs to Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO) in Argentina. The comparison of our light curve with that obtained from the photometric data of the All Sky Automated Survey (ASAS) yields new hints on the existence of apsidal motion in this system.

Keywords / binaries: eclipsing — binaries: close — stars: massive — techniques: photometric

1. Introduction

In the last few decades it became evident that massive stars play a key role among the astrophysical objects that dictate the evolution of the universe as we know it.

Massive stars are stars that conclude their existence as gravitational collapse supernovae. To accomplish this, their main sequence mass must be $M \gtrsim 8$ M$_\odot$ at the time the star enters the ZAMS (Zinnecker & Yorke, 2007). They are responsible for the formation of neutron stars and black holes. Also have a leading role in the evolution of galaxies and are the main source of heavy chemicals elements and UV radiation. They are usually found in binary systems much more frequently than stars of lower mass (Barbá et al., 2017; Sana et al., 2012)

Binary systems are exceptionally interesting objects, consisting of a multitude of configurations that are bound together by a complex evolutionary history. Moreover, eclipsing binaries are extremely important in our understanding of massive stars. They are the primary, most direct approach to determine fundamental stellar astrophysical quantities such as mass, radius, and temperature. Also, we use them to test stellar evolutionary models.

The massive binary system HD 152590 (V1297 Sco, $V = 8.444$, $\alpha_{J2000} = 16^h\ 56^m\ 05.215^s$, $\delta_{J2000} = -40^o\ 20'\ 57.576$") is an eclipsing binary related with the stellar association Sco OB1. The components of the system are an O7.5V and a B3V: type stars (Sota et al., 2014; Ferrero, 2016). There is evidence supporting the idea that this system is part of the open cluster Tr 24 (Perry et al., 1991).

Gieseking (1982) discovered the binarity of HD 152590 using radial velocity curves obtained with objective prism spectroscopy performed at the European Southern Observatory (ESO). As a result of these observations, he was able to obtain the period (4.4870 ± 0.0003 days) and the remaining spectroscopic orbital elements.

Afterwards Otero & Claus (2004, hereafter, OC) were the first to obtain a light curve with photometric data from the All Sky Automated Survey (ASAS, Pojmanski, 1997)⋆. Also, they were able to classify the system as an eclipsing binary of Algol type.

Later on, Ferrero (2016) reported the probable existence of apsidal motion (also known as orbital precession) in this system. This was based on the contrast between the orbital solution of Gieseking (1982) and the one found by Ferrero using high resolution spectroscopy taken at CASLEO and from the OWN Survey⋆⋆ (Gamen et al., 2007; Barbá et al., 2017).

As outlined above, different authors used photometric and spectroscopic data to achieve an orbital solution separately, but until now never together. To accomplish the latter, due to uncertainties in the ASAS observations (tipically ~ 0.043 mag), we realized that we should aim to obtain a better photometry (error lower than 0.01 mag). Additionally, the possible existence of apsidal motion indicates that it is convenient to obtain a light curve in a short time span. This is why we decided to observe again the system, as described in Sec.

⋆Data available at http://www.astrouw.edu.pl/asas/ .
⋆⋆High resolution spectroscopic monitoring of Galactic O- and WN-type stars of the Southern hemisphere.

2., in order to gather new photometric data (Sec. 3.) and build a new light curve (Sec. 4.).

2. Observations

We obtained images of HD 152590 using filters B, V, R and I from the Johnson & Morgan system, see Fig. 1. The observations were made on the nights from 10 to 16 June of 2018 making use of the HSH telescope, belonging to CASLEO, in Argentina. It has a focal ratio of $f/15$, a FOV of 9.2×9.2 arcmin^2 and a plate scale of 0.54 arcsec pix^{-1}. The CCD has a filter wheel integrated with standard filters U, B, V, R and I (Pereyra et al., 2018).

The observations were acquired from a regular observational proposal for the 2018A semester in remote mode. The primary eclipse was observed in the nights of June 10 and 14, and the secondary eclipse on June 12 and 16. During each night we observed with the four filters B, V, R, I, following the repetitive sequence BBB VVV RRR III. From that observation shift we obtained a total of 1797 images. In the nights where we did not expect eclipses to occur, only a few images were taken to determine the maximum brightness of the system.

The exposure times in each filter were chosen in such a way that the maximum intensity in our images were approximately 30 000 counts. In this way, we prevent the saturation of the CCD, which is produced around 60 000 counts, and we also make sure we do not exceed the linear range of the detector.

Calibration images were taken every night (at least 10 bias, 10 flat-fields for each filter and 10 dark-fields for each exposure time used). Exposure times for each filter are presented in Table 1.

According to our measurements, it seems that the seeing during our observations was better than usual for that site (3 arcsec***). In our observations we measured a typical value of 2.4 arcsec for the seeing, with a minimum value of 1.4 arcsec in filter I during the night of June 16. The average seeing values for each night and filter can be seen in Table 1.

3. Photometry

The images were processed using the standard procedure with IRAF****. To get an optimal signal-to-noise ratio, we work with an aperture radius of 7 pix. To subtract the emission of the sky, we took a ring of 14 pix internal radius and a width of 10 pix.

The differential photometry was performed using LS 3848 as a comparison star and HD 322411 as a control star, see Fig. 1. In order to choose the appropriate stars for comparison, we adopted the following criteria. Within the stars that were in the field of HD 152590, we took the brightest, which also fulfilled the condition of having a constant brightness. This was verified by analyzing the variation of the brightness difference among the brightest stars of the field throughout the night. In this analysis we found that the brightness of the two comparison stars are constant, at least within a range of 0.0097 magnitudes in the V filter Fig. 2.

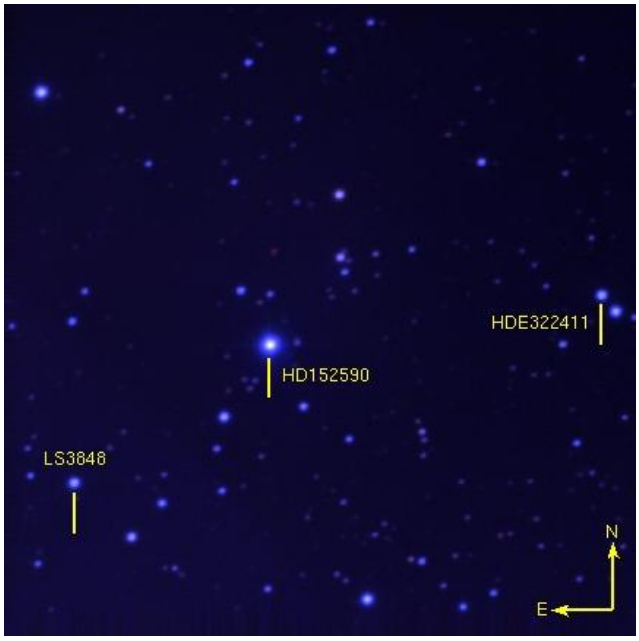


Figure 1: RGB image of HD 152590 field averaging all the images taken during 10 June night in B, V and R filters. Comparison star LS 3848 and control star HD 322411 are also indicated.

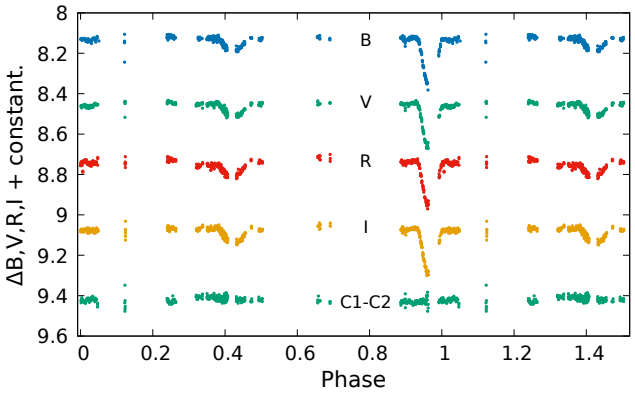


Figure 2: Differential photometry of HD 152590. In each filter a different constant was added to make its visualization easier. C1-C2 represents the difference between the comparison star and the control star in the V filter.

4. Light curve analysis and discussion

From the photometric measurements we obtained the system light curves for the different filters. There we observed light curves with the characteristic profile of an eclipsing binary of the Algol type, as OC already did Fig. 2.

***According to the website of the telescope ASH 2. Available in https://casleo.conicet.gov.ar/ash/ .

****The Image Reduction and Analysis Facility is distributed by the National Optical Astronomy Observatories, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under a cooperative agreement with the National Science Foundation.

Table 1: Observation parameters divided by night and filters.

Night	B				V				R				I			
	n	t_m	t_M	S	n	t_m	t_M	S	n	t_m	t_M	S	n	t_m	t_M	S
10	76	30	45	3.5	75	20	40	3.4	75	10	20	3.2	75	15	25	3.1
11	26	20	40	3.0	26	20	40	2.8	27	10	15	2.7	27	10	15	2.6
12	45	45	45	3.1	48	25	40	3.0	45	20	20	2.8	45	15	30	2.6
13	12	40	40	2.8	12	30	40	2.9	12	15	15	2.7	12	20	20	2.6
14	124	40	45	2.9	128	25	40	2.8	126	15	25	2.6	128	15	20	2.4
15	12	45	45	2.4	12	40	40	1.9	12	20	20	1.8	12	25	25	1.6
16	129	10	40	1.5	141	5	20	1.5	141	3	10	1.4	139	3	10	1.4

n: Number of observations; t_m: Minimum exposure time [s]; t_M: Maximum exposure time [s]; S: Average FWHM [arcsec].

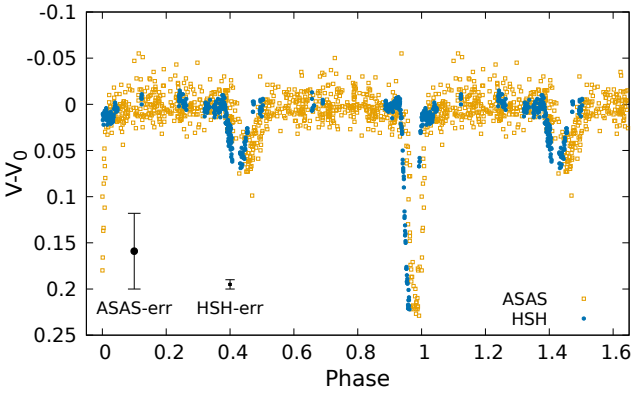


Figure 3: ASAS light curve in dark yellow and ours in blue. The data error bars corresponds to the typical error in ASAS according to the survey tables and HSH data.

In Fig. 2, we show the differential photometry for each filter. We added a different constant to each filter only to make its visualization easier. In the V filter, the constant was chosen in such a way that the maximum brightness of the system coincided with the one reported by OC. For the calculation of the phases in Fig. 2 and Fig. 3 we used the ephemerides from Ferrero (2016).

When we compare our observations with those of ASAS used by OC (Fig. 3), we see the effect of the difference in the error estimated by ASAS in their measurements (0.043 mag) and the error in our measurements $\delta(\Delta V) \sim 0.005$ mag in V filter. We calculated $\delta(\Delta V)$ as the mean of $\sqrt{(\delta V^2 + \delta C_1^2)}$ over all the observing nights, where $\Delta V = V - C_1$, V and C_1 are the magnitudes of the variable and the comparison star respectively, and δ indicates the error calculated by the task PHOT of IRAF for each individual measurement.

Regarding the depths of the eclipses, we can see that the two measurements agree with each other.

Finally, in Fig. 3 we can see that our observations do not coincide exactly in phase with those of ASAS. They seem as if they were displaced, but the amount of displacement is greater around the secondary minimum. These phase displacements could be explained in different ways. A first possibility is that they are due to insufficiently accurate values of the ephemeris parameters as, for example, the period of the system. A second one is the presence of a third body causing the barycenter of the binary system orbiting around the barycenter of the triple system. And another one is the existence of apsidal motion. The two firsts possibilities imply equal phase displacements in both eclipses, while the last one do not. Even more, in case of a favourable value of periastron's argument, differences in phase displacements of the eclipses could be notable (Hilditch, 2001, Ch. 4). This is why we lean in favor of the idea proposed by Ferrero (2016) about apsidal motion as an explanation of this phenomenon. In future works we will complement the analysis of the light curve with spectroscopic data. In this way, we aspire to achieve a complete orbital solution and to prove or reject the existence of apsidal motion in the system.

Acknowledgements: We would like to thank the director, staff and scientific committee of CASLEO for their help and support in this work. JAM gratefully acnowledges Cinthya N. Rodriguez for her excellent collaboration during one of the observing nights.

References

Barbá R.H., et al., 2017, J.J. Eldridge, J.C. Bray, L.A.S. McClelland, L. Xiao (Eds.), *The Lives and Death-Throes of Massive Stars*, *IAU Symposium*, vol. 329, 89–96
Ferrero G., 2016, *Estudio de la variación de la línea de las ápsides en sistemas binarios masivos*, Ph.D. thesis, Univ. Nac. de La Plata
Gamen R., et al., 2007, BAAA, 50, 105
Gieseking F., 1982, A&AS, 49, 673
Hilditch R.W., 2001, *An Introduction to Close Binary Stars*, Cambridge University Press
Otero S.A., Claus F., 2004, Information Bulletin on Variable Stars, 5495, 1
Pereyra P.F., et al., 2018, BAAA, 60, 70
Perry C.L., Hill G., Christodoulou D.M., 1991, A&AS, 90, 195
Pojmanski G., 1997, AcA, 47, 467
Sana H., et al., 2012, Science, 337, 444
Sota A., et al., 2014, ApJS, 211, 10
Zinnecker H., Yorke H.W., 2007, ARA&A, 45, 481

Estudio espectroscópico de cúmulos estelares pertenecientes a la Nube Mayor de Magallanes

C.G. Oviedo[1] & A.V. Ahumada[1,2]

[1] *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*
[2] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

Contacto / coviedo@unc.edu.ar

Resumen / Presentamos espectros integrados obtenidos en el Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO) para una muestra de cúmulos estelares (CE) pertenecientes a la Nube Mayor de Magallanes (NMM). Derivamos parámetros fundamentales de estos CE, tales como excesos de color $E(B-V)$ y edades, a partir de la medición de anchos equivalentes y de ajustes de espectros patrones de características muy bien conocidas (*templates*). Estos espectros permiten completar la base de espectros de metalicidad típica de la NMM, con los que se crearán nuevos *templates*.

Abstract / We present integrated spectra obtained in the Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO) for a sample of star clusters (SCs) from the Large Magellanic Cloud (LMC). We derive fundamental parameters of these SCs, such as a color excesses $E(B-V)$ and ages, from the measurement of equivalent widths and the fitting of spectra of well-known properties (templates). These spectra complement the previous spectrum sample with the LMC metallicity, that can be used to create news templates.

Keywords / techniques: spectroscopic — galaxies: individual (LMC) — Magellanic Clouds — galaxies: star clusters: general

1. Introducción

Los cúmulos estelares (CE) pueden considerarse como los bloques fundamentales que constituyen las galaxias en que se encuentran, por lo que el estudio de éstos provee información relevante sobre la formación estelar e historia del enriquecimiento químico de las galaxias. En particular, los CE de la Nube Mayor de Magallanes (NMM), por su proximidad y variedad, se presentan como excelentes candidatos para estudiar acerca de los procesos mencionados en la misma (Chilingarian & Asa'd, 2018). La espectroscopía integrada ha demostrado ser una poderosa herramienta para el estudio de los CE, permitiendo determinar edad, enrojecimiento y metalicidad. Esta técnica ha sido aplicada con éxito para estudiar CE del Grupo Local, tanto de la Vía Láctea (e.g., Clariá et al. (2017); Larsen et al. (2017)), como de las Nubes de Magallanes (e.g., Ahumada et al. (2019)), e incluso de galaxias más distantes (e.g., Simanton-Coogan et al. (2017)). Además, Asa'd et al. (2013) encontraron que los espectros integrados de CE, cuando se comparan con modelos computacionales de alta resolución, proveen edades robustas.

2. Observaciones espectroscópicas y determinación de parámetros

Continuando con un programa sistemático de observación espectroscópica de CE de la NMM, se seleccionaron 10 CE concentrados, cuyas denominaciones y coordenadas ecuatoriales se presentan en la Tabla 1. También se indican los tipos SWB de la secuencia introducida por Searle et al. (1980) y las razones señal-ruido (S/R) de los espectros finales. Las observaciones fueron realizadas en el 2011 en CASLEO, usando el telescopio "Jorge Sahade" (2.15 m) y el espectrógrafo REOSC (dispersión simple). Se usó una red de 300 l/mm y una ranura de 400 μm, obteniendo espectros con una dispersión de 3.46 Å pix^{-1} y una resolución de 14 Å en el rango visible (3700 − 6700 Å). Las exposiciones se realizaron desplazando suave y continuamente el telescopio en declinación a través de todo el CE. Los datos obtenidos fueron reducidos con IRAF* de manera estándar (ver Ahumada et al. (2016)). Los espectros finales normalizados, calibrados en longitud de onda y en unidades de flujo, se presentan en la Fig. 1.

Usando espectros integrados de CE, Bica & Alloin (1986) y Santos & Piatti (2004) calibraron los anchos equivalentes de diferentes líneas (H_α, Na I, Mg I, H_β, H_γ, Gband-CH, CN, H_δ, H Ca II y K Ca II) en función de la edad. Éstas permitieron realizar una primera estimación de las edades de los CE. La determinación final de edades y enrojecimientos $E(B-V)$ se llevó a cabo mediante la comparación de los espectros observados con espectros *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), Ahumada et al. (2007) y Minniti et al. (2014). Los resultados obtenidos se presentan en la Tabla 2. A manera de ejemplo, en la Fig. 2 se presenta el mejor

*Software confeccionado y continuamente actualizado por el grupo de programación IRAF del National Optical Astronomy Observatories, Tucson (Arizona, EE.UU.)

Tabla 1: Muestra de CE observados: denominaciones, coordenadas ecuatoriales, tipo SWB y la razón señal-ruido (S/R).

Denominaciones	α_{2000} (h m s)	δ_{2000} (° ' ")	Tipo SWB	S/R (5200-5500 Å)
SL 105, KMHK 280	04 55 24	-68 32 27	III	29
NGC 1766, SL 113, ESO 56SC29,KMHK 304	04 55 57	-70 18 02	I	24
NGC 1801, SL 63, ESO 56-45, KMHK 429	05 00 35	-69 36 42	IV A	30
NGC 2000, SL 493, ESO 56SC135, KMHK 932	05 27 30	-71 52 47	II	27
NGC 2051, SL 608, ESO 56SC169, KMHK 1135	05 36 08	-71 00 42	III	40
NGC 2056, SL 63, ESO 56-172S, KMHK 1140	05 36 33	-70 40 06	III	23
NGC 2088, SL 652, ESO 57SC20, KMHK 1227	05 41 00	-68 27 55	I	33
NGC 2123, SL 755, ESO 86SC36, KMHK 1458	05 51 43	-65 19 14	III	22
NGC 2127, SL 751, ESO 57SC45, KMHK 1462	05 51 22	-69 21 33	III	49
NGC 2145, SL 780, ESO 57SC52, KMHK 1520	05 54 23	-70 54 08	IV A	28

Las identificaciones de los cúmulos son de: (SL): Shapley & Lindsay (1963); (ESO): Lauberts (1982); (KMHK): Kontizas et al. (1990).

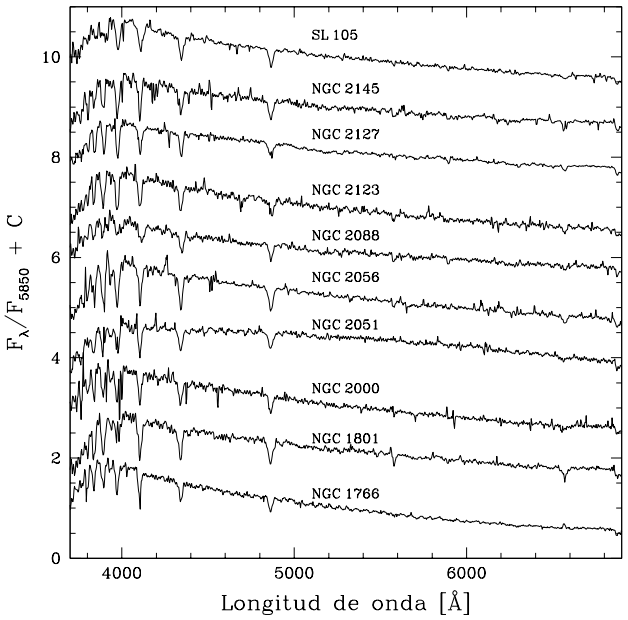


Figura 1: Espectros finales observados para la muestra de CE. Los espectros han sido normalizados en $\lambda_n = 5850$ Åy desplazados por una constante.

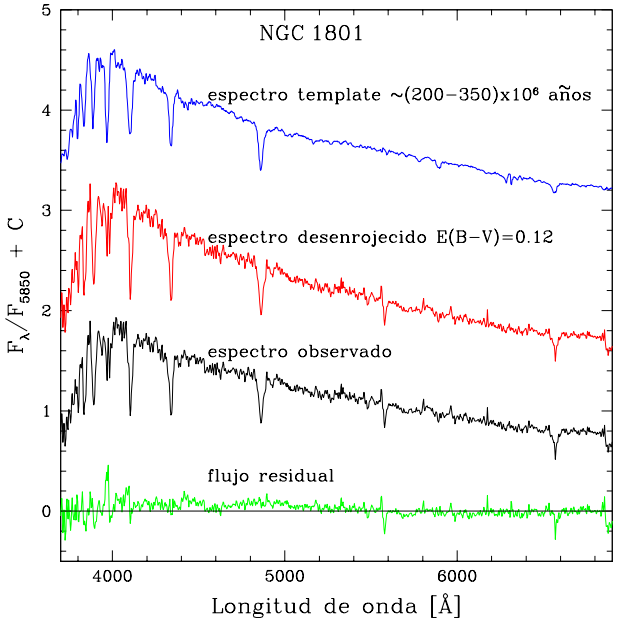


Figura 2: Ajuste realizado para NGC 1801: Espectro observado (negro), espectro corregido por enrojecimiento (rojo) y espectro *template* (azul). En la parte inferior se muestra el flujo residual resultante (verde).

ajuste obtenido para NGC 1801.

3. Discusión y perspectivas futuras

Al comparar los resultados obtenidos con los determinados por otros autores seleccionados (Tabla 2), en general se encuentra que las edades halladas son consistentes dentro de una determinada incerteza. En particular, en este trabajo, NGC 1801 es el CE que presenta un estudio más detallado y actualizado, el cual se destaca por los parámetros derivados por Milone et al. (2018), quienes encuentran a partir de fotometría con el *HST* una edad de 315 millones de años y un $E(B-V) = 0.16$. Ya que los parámetros que se presentan acá son similares, podría decirse que este espectro integrado ya es por sí mismo un nuevo *template*, y que representaría edades de $\sim 3 \times 10^8$ años. Se tiene previsto combinar esta muestra con otros espectros integrados (obtenidos en el CASLEO y GEMINI) para poder crear una librería de *templates*, la cual será esencial no solo para derivar por primera vez los parámetros de CE no estudiados de la NMM, sino también para el estudio de poblaciones estelares compactas en galaxias aún más distantes, donde sus poblaciones no pueden ser resueltas en estrellas individuales, ni aún con los telescopios de mayor alcance.

Agradecimientos: Gracias al Dr. Alejandro Benítez-Llambay por su invalorable ayuda con las observaciones. "Based on data obtained at Complejo Astronómico El Leoncito, 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". C.G.O. agradece al OAC la Beca de "Retención de RRHH".

Referencias

Ahumada A.V., Clariá J.J., Bica E., 2007, A&A, 473, 437

Tabla 2: Parámetros de los CE de estudio

Cúmulo	Edad Balmer (x10^6años)	Edad DD (x10^6años)	Edad *template* (x10^6años)	$E(B-V)$ (*)	Edad SWB (x10^6años)	Edad (x10^6años)	Ref.
SL 105	100 - 1 000	40 - 350	200 - 350	0.00	70 - 200	300±100	(1)
						107	(2)
						100	(3)
NGC 1766	10 - 50	<40	45 - 75	-0.05	10 - 30	50±10	(1)
			40	0.23		29	(2)
						79	(3)
NGC 1801	500	40 - 350	200 - 350	0.12	200 - 400	300±50	(1)
						315	(4)
NGC 2000	10 - 50	40 - 350	45 - 75	-0.01	30 - 70	100±50	(1)
			100 - 150	0.00		41	(2)
						100	(3)
NGC 2051	500 - 1 000	40 - 350	500	0.09	70 - 200	500±100	(1)
						72	(2)
						100	(3)
NGC 2056	500 - 1 000	40 - 350	300 - 500	0.00	70 - 200	400±100	(1)
						74	(2)
NGC 2088	10 - 50	<40	30	0.52	10 - 30	30±10	(1)
						89	(2)
						79	(3)
NGC 2123	500	40 - 350	200 - 350	0.03	70 - 200	300±50	(1)
			300 - 500	-0.12		158	(3)
NGC 2127	100 - 500	40 - 350	200 - 350	0.10	70 - 200	300±100	(1)
			500	-0.03		72	(2)
						79	(3)
NGC 2145	100 - 500	<40	300 - 500	0.00	200 - 400	400±100	(1)
						40	(2)
						100	(3)

Referencias: (1) Edad adoptada en este estudio. (2) Nayak et al. (2016) (3) Glatt et al. (2010) (4) Milone et al. (2018)
(*) Los $E(B-V)$ corresponden a los mejores ajustes con cada template seleccionado.

Ahumada A.V., et al., 2016, PASP, 128, 094101
Ahumada A.V., et al., 2019, PASP, 131, 024101
Asa'd R.S., Hanson M.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
Chilingarian I.V., Asa'd R., 2018, ApJ, 858, 63
Clariá J.J., et al., 2017, NewA, 56, 71
Glatt K., Grebel E.K., Koch A., 2010, A&A, 517, A50
Kontizas M., et al., 1990, A&AS, 84, 527
Larsen S.S., Brodie J.P., Strader J., 2017, A&A, 601, A96
Lauberts A., 1982, *ESO/Uppsala survey of the ESO(B) atlas*, European Southern Observatory (1982)
Milone A.P., et al., 2018, MNRAS, 477, 2640
Minniti J.H., et al., 2014, A&A, 565, A49
Nayak P.K., et al., 2016, MNRAS, 463, 1446
Piatti A.E., et al., 2002, MNRAS, 335, 233
Santos Jr. J.F.C., Piatti A.E., 2004, A&A, 428, 79
Searle L., Wilkinson A., Bagnuolo W.G., 1980, ApJ, 239, 803
Shapley H., Lindsay E.M., 1963, Irish Astronomical Journal, 6, 74
Simanton-Coogan L.A., et al., 2017, ApJ, 851, 63

Masa del progenitor de la SN 2018aoq: compatibilidad entre modelo hidrodinámico y detecciones directas

L. Martinez[1,2] & M. Bersten[1,2]

[1] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[2] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

Contacto / laureano@carina.fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Las propiedades físicas de las estrellas progenitoras de supernovas (SNs) pueden ser determinadas de diversas maneras. Entre ellas se encuentran el modelado hidrodinámico de sus curvas de luz y espectros, y la detección y análisis de la estrella progenitora en imágenes previas a la explosión. Sin embargo, algunos trabajos muestran una clara discrepancia entre las masas obtenidas por estos dos métodos, siendo la masa estimada por simulaciones hidrodinámicas usualmente mayor. En este trabajo analizamos el caso de la SN 2018aoq. A partir de imágenes de archivo del *Telescopio Espacial Hubble* se identificó a una estrella supergigante roja con una masa en la secuencia principal de edad cero estimada en 10 $M_\odot$ como posible progenitora del evento. Utilizando el modelado hidrodinámico de la curva de luz y velocidades fotosféricas pudimos determinar en forma independiente la masa de la estrella, entre otros parámetros físicos. Encontramos que ambas masas son compatibles dando un sustento adicional a nuestro método de estimación de parámetros.

Abstract / The physical properties of supernovae can be estimated using several methods, as the hydrodynamical modelling of their light curves and spectra, and the detection and analysis of the progenitor star in pre-explosion images. Previous studies showed a discrepancy in the progenitor masses inferred by both methods. A former study of the SN 2018aoq based on the analysis of pre-explosion data from the *Hubble Space Telescope* have inferred a red supergiant progenitor with a zero-age main sequence mass of 10 $M_\odot$. We obtain the progenitor mass, among other physical properties, through hydrodynamic simulations of its light curve and photospheric velocity. Our mass estimation is compatible with the one derived from direct detections of the progenitor, providing additional support to our method.

Keywords / stars: general — supernovae: individual (SN 2018aoq) — stars: evolution

1. Introducción

Gran parte de las estrellas que nacen con más de 8 veces la masa del Sol terminan su evolución en una violenta explosión conocida como supernova (SN) de colapso nuclear. Estos eventos son clasificados observacionalmente según sus características espectrales (Filippenko, 1997): las SNs de tipo II (SNs II) presentan fuertes perfiles P-Cygni en sus líneas de hidrógeno; SNs de tipo Ib no presentan hidrógeno sino que están dominadas por líneas de helio; y SNs de tipo Ic, que no muestran rasgos definidos de ninguno de estos dos elementos.

Actualmente se sabe que las SNs II provienen de estrellas supergigantes rojas con una extensa envoltura rica en hidrógeno. Esto ha sido mostrado por simulaciones hidrodinámicas (Falk & Arnett, 1977) y confirmado por la detección directa de la estrella progenitora en imágenes preexplosión (Van Dyk et al., 2012, entre otros).

A pesar que las SNs II son el tipo de SN más común en la naturalueza (Li et al., 2011) nuestro conocimiento de las propiedades físicas de estos objetos no es del todo satisfactorio. Más aún, existen importantes discrepancias en la literatura en cuanto a las masas de sus estrellas progenitoras dependiendo de los diferentes métodos utilizados para su estimación. Las imágenes de archivo proveen la oportunidad de detectar la estrella progenitora en imágenes previas a la explosión. La luminosidad y la temperatura efectiva de dicha estrella puede obtenerse de la distribución espectral de energía o usando correcciones bolométricas para convertir magnitudes a luminosidades (ver Van Dyk et al., 2012; Davies & Beasor, 2018, entre otros). Una vez que la estrella es localizada en un diagrama Hertzsprung-Russell, la masa de la estrella en la secuencia principal es estimada comparando con trayectorias evolutivas. Adquirir imágenes varios años luego de la explosión, una vez que la SN sea suficientemente débil, es el próximo paso para confirmar la identificación de la progenitora a través de su desaparación. A pesar de ser el método más inmediato para determinar el tipo de estrella que produce cada SN, este método sólo puede ser aplicado cuando existen imágenes preexplosión y con SNs cercanas debido a la falta de resolución para fuentes más distantes.

Las simulaciones hidrodinámicas de las curvas de luz (CL) también pueden ser usadas para caracterizar las propiedades de las SNs. Las CL son extremadamente sensibles a las propiedades físicas de las estrellas progenitoras (masas y radios), así como también a las propiedades de la explosión (energía liberada, cantidad de material radiactivo sintetizado y su distribución en la envoltura). Uno de los problemas con este método, es que las masas estimadas usando simulaciones hidrodinámi-

cas son usualmente más grandes que aquellas determinadas usando fotometría preexplosión (Utrobin & Chugai, 2008, entre otros). Sin embargo, Martinez & Bersten (2019) presentan modelos hidrodinámicos para seis objetos con confirmación de la estrella progenitora y encuentran que, en la mayoría de los casos, las masas estimadas por ambos métodos son compatibles. Además, concluyen que esta discrepancia puede deberse a que en algunos casos estrellas con distintas propiedades físicas pueden producir propiedades fotométricas similares, es decir que el problema está degenerado.

Es por eso que en este trabajo desarrollamos un procedimiento estadístico para ajustar simultáneamente la CL y la velocidad fotosférica de las SNs, y determinar las zonas de degeneración en el espacio de parámetros. En particular, hemos empleado este método para derivar las propiedades de la estrella progenitora de la SN 2018aoq.

2. SN 2018aoq

La SN 2018aoq fue descubierta el 1 de abril de 2018 en la galaxia NGC 4151 por el Lick Observatory Supernova Search (LOSS). Existen imágenes de archivo del sitio de la SN tomadas con el instrumento *Wide Field Camera 3* (WFC3), a bordo del *Hubble Space Telescope* (HST), aproximadamente 2 años antes de la explosión. A partir de estas observaciones, O′Neill et al. (2019) detectaron una fuente en el sitio de la SN en cuatro bandas. A través de ajustes a la distribución espectral de energía de la estrella candidata a progenitora encontraron que era un estrella supergigante roja. Usando modelos de evolución simple y binaria, ellos concluyen que el escenario más favorecido es el de la explosión de una estrella con una masa inicial de 10 ± 2 M$_\odot$.

Con el objetivo de evaluar la naturaleza de la estrella progenitora y compararla con lo obtenido usando fotometría preexplosión, nos proponemos hacer un modelado detallado de las observaciones disponibles. Para eso necesitamos calcular la CL bolométrica de la SN con el conjunto de datos ópticos presentados en O′Neill et al. (2019) ya que el código hidrodinámico que utilizamos produce luminosidades bolométricas (ver Sec. 3.). Usamos la correlación entre la corrección bolométrica y el color inferida en Bersten & Hamuy (2009) que nos permite calcular luminosidades bolométricas usando sólo dos bandas del óptico. Además, la velocidad fotosférica puede ser estimada a través de la línea de Fe II (λ 5169 Å), ya que esta línea se forma en las regiones internas de la SN y es un buen indicador de la velocidad de la fotósfera.

3. Modelos hidrodinámicos

Contamos con un código hidrodinámico lagrangiano unidimensional que simula la explosión de la SN y permite calcular CL bolométricas y velocidades de expansión (Bersten et al., 2011). Estos modelos se calculan integrando numéricamente las ecuaciones de la hidrodinámica suponiendo simetría esférica para un gas autogravitante.

La explosión es simulada a partir de la formación de una onda de choque que se propaga desde el centro de la estrella hasta su superficie al inyectar una cierta cantidad de energía ($\sim 10^{51}$ erg) cerca del centro de la misma.

Como condición inicial es necesaria una estructura en equilibrio hidrostático que simule las condiciones de la estrella antes de explotar. Utilizamos el código público de evolución estelar MESA (Paxton et al., 2011) para producir estrellas supergigantes rojas con metalicidad solar. Cada uno de los modelos estelares es evolucionado desde la presecuencia principal hasta el colapso del núcleo.

Los parámetros libres de nuestro modelo son: la masa inicial ($M_{\rm ZAMS}$), la energía de la explosión (E), la cantidad de material radiactivo sintetizado en la explosión ($M_{\rm Ni}$) y su grado de mezcla en las capas más externas de la envoltura. Como utilizamos modelos de evolución estelar, partiendo de $M_{\rm ZAMS}$ se obtienen la masa y el radio de la progenitora previos a la explosión ($M_{\rm presn}$, R).

Para determinar las propiedades de la estrella progenitora y de la explosión a través del modelado de la CL, comparamos diferentes modelos con las observaciones. Para tal propósito, hemos calculado una grilla de modelos hidrodinámicos en todo el espacio de parámetros. Cubrimos el rango de masas de 10 – 25 M$_\odot$ en intervalos de 1 M$_\odot$ (ver Sec. 3.), energías de explosión entre 0.3 y 1.4 foe (1 foe $\equiv 10^{51}$ erg) en pasos de 0.1 foe, y $M_{\rm Ni}$ en el rango de 0.01 – 0.07 M$_\odot$ en intervalos de 0.01 M$_\odot$. Además, para representar el efecto del ^{56}Ni en el material eyectado, consideramos tres grados de mezcla para cada modelo detallado anteriormente: hasta 20 %, 50 % y 80 % de la masa final. Es importante mencionar que existe una degeneración en el espacio $M_{\rm ZAMS}$ – E en el sentido que diferentes conjuntos de parámetros producen CL similares. Esta degeneración puede ser parcialmente reducida modelando las CL junto con la evolución de la velocidad fotosférica. Buscamos el modelo óptimo minimizando χ^2 de una manera similar a la calculada en Morozova et al. (2018), con la diferencia que en nuestro trabajo buscamos el mejor ajuste de CL y velocidades de expansión simultáneamente. De esta manera se pueden analizar las regiones de confianza de cada observable para cada conjunto de parámetros.

4. Resultados

En la Fig. 1 se muestran los resultados obtenidos luego de la comparación entre cada modelo en nuestra grilla y las observaciones de la SN 2018aoq. Mientras que existe un área en el espacio $M_{\rm ZAMS}$ – E donde la velocidad fotosférica está bien representada, cuando se analiza la CL bolométrica, la región de confianza se encuentra en la región correspondiente a estrellas menos masivas y bajas energías de explosión. En la Fig. 2 se muestran los resultados obtenidos pero ahora considerando ambos observables (CL y velocidades fotosféricas), dado que el modelo óptimo debe reproducirlos simultáneamente. El modelo óptimo es presentado en la Fig. 3 junto a las observaciones. Ambos observables son bien reproducidos por nuestro modelo óptimo.

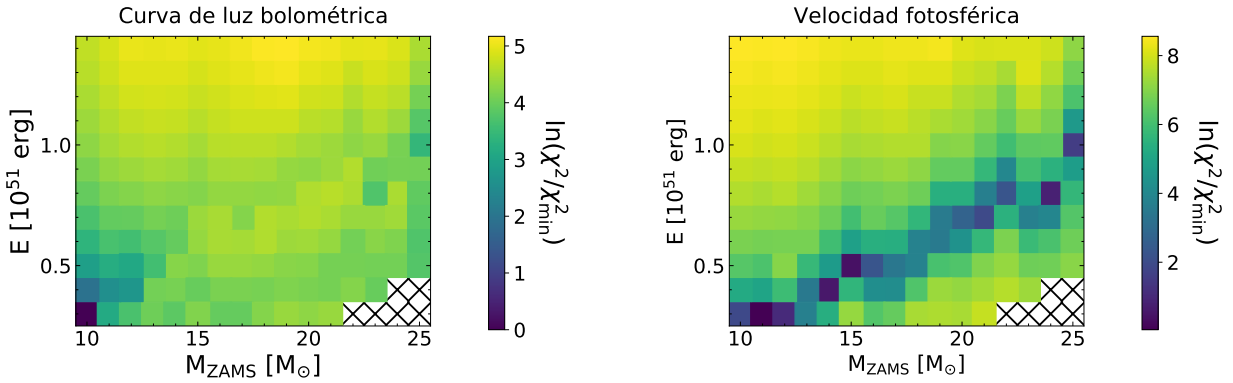


Figura 1: Logaritmo natural del cociente entre χ^2 y χ^2_{min} para cada modelo en el espacio de parámetros $M_{\rm ZAMS}$ – E cuando se comparan con la CL bolométrica (panel izquierdo) y la velocidad fotosférica (panel derecho). Los χ^2 graficados corresponden a los valores de $M_{\rm Ni}$ y su distribución empleados en el modelo óptimo. Las cruces representan modelos que no han sido calculados por dificultades numéricas.

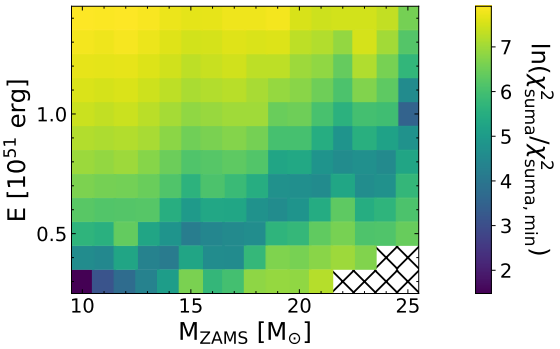


Figura 2: Igual que la Fig. 1 pero en este caso se comparan la CL bolométrica y la velocidad fotosférica simultáneamente.

Como resultado derivamos: $M_{\rm presn} = 9.5$ M$_\odot$, $R = 460$ R$_\odot$, $E = 0.3 \times 10^{51}$ erg, $M_{\rm Ni} = 0.01$ M$_\odot$. Además encontramos que es necesaria una distribución del níquel bastante extendida (hasta 7.6 M$_\odot$ de la estructura final de la estrella) para reproducir la CL.

5. Conclusiones

Hemos calculado una grilla de modelos hidrodinámicos usando estrellas progenitoras provenientes de cálculos de evolución estelar para poder determinar las propiedades físicas de SNs II. El modelado de la CL puede proveer estas cantidades, aunque algunas veces, no hay una única solución al problema. Por lo tanto, para estudiar las zonas de degeneración, utilizamos un método estadístico basado en la minimización de χ^2 a la CL bolométrica y las velocidades de expansión simultáneamente. Aplicamos este método a la SN 2018aoq, para la cual el análisis de imágenes previas a la explosión han inferido una estrella supergigante roja como progenitora, con una masa en la secuencia principal de ∼10 M$_\odot$. En este trabajo estimamos que la masa inicial de la progenitora es de 10 M$_\odot$. Esto está en muy buen acuerdo con las observaciones preexplosión del *HST*.

La grilla y el método estadístico serán utilizados para analizar una gran base de datos de SNs II.

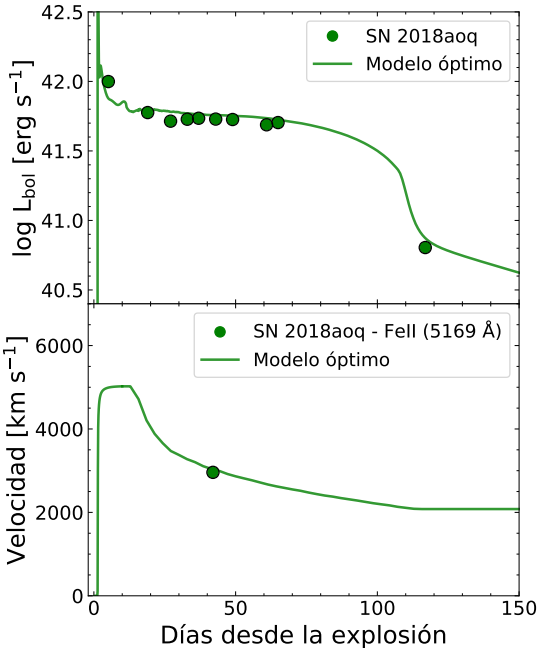


Figura 3: Comparación entre el modelo óptimo y las observaciones de la SN 2018aoq. *Arriba:* Curva de luz bolométrica. *Abajo:* Velocidad fotosférica.

Referencias

Bersten M.C., Benvenuto O., Hamuy M., 2011, ApJ, 729, 61
Bersten M.C., Hamuy M., 2009, ApJ, 701, 200
Davies B., Beasor E.R., 2018, MNRAS, 474, 2116
Falk S.W., Arnett W.D., 1977, ApJS, 33, 515
Filippenko A.V., 1997, ARA&A, 35, 309
Li W., et al., 2011, MNRAS, 412, 1441
Martinez L., Bersten M.C., 2019, A&A, 629, A124
Morozova V., Piro A.L., Valenti S., 2018, ApJ, 858, 15
O′Neill D., et al., 2019, A&A, 622, L1
Paxton B., et al., 2011, ApJS, 192, 3
Utrobin V.P., Chugai N.N., 2008, A&A, 491, 507
Van Dyk S.D., et al., 2012, AJ, 143, 19

Magnetares como fuentes para potenciar supernovas peculiares

M. Orellana[1,2] & M.C. Bersten[2,3]

[1] *Universidad Nacional de Río Negro, Argentina*
[2] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*
[3] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*

Contacto / morellana@unrn.edu.ar

Resumen / Hemos incorporado el efecto de la inyección de energía sostenida por un magnetar en las simulaciones hidrodinámicas de supernovas (SNe) de Bersten et al. (2011). La variación de las propiedades de la eyecta y del magnetar introducen cambios en la curva de luz (tiempo de aumento, luminosidad máxima, ancho). Mostramos los rasgos más importantes de las morfologías encontradas para las curvas de luz de una población sintética de SNe con y sin hidrógeno. Como parte del trabajo en curso, buscamos los parámetros que expliquen los datos observacionales de SN2018cow que es una SN brillante ($L_{\rm max} > 10^{44}$ erg s^{-1}) que a diferencia del general de las SNe superluminosas, fue muy cercana (60 Mpc). Ha llamado la atención dada la rápida evolución de su curva de luz. Ha sido objeto de numerosas campañas multifrecuencia y de debatidas ideas teóricas para explicarla. La propuesta de un magnetar no es nueva en este caso, pero sí el cálculo hidrodinámico, como mejora a propuestas más simplificadoras que se presentan en la literatura.

Abstract / We have added the effect of the energy injection sustained by a magnetar in the hydrodynamic simulations of supernovae (SNe) by Bersten et al. (2011). The variation of the properties of the ejecta and the magnetar introduce changes in the light curve (rising timescale, maximum luminosity, width). We present the most important features of the morphologies found for the light curves of a synthetic population of SNe with and without hydrogen. As part of the work in progress, we are looking for the parameters to explain the observational data of SN2018cow which is a bright SN ($L_{\rm max} > 10^{44}$ erg s^{-1}) that, unlike the general case for superluminous SNe, was located very close (60 Mpc). It has drawn attention given the rapid evolution of its light curve. It has been the subject of many multi-frequency campaigns and several theoretical frames were debated in order to explain it. The idea of a magnetar is not new in this case, but hydrodynamic calculus is, as an improvement to more simplifying proposals presented in the literature.

Keywords / stars: general — supernovae: general — supernovae: individual (SN 2018cow)

1. Introducción

En las últimas décadas los nuevos descubrimientos han ido poblando el espacio de parámetros de brillo y escala de tiempo de los eventos transitorios (Gal-Yam, 2019), algunos autores hablan de un zoológico de éstos (Inserra, 2019). Ciertos fenómenos extremos, clasificados como peculiares, desafían a los modelos clásicos y merecen estudios detallados (Milisavljevic & Margutti, 2018).Algunas supernovas superluminosas (SLSNe); supernovas 10 a 100 veces más brillantes que una SN común, son parte de este grupo (ver también Moriya et al., 2018).

Siendo de interés el poder explicar SLSNe como en Bersten et al. (2016), venimos trabajando en la exploración del escenario de inyección sostenida de energía provista por un magnetar que ya se ha formado por el colapso gravitacional de la estrella progenitora. Cuando el material eyectado ya se ha expandido, el magnetar como fuente extra de energía lo impulsa, llegando en ciertos casos hasta velocidades no despreciables con respecto a la de la luz. Por ello fue necesario, la inclusión de efectos relativistas al código hidrodinámico descripto en Bersten et al. (2011). Los detalles de las correcciones implementadas, particularmente en la ecuación radiativa, se encuentran detallados en Orellana et al. (2018) junto con ejemplos del efecto dinámico y sobre la curva de luz (CL) resultante.

2. Estudios sistemáticos

La variación de las propiedades del material eyectado y del magnetar introducen cambios en la CL (tiempo de aumento, luminosidad máxima, ancho). En Orellana et al. (2018) estudiamos con mayor detalle el caso de las progenitoras ricas en hidrógeno, que tenía muy pocos antecedentes en la literatura. Presentamos resultados de nuestra exploración sistemática del espacio de parámetros físicos que mejor describen al magnetar ($E_{\rm rot}$, t_p), que representan la energía rotacional inicial del magnetar y la escala de tiempo de frenado, respectivamente. Las distintas morfologías de CLs encontradas incluyen la predicción de supernovas de tipo *plateau* superluminosas. Maffione et al. (2019) investigaron luego, en base a esta muestra, la existencia de alguna correlación entre cantidades posiblemente observables

que caractericen las CLs y los parámetros del magnetar.

En la Fig. 1 se muestran las curvas de luz resultantes para estrellas progenitoras con y sin hidrógeno. Como la variación de los parámetros del magnetar no produce una respuesta sobre la CL en una única dirección, no se pretende una identificación individual, sino ilustrar el conjunto y diversidad de las CLs resultantes de la exploración de todo el rango de valores fisicamente posibles: $E_{\rm rot} \sim 10^{51-53}$ erg, $t_p \sim 0.03 - 30$ d. Cuando la estrella que explota no tiene H, no se desarrolla la etapa plateau.

Además de los parámetros mencionados, un factor determinante en la evolución de la CL es la tasa a la cual se produce la inyección de energía del magnetar. Este es un mecanismo central del modelo (deposición en las capas internas). De acuerdo a un modelo físico simple en el que la eyecta se considera una sola capa (Shapiro & Teukolsky, 1983), la luminosidad inyectada es:

$$L(t) = \frac{E_{\rm rot}}{t_p}\left(1+\frac{t}{t_p}\right)^{-b}, \quad \text{con } b = \frac{n+1}{n-1}, \qquad (1)$$

donde n es el índice de frenado del magnetar. Esto es, siendo Ω la velocidad angular de la estrella de neutrones, $\dot{\Omega} = -k\Omega^n$. Un valor canónico usualmente aceptado es $n = 3$ debido a emisión dipolar en vacío. Pero debe notarse que, en pulsares observados $1 < n < 2.8$ implicando $b > 2$ (Gaensler & Slane, 2006), y que los avances en la teoría de vientos de pulsares indican que su emisión no ocurre en vacío (por ejemplo, Arons, 2002); aunque cabe aclarar que no se han observado los detalles de emisión en etapas de formación reciente.

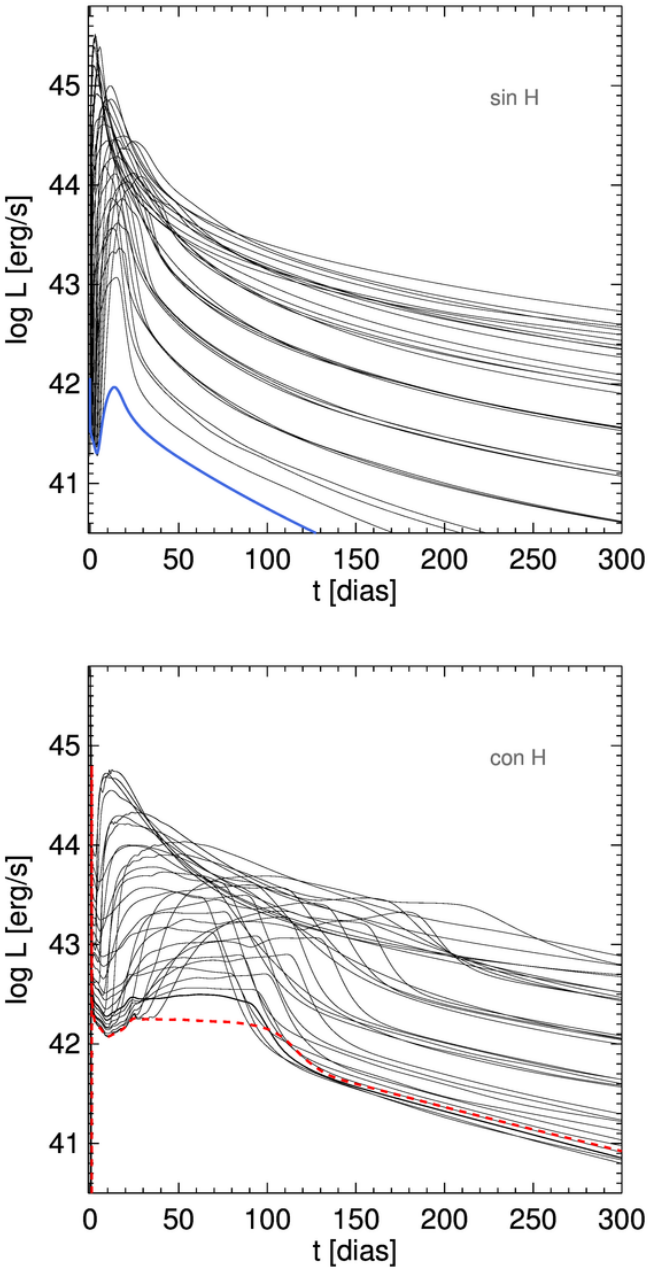


Figura 1: Curvas de luz para el magnetar canónico ($b = 2$), obtenidas para un progenitor de $M_{\rm ZAMS} = 12\,{\rm M}_\odot$ (arriba) y $M_{\rm ZAMS} = 15\,{\rm M}_\odot$ (abajo) provistos por Nomoto & Hashimoto (1988). En el panel superior, al momento de explotar la estrella tiene $\sim 3\,{\rm M}_\odot$, es pobre o deficiente en hidrógeno, y tiene helio en sus capas externas. En cambio, en el panel inferior el progenitor tiene $\sim 8\,{\rm M}_\odot$ y aún conserva parte del H. En ambos paneles, la curva de color corresponde al caso sin magnetar.

3. AT2018cow, más conocida como SN2018cow

El reporte de ATLAS* de la detección y primeros 18 días del inusual evento AT2018cow (Prentice et al., 2018) llamó la atención por su rápida evolución (crecimiento > 5 mag en ≤ 3 d); emisión óptica dominada por el azul y luminosidad máxima de $L_{\rm peak} \sim 4 \times 10^{44}$ erg s^{-1} (Perley et al., 2019). Sucedió en uno de los brazos espirales de una galaxia a una distancia $d \simeq 61$ Mpc; lo que implica $z \simeq 0.014$. En comparación, lo usual ha sido $z \geq 0.1$ Villar et al. (2018) y se ha encontrado una tasa de SLSNe muy baja para $z < 0.5$ (Gal-Yam, 2019, y referencias). Por eso AT2018cow fue llamativa y mereció campañas de observación multifrecuencia (Margutti et al., 2019, entre otros) y búsqueda de ondas gravitacionales. La velocidad espectroscópica del material expulsado: $v \sim 0.13c$, es sub-relativista (Ho et al., 2019). La detección en rayos X parece indicar la acción de un mecanismo central (Rivera Sandoval et al., 2018). Observaciones de la caída posterior del brillo hacen descartar que haya sido potenciado por decaimiento de material radiactivo, mientras que Perley et al. (2019) proponen que se trata del primer evento de disrupción de una estrella por fuerza de marea (*Tidal Disruption Event*, TDE) observado en torno a un agujero negro de masa intermedia. Otras propuestas incluyen la fusión de dos enanas blancas (Lyutikov & Toonen, 2019), o una configuración particular de un *jet* en un escenario de

* Asteroid Terrestrial-impact Last Alert System

envoltura común (Soker et al., 2019). Mientras que Fox & Smith (2019) encontraron evidencia de una interacción con material circumestelar, mediante la detección de líneas de He.

4. SN2018cow – resultados preliminares

Buscamos un modelo que explique la CL óptica de SN2018cow. La idea de un magnetar no es nueva en este caso. Aplicando el modelo semianalítico simplificado de Kasen & Bildsten (2010), y asumiendo otras cantidades como la energía de la explosión y la opacidad del material, Prentice et al. (2018) ajustan un modelo de magnetar para los datos de los primeros 20 días, e infieren que la masa eyectada es realmente baja (más parecida al valor de una kilonova) $0.1 - 0.4$ M$_\odot$.

En trabajos anteriores hemos justificado la idea de realizar modelos hidrodinámicos como mejora a este tipo de modelos simplistas Orellana et al. (2016). En base a resultados como los de la Fig. 1, sumados a una exploración independiente del parámetro b, proponemos que para explicar la abrupta pendiente con la cual decrece el brillo de SN2018cow después del máximo, debe adoptarse un valor $b > 2$, junto con un progenitor sin H.

En la Fig. 2 presentamos los datos de Prentice et al. (2018), Perley et al. (2019) y de Ugarte Postigo (2018) cuyas barras de error muy pequeñas para apreciarse en este gráfico. Se incorpora un ajuste que, si bien no pretende ser un modelo detallado, consideramos que es razonable para la caída posterior al máximo. El modelo elegido tiene un magnetar con parámetros $t_p = 3$ d, $E_{\rm rot} = 10^{52}$ erg y $b \simeq 4$ (o índice de frenado $n \sim 1.66$). Se incorporó un tiempo de la explosión $t_{\rm exp} = 15$ d. La masa de ^{56}Ni del modelo es 0.03 M$_\odot$ y asumimos que está presente debido a la nucleosíntesis hasta una fracción 0.8 de la extensión radial de masa. La energía de la explosión se ha fijado en un valor de $E_{\rm term} = 1$ foe.

La información disponible es tan compleja en el caso de SN2018cow que probablemente y como lo indica la literatura, aún existe una degeneración de parámetros e importante abanico de especulaciones en cuanto al escenario que explica toda la información disponible. Hemos presentado un modelo que ajusta el decaimiento de la CL en base a un magnetar ligeramente apartado del caso estándar, pero aún queda por estudiar si es compatible con los datos en otras bandas del espectro. Asimismo pretendemos explorar la posibilidad de reducir $t_{\rm exp}$ que es un desfase que no parece compatible con los datos. Nos proponemos analizar también, a futuro, otras posibles alternativas para explicar este fascinante evento.

Agradecimientos: Investigación parcialmente financiada por el PI2018-40B696 de la UNRN, y el PICT 2017-3133.

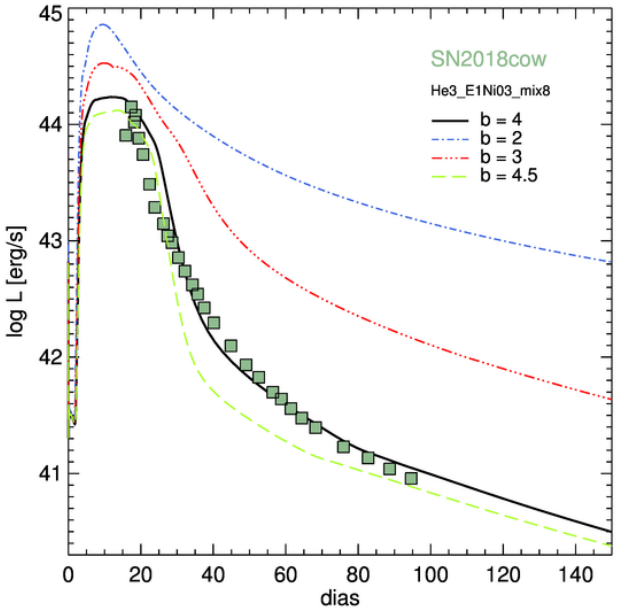


Figura 2: Datos de la emisión en óptico, junto al modelo preliminar. Para ajustar la rápida caída de la CL se introduce un valor $b = 4$ para la inyección de energía (curva negra). Las otras curvas sirven para visualizar el efecto de este parámetro.

Referencias

Arons J., 2002, P.O. Slane, B.M. Gaensler (Eds.), *Neutron Stars in Supernova Remnants*, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 271, 71
Bersten M.C., Benvenuto O., Hamuy M., 2011, ApJ, 729, 61
Bersten M.C., et al., 2016, ApJL, 817, L8
de Ugarte Postigo A., 2018, AT2018cow A fast luminous relativistic transient, http://nidiafest.fcaglp.unlp.edu.ar/. [Folder: Presentations_web; accedido el 05-02-2020]
Fox O.D., Smith N., 2019, MNRAS, 488, 3772
Gaensler B.M., Slane P.O., 2006, ARA&A, 44, 17
Gal-Yam A., 2019, ARA&A, 57, 305
Ho A.Y.Q., et al., 2019, ApJ, 871, 73
Inserra C., 2019, Nat. Astron., 3, 697
Kasen D., Bildsten L., 2010, ApJ, 717, 245
Lyutikov M., Toonen S., 2019, MNRAS, 487, 5618
Maffione N.P., Orellana M., Bersten M.C., 2019, BAAA, 61, 69
Margutti R., et al., 2019, ApJ, 872, 18
Milisavljevic D., Margutti R., 2018, SSRv, 214, 68
Moriya T.J., Sorokina E.I., Chevalier R.A., 2018, SSRv, 214, 59
Nomoto K., Hashimoto M., 1988, PhR, 163, 13
Orellana M., Bersten M.C., Benvenuto O.G., 2016, BAAA, 58, 108
Orellana M., Bersten M.C., Moriya T.J., 2018, A&A, 619, A145
Perley D.A., et al., 2019, MNRAS, 484, 1031
Prentice S.J., et al., 2018, ApJL, 865, L3
Rivera Sandoval L.E., et al., 2018, MNRAS, 480, L146
Shapiro S., Teukolsky S., 1983, *Black Holes, White Dwarfs and Neutron Stars: The Physics of Compact Objects*, Wiley
Soker N., Grichener A., Gilkis A., 2019, MNRAS, 484, 4972
Villar V.A., Nicholl M., Berger E., 2018, ApJ, 869, 166

Towards a radio-polarimetric study of the bright colliding-wind binary WR 147

A. Blanco[1], P. Benaglia[1,2], S. del Palacio[2] & C. A. Hales[3]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET–CICPBA, Argentina*
[3] *National Radio Astronomy Observatory, Socorro, EE.UU.*

Contact / agustinabelen.blanco@gmail.com

Resumen / Muchos sistemas binarios con colisión de vientos presentan emisión no térmica de radio, la cual se asocia a radiación sincrotrón producida por electrones relativistas. Se espera que esta emisión esté linealmente polarizada, pero dicha polarización aún no ha sido medida. Un estudio polarimétrico en radio nos permitirá inferir la topología del campo magnético en la región de colisión de vientos y así determinar la física de los mecanismos de aceleración que estén actuando en la región. En este trabajo se presentan resultados preliminares de una campaña observacional de sistemas binarios con colisión de vientos, comenzando con WR 147. Como primer paso en el estudio, analizamos la imagen en el parámetro de Stokes I, obteniendo un valor medio para la densidad de flujo de 38.3 ± 1.0 mJy en la banda C y un índice espectral $\alpha = 0.18 \pm 0.05$.

Abstract / Dozens of colliding-wind binaries exhibit non-thermal radio emission which is interpreted as synchrotron radiation produced by relativistic electrons. This emission is expected to be linearly polarized, but such polarization has never been measured. A radio polarimetric study will allow inferring the magnetic field topology in the colliding-winds region, to indirectly assess the physics of the acceleration mechanisms operating there. We conducted a high-sensitivity observational campaign of bright colliding-wind binaries. As a first step in our study, we analysed the Stokes-I parameter in our data set for WR 147. We obtained a flux density of 38.3 ± 1.0 mJy at C-band, and a spectral index $\alpha = 0.18 \pm 0.05$.

Keywords / polarization — radiation mechanisms: non-thermal — radio continuum: stars — stars: winds, outflows — stars: individual (WR 147)

1. Introduction

Massive, hot stars are commonly found forming stellar systems. In colliding-wind binaries (CWBs), the impact of the powerful stellar winds generates a bright wind collision region (WCR). The subclass of CWBs capable of accelerating particles to relativistic velocities in the WCR is known as particle-accelerating colliding-wind binaries (PACWBs; De Becker & Raucq, 2013).

These sources typically present a composite spectrum in the radio band given by two contributions (De Becker, 2007, and references therein): i) thermal emission from the stellar winds with a canonical spectral index $\alpha \sim 0.6$, and ii) non-thermal synchrotron radiation produced by a population of relativistic electrons spiralling around magnetic field lines, which is also a power law with an intrinsic spectral index $\alpha \sim -0.5$. Typically, thermal emission dominates at high frequencies whereas non-thermal emission dominates at low frequencies. In CWBs, a spectral index $\alpha < 0.6$ is suggestive of a synchrotron contribution to the emission, and negative values of α indicate that this component is dominant. The synchrotron component encodes information on the relativistic electron population and the ambient magnetic field.

Synchrotron radiation is expected to have a high linear polarization (up to $\sim 60 - 70$ %), though no relevant polarization was ever reported from a PACWB. Since polarization is, in principle, directly related to the degree of turbulence in the WCR, its measure would provide important constraints for models on the nature of the radiative and acceleration processes operating in PACWBs.

In a pioneer study, we observed the system WR 146 with the Karl Jansky Very Large Array (JVLA) and obtained an upper limit of 0.6 % fractional polarization across $1-8$ GHz (Hales et al., 2017). This could suggest i) a highly disordered magnetic field –thus favouring a scenario in which particles are accelerated by turbulent magnetic reconnection instead of diffusive shock acceleration; ii) that relevant depolarization effects are at work (e.g. Sokoloff et al., 1998, and references therein); iii) a combination of both.

We intend to extend our study to five of the most powerful PACWBs, selected from the catalogue by De Becker & Raucq (2013), which are listed in Table 1. For this purpose, we obtained high-sensitivity (expected rms < 100 μJy) polarimetric observations at L and C bands with the JVLA. As a first step in the analysis, we present here preliminary C-band Stokes-I results for the system WR 147.

Table 1: Observed targets in project 16A-252. The flux density and spectral index values are taken from De Becker & Raucq (2013). Quoted values are for reference only, as orbital variability is expected.

System name	S_{5cm} [mJy]	α_{5cm}
WR 147	35.4 ± 0.4	0.05
WR 140	≤ 28.1	-0.27
HD 167971	17.1 ± 0.4	-0.48
HD 168112	5.64 ± 0.13	-0.78
9 Sgr	2.8 ± 0.4	-1.1

2. WR 147

The massive system WR 147 is located at a distance of 0.65 kpc, in the Cygnus OB2 region. Its components, of spectral types WN8(h)+B0.5V, are separated by $0.64''$. It was mapped in radio, IR and optical wavelengths (Skinner et al., 1999, and references therein), and resolved in X-rays (Pittard et al., 2002).

MERLIN observations at 5 GHz (Williams et al., 1997) show thermal emission from a southern source, associated with the stellar wind from the WN8 star, and a non-thermal northern source located in the region where the WN8 stellar wind collides with the weaker wind of the OB star.

Table 2: Parameters of the WR 147 system for the primary (sub-index 1) and the secondary (sub-index 2) components (see Setia Gunawan et al., 2001, and references therein).

Parameter	Value	Unit
Primary spectral type	WN8(h)	
Wind terminal velocity v_{∞_1}	950	km s^{-1}
Mass-loss rate $\dot{M}_1$	2.4×10^{-5}	M$_\odot$ yr^{-1}
Secondary spectral type	B0.5 V	
Wind terminal velocity v_{∞_2}	800	km s^{-1}
Mass-loss rate $\dot{M}_2$	4×10^{-7}	M$_\odot$ yr^{-1}
Distance	0.65	kpc
System separation	643 ± 157	mas
Period	1350	yr
Wind momentum ratio	$\eta = 0.014$	

3. Observations and data reduction

We performed radio continuum observations of five PACWBs using the JVLA in August 2016, under Project Code 16A-252. Full polarization observations were carried out in B-configuration array at two frequency bands centred at 1.5 GHz (20 cm, L band) and 6 GHz (5 cm, C band), spanning bandwidths of 1 GHz and 4 GHz, respectively. In the 20 cm band, the correlator was configured to deliver 8 spectral windows with 64×1 MHz channels. The 5 cm band was configured to deliver 32 spectral windows with 64×2 MHz channels. The time sampling was 3 s for both bands. The total (on source) observing time on WR 147 was 45 min at L band and 15 min at C band. We observed 3C 286 for the purpose of absolute flux density and position angle calibrations, J2007+404 for complex gain calibration, and J2355+4950 for leakage calibration.

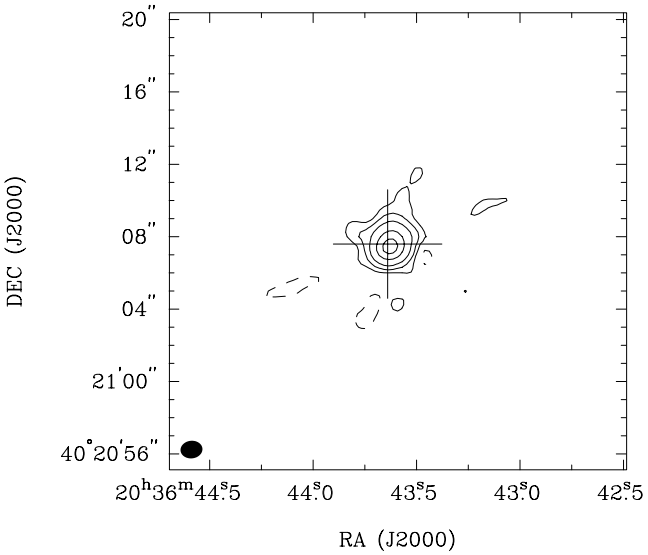


Figure 1: Continuum (Stokes I) robust-weighted (`robust=0.5`) image of WR 147 with the JVLA at C-band. The position of WR 147 is marked with a cross. The synthesized beam-width size is $1.21'' \times 0.97''$ with $PA = -83.8^\circ$ (shown at the bottom left corner). The pixel size is $0.25''$ and the image size is 2400×2400 pixels. Contour levels are -0.3, 0.3, 1, 3, 10, and 20 mJy beam^{-1}.

The C-band data were reduced using version 5.3.0 of the `CASA` package. Hanning smoothing was performed. RFI and bad data were identified manually and conservatively flagged. We imaged the total intensity for the 5 cm band, as well as per sub-band, binning every 8 spectral windows out of 32 (i.e., four subsets of 1 GHz width each); the three windows that were most affected by RFI belong to the third data subset.

4. Preliminary results

The source was detected with a signal-to-noise ratio of ~ 300, a peak flux of 26.38 mJy beam^{-1} and a rms noise of 0.09 mJy beam^{-1}. A gaussian fit provided an integrated flux value of 38.3 ± 1.0 mJy.

The radio peak is in excellent agreement with the optical position given for instance by Morris et al. (2000). Since the angular resolution of the present observations is $\sim 1''$, we cannot discriminate the different components that contribute to the detected emission (i.e., the individual stellar winds and the WCR).

In addition, the large bandwidth at C band allows us to inspect flux variations in frequency and to do a preliminary analysis of the spectral index. With this purpose, we computed the total flux in four sub-bands of width ~ 1 GHz centered at 4.5, 5.5, 6.5, and 7.5 GHz. The best fit of a power-law to this data set yields $\alpha = 0.18 \pm 0.05$ (Fig. 2). This spectral index is consistent with a composed spectrum of thermal emission from the stellar winds (with canonical value $\alpha \sim 0.6$) and non-thermal emission from the WCR (with canonical value $\alpha \sim -0.5$).

As a consistency check, we estimate the expected flux from the ionized stellar winds; such an estimate is

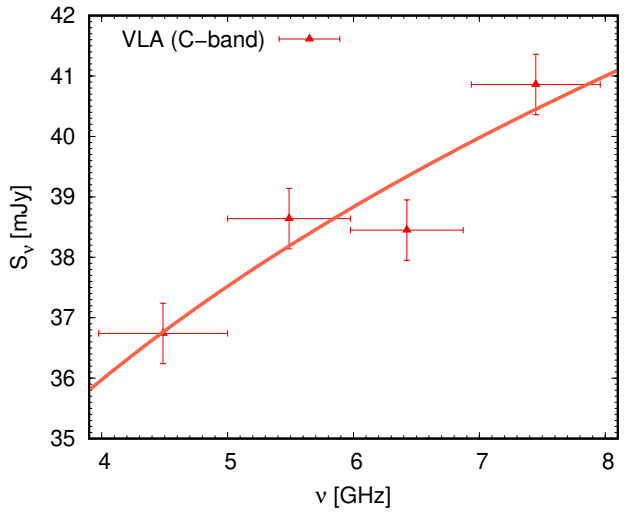


Figure 2: Spectral energy distribution of WR 147 taking four sub-bands within C-band.

reliable only within a factor 2–3 due to uncertainties in the wind parameters. In this system, the thermal emission is expected to be completely dominated by the primary star, as it has a much larger mass-loss rate. Assuming an rms ionic charge of $\gamma = 1$, a mean atomic weight of $\mu \approx 2$, and a volume filling factor of $f = 0.1$, the estimated thermal flux density at 4 GHz is ≈ 6 mJy and at 8 GHz is ≈ 10 mJy (see e.g. De Becker, 2018, and references therein). This estimate is consistent with the interpretation of a composite thermal plus non-thermal spectrum.

We aim to achieve a precise decomposition of the spectrum in its components when the L-band data is added to the analysis. The determination of the spectral index of the non-thermal component at low frequencies, $\alpha_{\rm NT}$, will allow us to characterize the relativistic electron distribution, which is a power law with spectral index $p = -2\alpha_{\rm NT} + 1$. The subsequent modelling of the synchrotron spectrum will allow us to provide constraints on the magnetic field intensity and the acceleration efficiency in the WCR (e.g. del Palacio et al., 2016; Hales et al., 2017; De Becker, 2018).

5. Conclusions

We presented preliminary results on the analysis of radio polarimetric observations of the system WR 147 as part of an ongoing investigation of the polarized synchrotron emission from PACWBs. As a first product of these observations, we obtained an intensity map and spectral energy distribution for the source. The large bandwidth available with the JVLA allowed for a first estimate of the spectral index within the C band, though a more reliable determination will be possible with the addition of the L-band data in the future. The high signal-to-noise ratio of the observations suggests that we should be able to detect even a small fraction ($\lesssim 3$ %) of linear polarization, if present. Moreover, the large frequency range covered by our observations will allow us to look for frequency-dependent depolarization. We thus expect to set very tight constraints to the polarization in the radio emission from WR 147, giving further insight on the magnetic field topology in the WCR from luminous PACWBs.

Acknowledgements: A.B and P.B. acknowledge support from ANPCyT PICT 2017-0773, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas (UNLP) and Asociación Argentina de Astronomía. The National Radio Astronomy Observatory is a facility of the National Science Foundation operated under cooperative agreement by Associated Universities, Inc.

References

De Becker M., 2007, A&A Rv, 14, 171
De Becker M., 2018, A&A, 620, A144
De Becker M., Raucq F., 2013, A&A, 558, A28
del Palacio S., et al., 2016, A&A, 591, A139
Hales C.A., et al., 2017, A&A, 598, A42
Morris P.W., et al., 2000, A&A, 353, 624
Pittard J.M., et al., 2002, A&A, 388, 335
Setia Gunawan D.Y.A., et al., 2001, A&A, 368, 484
Skinner S.L., et al., 1999, ApJ, 524, 394
Sokoloff D.D., et al., 1998, MNRAS, 299, 189
Williams P.M., et al., 1997, MNRAS, 289, 10

Effect of tides on the orbital evolution of irradiated interacting binaries

M. Echeveste[1,2], M.L. Novarino[1,2], O.G. Benvenuto[1,2,3] & M.A. De Vito[1,2]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[3] *Comisión de Investigaciones Científicas de la Provincia de Buenos Aires, Argentina*

Contact / maite.echeveste@gmail.com

Resumen / Estudiamos la evolución de sistemas binarios interactuantes formados por una estrella de neutrones y una estrella ordinaria de tipo solar. Analizamos el efecto de mareas en la evolución de los elementos orbitales del sistema incorporándolo al código de evolución binaria desarrollado en nuestro grupo. Benvenuto, De Vito y Horvath estudiaron la evolución de estos sistemas considerando que la sincronización y circularización de la órbita ocurren instantáneamente. Además, consideraron los efectos de evaporación e irradiación, fenómenos que afectan profundamente la ocurrencia de los episodios de transferencia de masa. En sus estudios, encontraron un progenitor para el redback PSR J1723-2837 que permite una interpretación de tres datos observacionales (período orbital, temperatura y masa de la estrella donora), pero que no se ajusta a la derivada del período orbital observada. En este trabajo, consideramos el efecto de mareas entre episodios de transferencia de masa con el objetivo de estudiar el cambio del período orbital del sistema de manera detallada.

Abstract / We study the evolution of interacting binaries composed by a neutron star and an ordinary solar-like star. We analyse the effect of tides on the evolution of the orbital elements, incorporating them in the binary evolution code developed by our group. Benvenuto, De Vito and Horvath have studied the evolution of these systems considering that the synchronisation and circularization of the orbit occur instantaneously. Besides, they included irradiation feedback and evaporation, which are phenomena that deeply affect the occurrence of mass transfer episodes. In their studies, they found a progenitor for the PSR J1723-2837 redback that can explain the observed orbital period, temperature and mass of the donor star, but it fails to fit the observed orbital period derivative. In this work we consider the effect of tides between mass transfer episodes in order to study the change in the orbital period of the system in detail.

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

1. Introduction

Redbacks are eclipsing binary systems composed by a neutron star (NS) and a companion solar-like star between 0.2 and 0.4 $M_\odot$, with an orbital period between 0.1 and 1 day. In this work, we focus on the redback PSR J1723-2837, discovered by Faulkner et al. (2004). It has a rotational period of 1.86 ms and an almost circular orbit with $P = 14.76$ hr. The eclipses suggest that the pulsar companion is a non-degenerate extended star. Moreover, the spectral analysis made by Crawford et al. (2013), led this star to be classified between a G5 and a K0 spectral type main-sequence star, with an effective temperature of 5000–6000 K. These authors derived a companion mass range of $M_c = 0.4$–0.7 $M_\odot$, and an orbital inclination angle between 30°–41°, assuming a pulsar mass in the range of $M_{NS} = 1.4$–2.0 $M_\odot$. The derived radius of the companion star indicates that it is close to filling its Roche Lobe. Besides, they reported an orbital period derivative of -3.5×10^{-9} ss^{-1}, which is considerably too large to be allowed by the standard model of binary evolution.

Benvenuto et al. (2015b) studied the evolution of close binary systems considering evaporation and irradiation feedback, and assuming that after mass transfer the system instantaneously circularizes and synchornizes. Here, we relax the synchronization and circularization conditions and explore the effect of tides between mass transfer episodes. As tidal forces produce changes in the orbital period, it is expected that this effect directly affects the orbital period derivative.

In brief, tidal interaction occurs because of the presence of the NS, which introduces a force that elongates the donor star along the line between the centres of mass. If the rotational period of the star is shorter than the orbital period, then frictional forces on the surface of the star drag the bulge axis ahead of the line of centres. The resulting torque transfers angular momentum between the stellar spin and the orbit, while conserving the total angular momentum and diminishing the orbital and rotational energy. In consequence, the orbital parameters change, and stellar rotation tends to synchronise with the orbital motion, the orbit tends to circularise and the equatorial plane approaches the orbital plane.

2. Numerical Treatment

In our previous works (Benvenuto et al. 2015b, Benvenuto et al. 2015a, Benvenuto et al. 2014, Benvenuto et al. 2012) we have always considered the system to be in a circularised and synchronised state throughout the entire evolution. We now relax these approximations and study the effect of tidal interactions in between of two consecutive mass transfer episodes.

In order to get a general qualitative picture of tidal evolution, we study a simple model of equilibrium tide, which is described by assuming that the donor star is always in hydrostatic equilibrium (Hut 1981, Repetto & Nelemans 2014). Besides, we treat the NS as a point source.

As stated in Sec. 1., tidal interactions make the system lose orbital and rotational energy. Consequently, the system can asymptotically approach an equilibrium state or lead to an accelerated spiralling-in of the two stars (Alexander 1973; Hut 1980). Would the equilibrium state be reached, it would only be temporarily as it could be broken at any time due to a sink of angular momentum in the system caused by to magnetic braking (MB; Verbunt & Zwaan 1981; Rappaport et al. 1983) or gravitational waves (Hurley et al. 2002). We take into account both phenomena.

In order to add tides to our model, we integrated a full set of equations based on Hut's model for tidal evolution (Hut, 1980), and coupled them with the angular momentum loss by MB (Repetto & Nelemans, 2014) and gravitational wave radiation. To achieve this, we developed a code that calculates the evolution of the orbital elements that suffer changes due to tidal effects. These elements are the semi-major axis, the eccentricity, the inclination of the rotational angular momentum with respect to the orbital angular momentum, and the spin frequency of the star. To solve the set of equations, information about the binary system is required. In order to obtain it, we calculated an evolutionary track using the numerical code of Benvenuto & De Vito (2003) updated by the inclusion of evaporation of the donor star and irradiation feedback. We study a system composed by a normal, solar composition donor star of 1.25 $M_\odot$, evolving on a close binary system together with a 1.4 $M_\odot$ NS on a 0.75 day orbit, with a regime of irradiation feedback $\alpha_{\rm irrad} = 0.01$. These initial parameters were taken from Benvenuto et al. (2015b), in order to complete their investigation.

We also study linear (Zahn, 1966), quadratic (Goldreich & Nicholson, 1977) and quadratic with an extra factor of 50 (Belczynski et al., 2008) scaling for the viscosity due to turbulent convection with the tidal forcing frequency, $F_{\rm conv}$.

3. Results

We compute the evolution of the binary system that achieves the state observed for PSR J1723-2837 while calculating the structure of the donor star since it is in the Zero Age Main Sequence. Fig. 1 shows this star's evolution in a Hertzprung-Russell diagram, and the effective temperature limits observed by Crawford et al. (2013) are marked by two vertical lines. The donor star undergoes a large number of Roche Lobe overflows (RLOFs) separated by detached stages, caused by irradiation feedback. We analyse the tidal effect on one of these pulses of mass transfer. As we focus on the evolution of the orbital period derivative, the analysis we make does not depend strongly on which pulse we use, since any other pulse would give similar results.

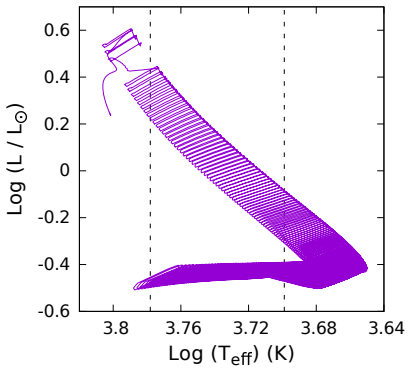


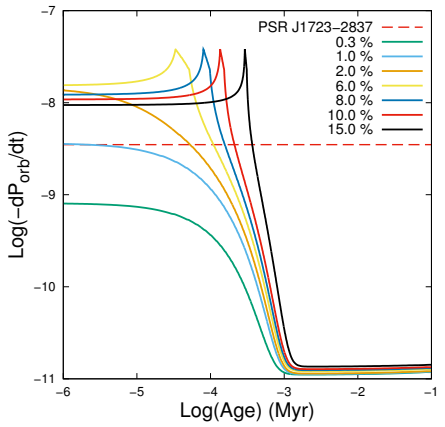
Figure 1: Hertzsprung-Russell diagram depicting the evolution of the donor star. Vertical dashed lines denote the lower and upper limit observed for the effective temperature (Crawford et al., 2013).

Observations of the binary system PSR J1723-2837 report an orbital period derivative of -3.5×10^{-9} ss^{-1}. Using three laws of the scaling for the viscosity due to turbulent convection with the tidal forcing frequency, $F_{\rm conv}$, we explore different values for the initial orbital and rotational period asynchronism in order to find in which systems the orbital period derivative better adjusts the observation. This exploration is presented in Fig. 2, where the first graphic corresponds to a linear $F_{\rm conv}$, the second to a quadratic $F_{\rm conv}$ and the third to a quadratic $F_{\rm conv}$ multiplied by 50. The orbital period derivative is reached by several systems where the rotational period of the companion is initially greater than the orbital period by a given percentage. Since tides affect the system during its entire evolution, one expects that the system has a small asynchronism. Hence, only the third law of $F_{\rm conv}$ (Belczynski et al., 2008) allows for systems with a smaller initial asynchronism to achieve the observed value of PSR J1723-2837 orbital period derivative.

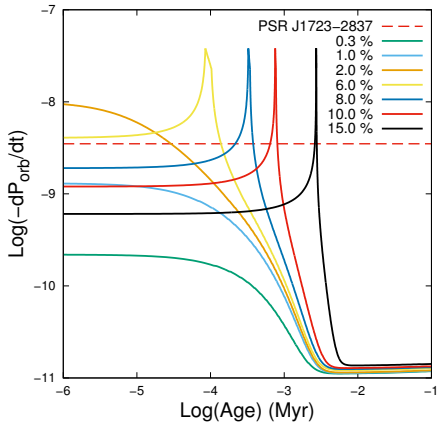
Fig. 3 shows how tides affect the orbital and rotational period in a time scale of a few centuries, after which both show the same behaviour, although they never synchronize. This is because MB constantly acts slowing down the rotation of the outer convective part of the star.

4. Conclusions

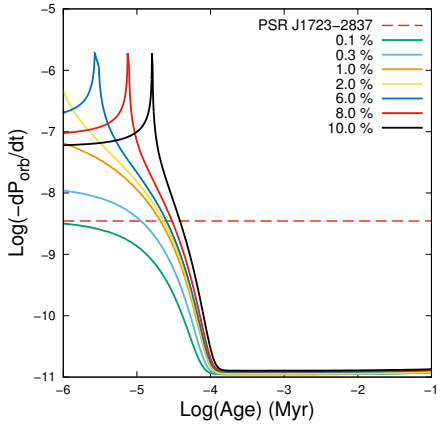
This study of the redback system PSR J1723-2837 is in continuity of Benvenuto et al. 2015b, which found a plausible progenitor that did not fit the observed orbital period derivative. Adding the physics of tides to our evolutionary code, we found three families of systems



(a) Linear



(b) Quadratic



(c) Quadratic *50

Figure 2: Orbital period derivative as a function of time for different laws for F_{conv}. Each curve corresponds to a system with initial rotational period greater (by a given percentage) than the initial orbital period. The orbital period derivative observed for PSR J1723-2837 is denoted with a dashed line.

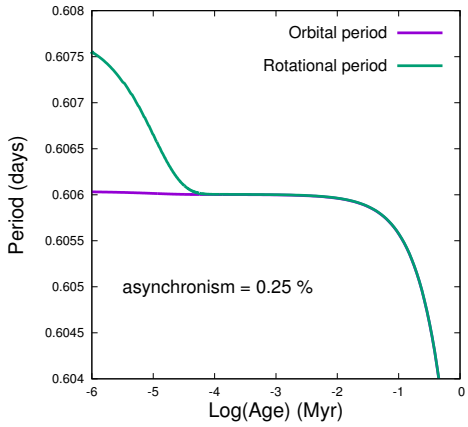


Figure 3: Orbital and rotational periods of the companion as a function of time, for a system with initial asynchronism of 0.25 % and F_{conv} quadratic multiplied by 50.

that reach this value. Each family corresponds to a different law of the scaling for the viscosity with the tidal forcing frequency. We analyse the initial orbital and rotational period asynchronism in each of these systems and conclude that the law proposed by Belczynski et al. (2008) is the most adequate, since it allows systems with small initial asynchronism to reach the orbital period derivative observed.

In a future work we plan to study the field of application of our binary evolutionary model together with the physics of tides. This may be interesting for different kinds of binary systems, either stellar or composed by other kind of objects.

References

Alexander M.E., 1973, Ap&SS, 23, 459
Belczynski K., et al., 2008, ApJS, 174, 223
Benvenuto O.G., De Vito M.A., 2003, MNRAS, 342, 50
Benvenuto O.G., De Vito M.A., Horvath J.E., 2012, ApJL, 753, L33
Benvenuto O.G., De Vito M.A., Horvath J.E., 2014, ApJL, 786, L7
Benvenuto O.G., De Vito M.A., Horvath J.E., 2015a, MNRAS, 449, 4184
Benvenuto O.G., De Vito M.A., Horvath J.E., 2015b, ApJ, 798, 44
Crawford F., et al., 2013, ApJ, 776, 20
Faulkner A.J., et al., 2004, MNRAS, 355, 147
Goldreich P., Nicholson P.D., 1977, Icarus, 30, 301
Hurley J.R., Tout C.A., Pols O.R., 2002, MNRAS, 329, 897
Hut P., 1980, A&A, 92, 167
Hut P., 1981, A&A, 99, 126
Rappaport S., Verbunt F., Joss P.C., 1983, ApJ, 275, 713
Repetto S., Nelemans G., 2014, MNRAS, 444, 542
Verbunt F., Zwaan C., 1981, A&A, 100, L7
Zahn J.P., 1966, Annales d'Astrophysique, 29, 489

Emisión temprana de la supernova 2016gkg

K.Y. Ertini[1,2] & G. Folatelli[1,2]

[1] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[2] *Universidad Nacional de La Plata, Argentina*

Contacto / keilaertini@gmail.com

Resumen / Con un descubrimiento sin precedentes, la supernova (SN) Tipo IIb 2016gkg, fue detectada poco tiempo después de la explosión. Esto resultó en una amplia cobertura temporal y fotométrica e hizo posible el primer modelado consistente de la curva de luz de una SN desde la salida de la onda de choque de la superficie estelar. La información contenida en la evolución del flujo durante las primeras horas y días de la explosión es crucial para determinar parámetros físicos de la SN y su estrella progenitora. Esto nos motivó a desarrollar un método de cálculo de la curva de luz bolométrica, prestándole especial atención a la fase temprana. Presentamos aquí las luminosidades bolométricas obtenidas en comparación con las de otras SNs del mismo tipo. Estudiamos, además, las relaciones entre las correcciones bolométricas y el color para las etapas tempranas, que serán de utilidad en el futuro para aplicar a otras SNs.

Abstract / With an unprecedented discovery, Type IIb supernova (SN) 2016gkg, was detected briefly after the explosion. This resulted in a wide temporal and photometric coverage allowing the first consistent modeling of a SN light curve starting from the shock breakout. The flux evolution during the first hours and days after the explosion is crucial to understand the SN and its progenitor star. This motivated us to develop a code that calculates the bolometric light curve, paying special attention to the early phase. We present here the obtained bolometric luminosities in comparison with the ones of other Type IIb SNe. We also studied the relations between bolometric corrections and color for the early stages, which can be applied to future SN observations.

Keywords / supernovae: general — supernovae: individual: (2016gkg)

1. Introducción

Las supernovas (SNs) de colapso gravitatorio determinan el fin de la vida de las estrellas masivas ($> 8M_{\odot}$). Se clasifican según sus propiedades espectrales (Filippenko, 1997). En especial, existe una clase, cuyos espectros muestran hidrógeno al comienzo de su evolución y luego dejan de mostrarlo, estas son llamadas de Tipo IIb. Este último subtipo es particularmente interesante, ya que se cree que provienen de estrellas que han perdido casi toda su envoltura rica en hidrógeno (Bersten et al., 2012), lo cual las convierte en objetos cruciales para entender aspectos fundamentales de la evolución estelar, como lo es la pérdida de masa en estrellas masivas.

El modelado de las SNs de colapso gravitatorio a través de simulaciones hidrodinámicas, puede dar valores confiables de los parámetros físicos de la estrella progenitora (masa M y radio R) y de la explosión (energía cinética E y masa de níquel sintetizado). Cabe destacar que la mayoría de los modelos hidrodinámicos existentes requieren de la comparación con curvas de luz bolométricas. En principio, el cálculo de dichas curvas de luz requiere de observaciones en todo el rango espectral, pero obtenerlas es muy costoso, aún en el rango UV - óptico - IR. Es por esto que existen programas de seguimiento de SNs logrando tener mejores coberturas espectrales e información cada vez más cercana a la explosión. Esto último es particularmente importante para el estudio de las estrellas progenitoras, ya que luego del breve período en el que el material se enfría después de la explosión, comienza a actuar el decaimiento radiactivo del níquel, y cuando esto ocurre desaparece cualquier efecto de la estructura del progenitor en la curva de luz.

La SN 2016gkg de Tipo IIb (Tartaglia et al., 2017) fue detectada de minutos a horas después de la explosión (Bersten et al., 2018). Gracias a su rápido descubrimiento fue intensamente observada en un amplio rango del espectro y en una etapa que no suele ser cubierta dada su corta duración. Esto permitió el primer modelado consistente de la curva de luz de una SN desde la salida de la onda de choque de la superficie estelar y motivó el objetivo de este trabajo, que es calcular la curva de luz bolométrica de esta SN mediante dos métodos diferentes: a través de la integración directa de las observaciones y por medio de integraciones de cuerpo negro.

2. Métodos

2.1. Datos fotométricos

Dado el temprano descubrimiento de la SN 2016gkg, se han recolectado un gran número de observaciones de esta SN. En este trabajo utilizamos dos conjuntos de datos diferentes. El primero compuesto por imágenes obtenidas desde tierra en el óptico, particularmente en los filtros B, V e I (Bersten et al., 2018). El segundo, compuesto por datos obtenidos desde el espacio, con el *Telescopio Ultravioleta/Óptico* (UVOT) de la misión *Swift*, en el sistema de filtros UVW2, UVM2, UVW1, u,

b y v, descripto por (Poole et al., 2008). De ambos conjuntos se obtuvo la fotometría ya realizada y calibrada, iniciando el día siguiente a la explosión.

Con el fin de integrar el flujo en longitud de onda, se construyeron las distribuciones espectrales de energía (DEE) para cada época disponible, a través del cálculo de las longitudes de onda efectivas de cada filtro y de la transformación a flujos específicos de las magnitudes observadas.

2.2. Ajuste de cuerpo negro

Se ajustaron funciones de Planck a las DEE, bajo la hipótesis de que la emisión temprana, cuando el material es aún denso y caliente, se comporta como un cuerpo negro. Los parámetros a determinar son la temperatura y el tamaño angular del cuerpo negro. Esto se realizó desarrollando un método estadístico de ajuste, calculando el valor de χ^2 en una grilla adecuada del espacio de parámetros. Dicha grilla nos permitió construir una función de distribución de probabilidad para los parámetros a ajustar y consecuentemente, los valores de tales parámetros ajustados y sus errores.

No todas las bandas disponibles fueron utilizadas para los ajustes debido a que notamos incompatibilidades en las curvas de luz entre los filtros B y V con sus homólogos de Swift (b y v). Esto probablemente se deba a un error sistemático en las calibraciones fotométricas de alguno de los dos conjuntos de datos. Decidimos quedarnos con un conjunto de datos autoconsistente. Por lo tanto, adoptamos los datos del telescopio Swift que contienen tanto el óptico como el UV. Sin embargo, necesitamos el filtro I, para tener cobertura cercana al IR y poder ajustar con rigurosidad el cuerpo negro. Por lo tanto usamos también este filtro, aún sabiendo que esto puede generar una dispersión asociada al error sistemático de las calibraciones.

2.3. Flujos integrados

Como una alternativa a los ajustes de cuerpo negro, integramos los flujos específicos observados en las bandas disponibles, obteniendo así lo que se conoce como flujo UVOIR ($F_{\rm UVOIR}$). Es evidente que al integrar las DEE en las bandas fotométricas disponibles se subestima el flujo bolométrico real, por lo que fueron necesarias extrapolaciones para considerar las contribuciones en rangos no observados.

Para la contribución hacia longitudes de onda más largas que las cubiertas por los datos ($F_{\rm IR}$), usamos los ajustes de cuerpo negro calculados con los datos ópticos e integrándolos desde la banda I ($\lambda_{\rm eff}$ = 7880 Å) hasta 100 000 Å, ya que se desprecia la emisión a longitudes de onda más largas que ese últmo valor. Para la contribución hacia longitudes de onda menores que las cubiertas por los datos ($F_{\rm UV}$), se realizaron extrapolaciones lineales desde la banda UVW2 hacia el cero de flujo, extendiéndolo hacia el cero de longitud de onda (Folatelli et al., 2014). Llamamos al flujo total $F_{\rm TOT} = F_{\rm UVOIR} + F_{\rm IR} + F_{\rm UV}$

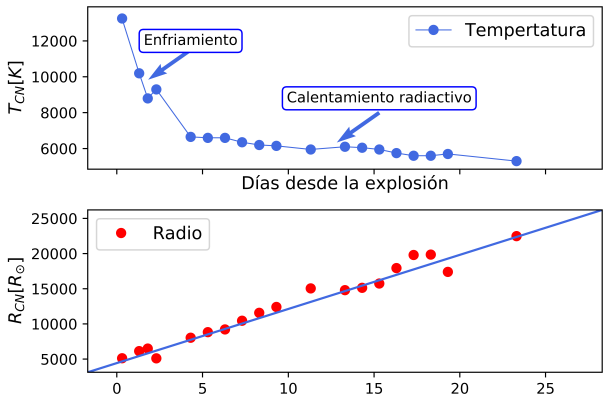


Figura 1: Panel superior: Evolución de la temperatura ajustada. Panel inferior: Evolución del radio ajustado. La línea corresponde al ajuste de una recta a partir de la evolución del radio, que indica el valor de la velocidad fotosférica.

3. Resultados

3.1. Parámetros de cuerpo negro ajustados

En la Fig. 1 se puede ver graficada la evolución de la temperatura ajustada, en la que se ve una rápida caída inicial, indicando que la fase de enfriamiento dura aproximadamente cinco días. Asímismo se muestra la evolución del radio, calculado a partir del tamaño angular ajustado, adoptando una distancia a NGC 613 de 26.4 Mpc y una época de la explosión de MJD=57651.69 (Bersten et al., 2018). A partir de esto último, calculamos un valor de la velocidad fotosférica de 6 200 km s^{-1}. Esta velocidad es menor a la del material eyectado más externo de la estrella, típicamente del orden de 10 000 km s^{-1} lo cual quiere decir que el cuerpo negro se va formando, a medida que pasa el tiempo, en capas más internas de la SN.

3.2. Luminosidades bolométricas

A partir de los flujos calculados, tanto por integraciones como por ajustes de cuerpo negro, calculamos las luminosidades bolométricas utilizando la distancia a NGC 613. Las incertezas estimadas son sólo estadísticas, no consideran posibles errores sistemáticos provenientes de la distancia, la extinción y las extrapolaciones. Llamamos $L_{\rm CN}$ a la luminosidad calculada a partir del cuerpo negro y $L_{\rm TOT}$ a la calculada a partir del $F_{\rm TOT}$. Éstas se muestran en la Fig. 2. Las diferencias entre ambas curvas se deben principalmente a que, para algunas épocas, el ajuste de cuerpo negro pasa por debajo de las DEE, generando que el flujo integrado y en consecuencia, la luminosidad bolométrica, sea menor. Adicionalmente, los ajustes de cuerpo negro no fueron del todo robustos, a causa de la falta de datos en el rango IR. Es por esto que decidimos quedarnos, para los análisis posteriores, con la luminosidad bolométrica que sale del flujo UVOIR más las extrapolaciones, ya que el cálculo involucra directamente a los datos y depende del cuerpo negro solo en las extrapolaciones. Nótese que los posibles errores sistemáticos no considerados no tienen impacto sobre

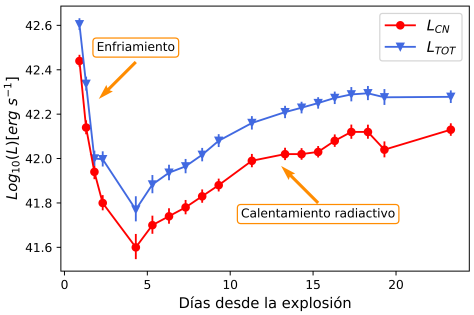


Figura 2: Luminosidades bolométricas calculadas a partir de ajustes de cuerpo negro (L_{CN}) y del flujo integrado más extrapolaciones (L_{TOT})

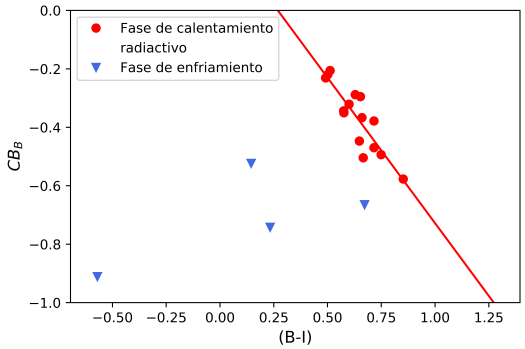


Figura 3: Correcciones bolométricas en función del color (B-I). La línea corresponde al ajuste polinómico realizado a la fase de calentamiento radiactivo.

las diferencias entre ambas curvas, ya que las afecta de igual manera.

3.3. Correcciones bolométricas

Una alternativa al cálculo directo de luminosidades bolométricas es su estimación a través de la calibración de relaciones entre los colores observados de las SNs y sus correcciones bolométricas. Esto ha sido estudiado anteriormente para SNs de Tipo II (Bersten & Hamuy, 2009) y extendido a SNs sin envoltura (Lyman et al., 2014). Este tipo de calibración es de importancia dada la dificultad para obtener flujos en un amplio rango de longitudes de onda, en contraste a la facilidad de obtener colores.

En la Fig. 3 se ven las correcciones bolométricas calculadas a partir de las luminosidades bolométricas para cada época, en función del índice de color (B-I). Para la fase de calentamiento radiactivo, se realizó un ajuste polinómico, descripto por la ecuación $CB_B = 0.26 - 0.99 \times (B-I)$, obtenido con una dispersión rms de 0.05 mag. El comportamiento de la CB_B en la fase de enfriamiento es diferente al de la fase de calentamiento, aunque no presentamos un ajuste por contar con sólo cuatro puntos.

3.4. Comparación con otras SNs IIb

El comportamiento de la curva de luz bolométrica de una SN está relacionado con los parámetros físicos del progenitor y de la explosión, según indican los modelos para SNs de colapso gravitatorio. La fase del máximo principal está determinada por la masa de Níquel y por el cociente de E/M. En cambio la fase de enfriamiento depende principalmente del radio del progenitor. Un mayor R produce una luminosidad mayor y una duración mayor de tal fase de enfriamiento. En la Fig. 4 se encuentran las curvas de luz bolométricas para las SNs IIb 1993J y 2011dh, junto con la calculada para la SN 2016gkg. El tiempo de decaimiento para la SN 2016gkg (de ∼5 días) es menor al de la SN 1993J (de ∼9 días) y mayor al de la SN 2011dh (menor a 3 días). Esto es indicador de que el radio del progenitor de la SN 2016gkg es intermedio a aquellos de las SNs 1993J (Richmond et al., 1994) y 2011dh (Ergon et al., 2014), lo cual se condice con los resultados de (Bersten et al., 2018). Los

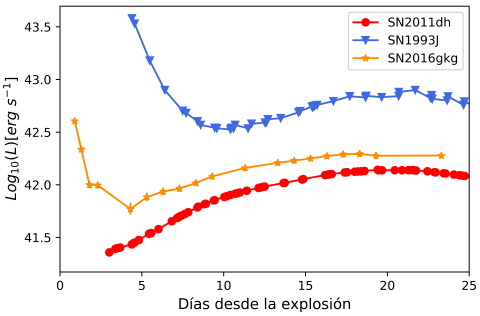


Figura 4: Curvas de luminosidad bolométrica para las SNs 2016gkg, 2011dh y 1993J (ver leyenda).

posibles errores sistemáticos no considerados no afectan el tiempo de decaimiento comparado aquí.

4. Conclusiones

En este trabajo se han analizado las propiedades de la emisión temprana de la SN 2016gkg, a través del desarrollo de un método que permite calcular curvas de luz bolométricas para diferentes épocas de observación. Esto está motivado por la importancia que tienen las curvas de luz bolométricas a la hora de comparar entre observaciones de distintas SNs y con modelos hidrodinámicos. La herramienta de cálculo desarrollada servirá para aplicar a un conjunto grande de SNs IIb en un futuro, estudiando el comportamiento de las mismas, especialmente en la fase de enfriamiento.

Referencias

Bersten M.C., Hamuy M., 2009, ApJ, 701, 200
Bersten M.C., et al., 2012, ApJ, 757, 31
Bersten M.C., et al., 2018, Nature, 554, 497
Ergon M., et al., 2014, A&A, 562, A17
Filippenko A.V., 1997, ARA&A, 35, 309
Folatelli G., et al., 2014, ApJ, 792, 7
Lyman J.D., Bersier D., James P.A., 2014, MNRAS, 437, 3848
Poole T.S., et al., 2008, MNRAS, 383, 627
Richmond M.W., et al., 1994, AJ, 107, 1022
Tartaglia L., et al., 2017, ApJL, 836, L12

Correlation between activity indicators: Hα and Ca II in M stars

R.V. Ibañez Bustos[1], A.P. Buccino[1] & P.J.D. Mauas[1]

[1] *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*

Contact / ribanez@iafe.uba.ar

Resumen / Los campos magnéticos responsables de la actividad estelar son generados por el mecanismo de dínamo estelar. Algunas estrellas de tipo tardío presentan ciclos de actividad similares al ciclo solar de 11 años. El indicador de actividad estelar estándar utilizado es el índice S de Mount Wilson. Sin embargo, debido a la baja luminosidad intrínseca de las estrellas M, el índice S no siempre es adecuado para estudiar la actividad cromosférica en las estrellas más débiles. Por lo tanto, es necesario explorar los indicadores de actividad más rojos en las estrellas de tipo tardío. Por ejemplo, para el caso solar la correlación entre los flujos de la línea Ca II y Hα es positiva durante todo el ciclo. En este trabajo, presentamos un estudio de la relación entre Hα y Ca II en un conjunto de 14 estrellas M a partir de observaciones obtenidas en el marco del Proyecto HKα, que opera en el Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO) desde 1999.

Abstract / The magnetic fields responsible for the stellar activity are generated by the stellar dynamo mechanism. Several late-type stars present activity cycles similar to the 11-year solar cycle. The standard stellar activity indicator used is the Mount Wilson S-index. However, due to the low intrinsic luminosity of dM stars the S index is not always suitable for studying the chromospheric activity on these fainter stars. Therefore, it is necessary to explore redder activity indicators in late-type stars. It is well known that the correlation between the the Ca II and Hα line-core fluxes is positive in the solar case for the whole solar-cycle. In this work, we present a study of the relation between Hα and Ca II in a set of 14 M stars from observations obtained under the HKα Project, which operates in the Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO) since 1999.

Keywords / stars: activity — stars: late-type — techniques: spectroscopic

1. Introduction

The magnetic fields responsible for the stellar activity are generated by the stellar dynamo mechanism. Several late-type stars present activity cycles similar to the 11-year solar cycle (Baliunas et al., 1995) and in some cases, with much more intense magnetic fields than the solar field. In cooler stars where convection becomes dominant, it has been reported that they present higher levels of activity than the Sun and than those found for the earliest stars (West et al., 2015).

The standard stellar activity indicator used is the Mount Wilson S-index, essentially the ratio of the Ca II H&K line-core fluxes to the continuum nearby (Baliunas et al., 1998). However, due to the low intrinsic luminosity of dM stars the S-index is not always suitable for studying the chromospheric activity on these fainter stars. Therefore, it is necessary to explore redder activity indicators in late-type stars (eg. Balmer lines, Na lines or Ca IRT). It is well known that the correlation between the Ca II and Hα line-core fluxes is positive in the solar case for the whole solar-cycle. However, during the last decade, this correlation has been revised for solar-type stars. The main conclusion is that this correlation is not always valid for single stars.

Over the last decade, new interest in M dwarfs has emerged. They are prime targets for current and upcoming exoplanet searches and characterization efforts, due to their ubiquity in the solar neighborhood and high occurrence rates of small exoplanets in the habitable zone. However, these stars can be very active and their activity signatures can hinder the detection of orbiting planets. Furthermore, levels of UV radiation, which are strongly related to stellar activity, can also limit the habitability (Buccino et al., 2006, 2007; Hawley et al., 2014).

In this work, we present a study of the relation between Hα and Ca II in a set of 14 southern active and inactive M dwarf for different activity levels along 20 years.

2. Observations

Since 1999, the HKα Project is operating in the Argentinian observatory CASLEO (Complejo Astronómico El Leoncito). Our group, called FEEPA (Spanish acronym for Stellar Physics, Exoplanets and Astrobiology), systematically observe more than 150 main-sequence stars from F3 to M5.5. To date, we have more than 6000 mid-resolution spectra, ranging from 389 to 669 nm, which constitute an ideal dataset to study different chromospheric activity indicators at different heights of the stellar atmosphere. Throughout these twenty years, we

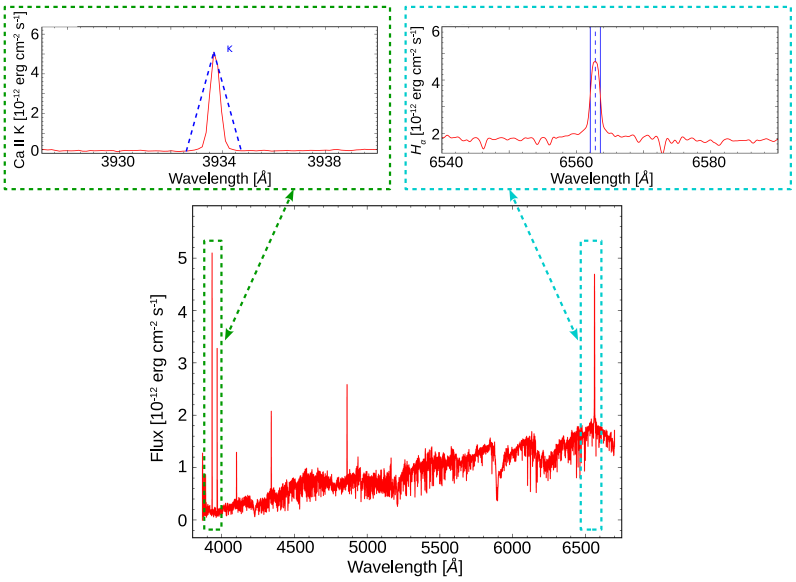


Figure 1: CASLEO spectrum for dM1.5e star. In a zoom with a dashed green line we show the Ca II K line region and in cyan the Hα region that we employed to calculate respective integration flux.

have found evidence of cyclic activity in M stars under different regimes: the fully-convective star Proxima Centauri, (Cincunegui et al., 2007a), partly-convective stars (GJ 229 A and GJ 752 A, Buccino et al. 2011; AU Mic, Ibañez Bustos et al. 2019) and in the convective threshold (the binary system GJ 375, Díaz et al. 2007; AD Leo, Buccino et al. 2014). We also found activity cycles in RS CVn (Buccino & Mauas 2009; Martínez et al. 2019) and in the K star ϵ Eri (Metcalfe et al., 2013) and ι Hor (Flores et al., 2017).

3. Hα-Ca II relation

Cool main-sequence stars later than M3.5-4V (with masses lower than $\sim 0.35\ M_{\odot}$) are thought to be fully convective (i.e., without tachocline Chabrier & Baraffe 1997). M dwarf stars are usually divided into inactive "dM" stars, with the Hα line in absorption, and active "dMe" stars, with Hα in emission.

The Ca II lines are good indicators of chromospheric and photospheric emission in both, active and inactive stars. To study and compare the chromospheric activity level (CAL) for different M stars we obtained the R'_{HK}-index from Astudillo-Defru et al. (2017). This activity indicator is defined as the ratio of the emission from the chromosphere in the Ca II H&K line-cores without photospheric contribution to the total bolometric emission of the star (Noyes et al., 1984).

In this work, we study the relation between lower and upper chromosphere by inspecting the Ca II K line-core and the Hα fluxes, respectively from CASLEO spectra. Due that the HKα project observations cover a wavelenght range from 389 to 669 nm, it is possible to study simultaneous measurements of both activity indicators. In Fig. 1 we show a CASLEO spectrum for an active dM1.5 star, highlighting with dashed green and cyan lines the zooms of the Ca II K line and the Hα regions, respectively. Following Cincunegui et al. (2007b), we computed the Ca II K line-core flux, integrated with a triangular profile of 1.09 Å FWHM centered in 3933.66 Å and the Hα flux as the average surface flux in a 1.5 Å square passband centered in 6562.82 Å. In Table 1 we show a set of 14 southern dMe and dM stars for different CALs.

In Fig. 2 we show the relation between Ca II K line and the Hα flux for dMe stars of spectral type dM0Ve to dM4.5Ve. Moreover, for each star we plot the linear fit: in green those with a strong Pearson's correlation coefficient R > 0.5, and in red those with low (R < 0.3) and/or negative correlation. In Fig. 3, we show similar graphics for inactive M stars (from dM0V to dM4V).

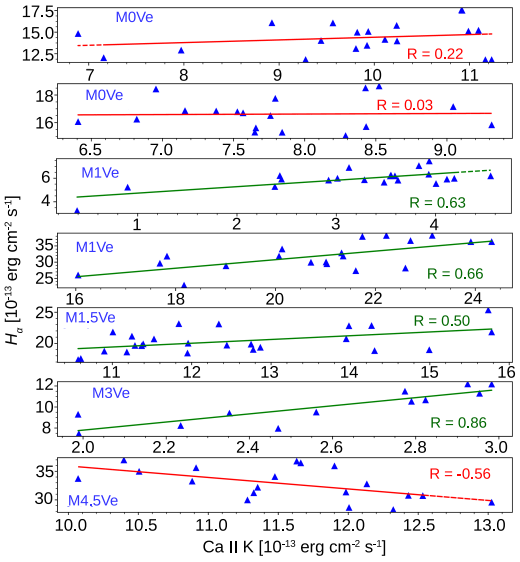


Figure 2: CAL for different dMe stars whose spectral class is from dM0Ve to dM4.5Ve.

Table 1: The stellar parameters, log R'_{HK} (sixth column), rotation periods (seventh column) of the 14 M dwarfs.

SpT	$R^{(b)}$ $R_\odot$	$M^{(b)}$ $M_\odot$	$T_{eff}{}^{(b)}$ K	(B-V)	CAL log $R'_{HK}{}^{(c)}$	P_{rot} days	$[Fe/H]^{(b)}$	Pearson's coeff.$^{(a)}$ R
M0V	0.52	0.55	3770	1.470	-5.038	43.8	-0.16	-0.13
M0Ve				1.443	-4.006			0.22
M0Ve	0.52	0.56	3776	1.410	-4.592	40.0	-0.01	0.03
M1V	0.52	0.56	3790	1.482	-4.722		0.02	0.18
M1V	0.49	0.53	3712	1.434	-5.345		-0.51	-0.08
M1V	0.44	0.46	3589	1.460	-5.682	60.1	-0.39	0.60
M1Ve	0.57	0.61	3918	1.428	-4.028			0.63
M1Ve	0.51	0.54	3742	1.423	-3.826	4.85	-0.12	0.66
M1.5Ve	0.49	0.52	3701	1.475	-4.608	35.0	0.43	0.50
M2V	0.49	0.52	3703	1.394	-4.994	52.3	-0.45	0.63
M3V	0.38	0.39		1.535	-4.761			0.56
M3Ve	0.34	0.34	3431	1.543	-4.065		0.09	0.86
M4V	0.19	0.14	3237	1.729	-5.809		-0.32	-0.51
M4.5Ve	0.37	0.37	3471	1.540	-3.628	2.23	0.16	-0.56

$^{(a)}$ This work. $^{(b)}$ Gaidos et al. (2014) $^{(c)}$ from Eq. (4) of Astudillo-Defru et al. (2017)

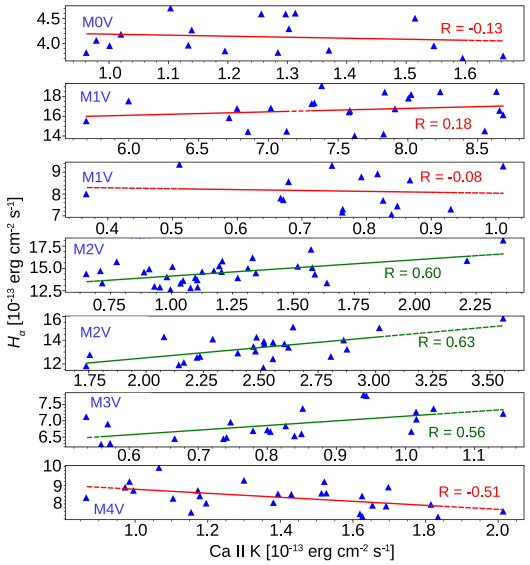


Figure 3: CAL for different dM stars whose spectral class is from dM0Ve to dM4Ve.

4. Discussion

From this analysis, we obtained a clear difference in CALs for dM and dMe stars of the same spectral class, being higher for active one. This was expected since the dM stars present weaker and/or less organized magnetic fields in active regions of the chromosphere (plages) where the studied lines are a measure of the atmospheric magnetic heating.

We also observe that there is no correlation between both lines for the earlier dM and dMe stars. Near the convective limit, are founs strong Pearson's correlation coefficients (dM: $0.56 < R < 0.63$; dMe: $0.50 < R < 0.86$). Apparently, this fact is independent of the metallicity of each particular star but, it could be related to the relationship between the age and the rotation of each star. In a further analysis, we will explore the dependence of these relations.

On the other hand, for fully convective dM and dMe stars, a strong anticorrelation is shown indicating that when the Ca II K line-core fluxes decreases in the low chromosphere, an increase in the Hα line emission in the upper chromosphere is observed. Possibly due to a delay in the transfer of the non-thermal heating from the low to the upper chromosphere due to the absence of a tachocline. This good correlation or anticorrelation between the Hα and Ca II lines in later stars could be due to the fact that the photospheric contribution in these lines is lower than for earlier stars and, they represent a purely chromospheric indicator.

In future works, it is necessary to expand the M star sample to study this behavior and complement it with public observations for further statistics.

References

Astudillo-Defru N., et al., 2017, A&A, 600, A13
Baliunas S.L., et al., 1995, ApJ, 438, 269
Baliunas S.L., et al., 1998, 154, 153
Buccino A.P., Lemarchand G.A., Mauas P.J.D., 2006, Icarus, 183, 491
Buccino A.P., Lemarchand G.A., Mauas P.J.D., 2007, Icarus, 192, 582
Buccino A.P., Mauas P.J.D., 2009, A&A, 495, 287
Buccino A.P., et al., 2011, AJ, 141, 34
Buccino A.P., et al., 2014, ApJL, 781, L9
Chabrier G., Baraffe I., 1997, A&A, 327, 1039
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
Gaidos E., et al., 2014, MNRAS, 443, 2561
Hawley S.L., et al., 2014, ApJ, 797, 121
Ibañez Bustos R.V., et al., 2019, MNRAS, 483, 1159
Martínez C.I., et al., 2019, MNRAS, 2621
Metcalfe T.S., et al., 2013, ApJL, 763, L26
Noyes R.W., et al., 1984, ApJ, 279, 763
West A.A., et al., 2015, ApJ, 812, 3

The preliminary orbit of the new massive binary HD 93249

T. Ansín[1], R. Gamen[1,2], N.I. Morrell[3] & R. Barbá[4]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[3] *Las Campanas Observatory, Carnegie Observatories, La Serena, Chile*
[4] *Departamento de Astronomía, Universidad de La Serena, La Serena, Chile*

Contact / tomas.ansin@gmail.com

Resumen / El OWN Survey es un monitoreo espectroscópico de alta resolución de estrellas tipo O y WN visibles desde el hemisferio Sur y cuya multiplicidad es desconocida. El proyecto empezó hace más de diez años y ha descubierto un importante número de nuevas binarias y otros sistemas múltiples. En este contexto, presentamos la primera órbita espectroscópica de la estrella HD 93249, el miembro más brillante del cúmulo abierto Trumpler 15, y demostramos que se trata de un sistema de corto período compuesto por una estrella primaria de tipo O9 III y una secundaria de tipo espectral B temprano.

Abstract / The OWN Survey is a high-resolution spectroscopic monitoring of Southern O and WN-type stars, whose multiplicity status is unknown. This project started more than ten years ago and it has discovered an important number of new binaries and other multiple systems. In this context, we present the first spectroscopic orbit of HD 93249, the brightest member of the Trumpler 15 open cluster, demonstrating that this is a short period binary system composed of a primary star of type O9 III and an early B-type secondary star.

Keywords / stars: massive — binaries: spectroscopic — stars: individual (HD93249)

1. Introduction

The OWN survey is a high resolution optical spectroscopy monitoring of Southern O and WN stars for which the multiplicity status was not known at the time the project started in 2006 (Gamen et al., 2007; Barbá et al., 2014, 2017).

HD 93249 ($\alpha = 10^{\rm h}\ 44^{\rm m}\ 43.9^{\rm s}$, $\delta = -59^\circ\ 21'\ 25''$, J2000.0; $V = 8.48$) is the brightest star in the Trumpler 15 (Tr 15) open cluster. It was first classified as O9 III by Walborn (1973). This classification was confirmed in other works, and most recently by Sota et al. (2014), who also pointed out to the double-lined binary nature (SB2) of this system, based on information provided by the OWN survey.

There are many determinations of the distance to Tr 15 in the literature, which are not always in agreement. However, there is consensus about the open clusters Tr 14, Tr 15, Tr 16 and Collinder 228 (Co 228) being part of the Carina Nebula complex.

Mel'Nik & Dambis (2009) calculated the Hipparcos trigonometric parallax as the median value of the parallaxes of individual stars in Tr 15 finding a distance $d = 3$ kpc. They also calculated distances to Tr 14, Tr 16, and Co 228 obtaining 2.8, 2.1, and 2.0 kpc, respectively.

The individual distance to HD 93249 was recently estimated in $d = 3097^{376}_{305}$ pc by Bailer-Jones et al. (2018) based in the *Gaia* parallax (DR2). A similar value, namely $d = 3162$ pc, was determined by Maíz Apellániz & Barbá (2018) through the spectrophotometric method.

Shull & Danforth (2019) made an analysis of 29 O stars located in the Carina Nebula Region star clusters (the only Tr 15 star included in the study is HD 93249). They found a common distance of 2.87 ± 0.73 kpc based on the Gaia parallax and spectrophotometric distances of 2.42 ± 0.29 kpc or $d = 2.60 \pm 0.28$ kpc (distances to HD 93249 resulted between 2.52 and 2.76 kpc). The spectrophotometric distances depend on the adopted absolute magnitudes.

HD 93249 and the second brightest star in Tr 15, Tr 15 2 (CPD –58 2659B), were identified as the possible driving stars of an Extended Red Object (ERO) towards the direction of Tr 14, which would be an indication of the interaction among the massive stellar winds of both open clusters, thus supporting the idea that they are at a similar distance (Sexton et al., 2015). These authors also proposed that HD 93249 is a runaway star that produces the bowshock located at 7.8 arcsec, almost coincident in direction with the proper motion of HD 93249 (see also Kobulnicky et al., 2016).

Here, we present the first radial-velocity orbit of HD 93249. The paper is organized as follows: the spectroscopic data is described in Sec. 2.; the radial velocity measurements are explained in Sec. 3.; the preliminary orbital solution is shown in Sec. 4.; the fundamental parameters of the system components are discussed in Sec. 5.; and our conclusions are presented in Sec. 6.

2. Observations

Thirty-four high-resolution spectra were collected during several observing runs between 2008 and 2019. We employed the échelle spectrographs attached to the 2-m

Table 1: Details of the instrumental configurations used in this work.

Observatory + Spectrograph	$\Delta\lambda$ [Å]	R	n
CASLEO + échelle/REOSC	3600–6100	15 000	18
La Silla/ESO + FEROS	3570–9210	46 000	11
Las Campanas + échelle	3500–9850	40 000	5

class telescopes in Argentina and Chile, i.e. Jorge Sahade, CASLEO, Argentina; Irenée du Pont, Las Campanas (LCO), Chile; and MPG/ESO 2.2-m, La Silla (LS/ESO), Chile.

The instrumental configurations are described in Table 1, where in successive columns we give the observatory and spectrograph identification, the wavelength coverage ($\Delta\lambda$), the spectral resolving power (R), and the number of spectra collected (n).

Data from CASLEO and LCO were processed and calibrated using standard IRAF* routines contained in the CCDPROC and ECHELLE packages; while La Silla observations were reduced via the FEROS pipeline supported by ESO.

3. Radial velocity measurements

This preliminary work is based on radial velocities (RVs) of the He I λ5876 absorption line. We choose this particular spectral line for the first orbital analysis because it presents a high signal-to-noise ratio in most of our data and its wavelength is long enough to allow distinguishing both binary components at quadrature phases. Fig. 1 shows spectra obtained during two opposite quadratures in the regions containing the He I λ4471 and Mg II λ4481 lines, and He I λ5876 lines, respectively. The arrows indicate the positions of the faint lines corresponding to the secondary component.

Radial velocities were measured using the NGAUSS task within the IRAF-STSDAS package. The profiles of the He I λ5876 line in several spectra obtained at quadrature phases were first fitted with two different Gaussian functions. We soon noted that the Gaussian amplitudes and widths obtained for each component were very similar from spectrum to spectrum. Next, we decided to adopt for each binary component the average Gaussian amplitude and width from those individual fits, and leave them as fixed parameters to then fit the central wavelengths and thus determine the corresponding RVs.

4. Orbital solution

We searched for periodicities in the 34 RV measurements of the primary component using the online tool provided by the NASA Exoplanets Archive**, determining a most probable period P=2.98 d.

*IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatories which are operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, under collaborative agreement with the US National Science Fundation.

**https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu

Table 2: Preliminary orbital parameters of the SB2 system HD 93249.

Parameter	Unit	Primary	Secondary
P	[d]	2.97968 ± 0.00001	
$T_{\rm periastron}$	[HJD]	2454985.393 ± 0.005	
V_0	[km s^{-1}]	-5.0 ± 0.4	
e		0.0121 ± 0.0085	
ω	[°]	347 ± 44	
K_i	[km s^{-1}]	42.5 ± 0.6	92.6 ± 0.9
$a_i \sin i$	[R$_\odot$]	2.48 ± 0.04	5.42 ± 0.04
$M_i \sin^3 i$	[M$_\odot$]	0.52 ± 0.03	0.24 ± 0.02
q [M$_2$/M$_1$]		0.46 ± 0.01	
$r.m.s.$	[km s^{-1}]	1.5	

This period was fed as initial value into the orbital parameter fitting code GBART, adapted from Bertiau & Grobben (1969). According to the spectral resolution, we gave weights of 1 (LCO and LS/ESO) or 0.5 (CASLEO) to the measured RVs. The orbital parameters resulting from our best fit are presented in Table 2 and illustrated in Fig. 2.

5. Discussion

A quick inspection to the RV orbital solution presented in Table 2 shows that the derived minimum masses are small, which points to a low orbital inclination. If we assume for the primary O9 III a mass of $M_1 \sim 22$ M$_\odot$ (Martins et al., 2005), the orbital inclination would be as low as $i \sim 17°$ and the mass of the secondary component would be $M_2 \sim 10$ M$_\odot$, suggesting a B1–3 V star (see e.g. Hohle et al., 2010), in good agreement with the detection of faint He I and Mg II features in its spectrum (see Fig. 1). In a future stage of this investigation, we plan to disentangle the primary and secondary spectra, which will allow a more robust determination of their spectral types.

Our preliminary characterization of the secondary component can be used to refine the spectro-photometric distance to HD 93249. If we assume for the secondary star a B1 or B2 spectral type, and a luminosity class V, its flux would amount from 14 % to 4 % of the flux of the primary O9 III component, and thus the observed composite V magnitude (adopting $E(B-V) = 0.39$ and $R_V = 3.82$ from Maíz Apellániz & Barbá, 2018), would correspond to a distance of 3.0 or 3.1 kpc, suggesting a negligible influence of the secondary companion on the spectro-photometric distance.

Assuming an orbital inclination close to 17° and radii for the O9 III and early-B V components from Martins et al. (2005), i.e., R$_{\rm O9III}$ = 13.4 R$_\odot$ and R$_{\rm B}$ = 6.3 R$_\odot$, respectively, the separation between components would be only $a \sim 27$ R$_\odot$. The geometrical configuration of the system can then be modeled by means of the PHOEBE code (Prša, 2018) (see Fig. 3). This model predicts ellipsoidal light variations for the system, which should be searched through precise photometric observations.

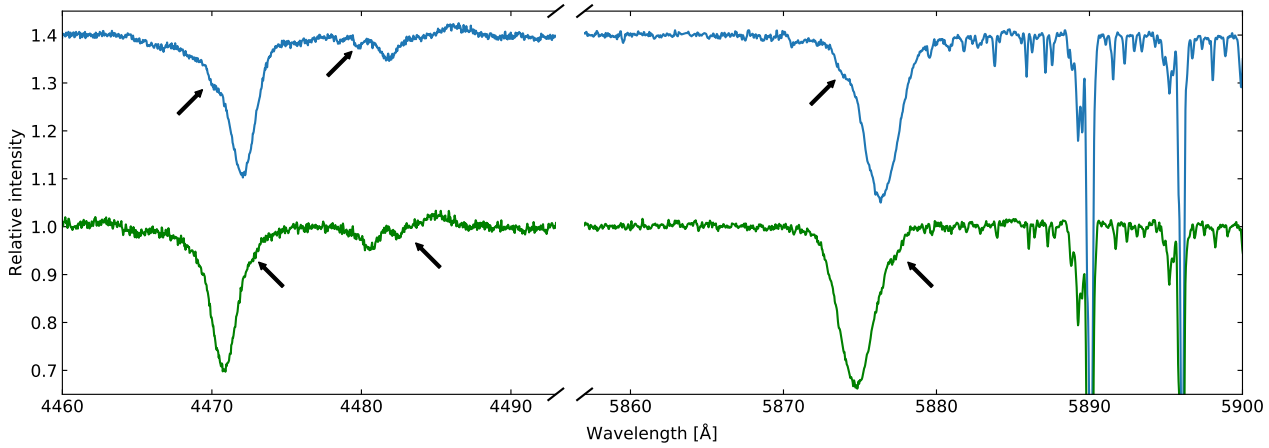


Figure 1: Spectra of HD 93249 observed at quadratures. Left: the wavelength region containing He I λ4471 and Mg II λ4481. Right: the wavelength region around He I λ5876. The arrows indicate the position of the secondary component.

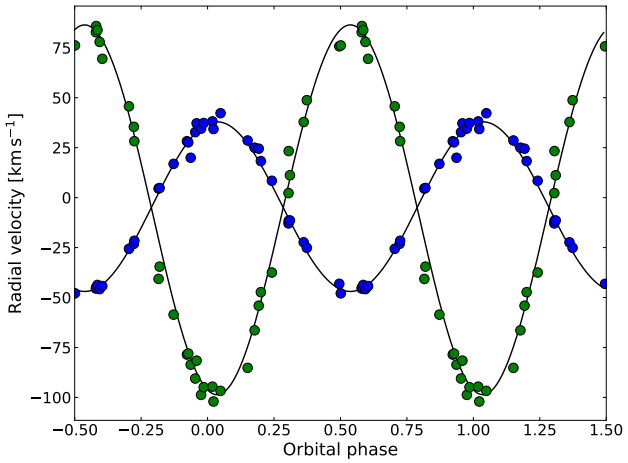


Figure 2: RV orbit of the SB2 system HD 93249. Blue and green circles represent the RVs of He I λ5876 of the primary and secondary components, respectively. Error bars are smaller than the symbols size.

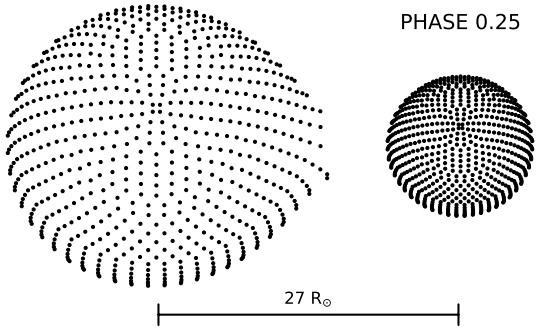


Figure 3: Geometrical configuration of the system HD 93249, modeled by the PHOEBE code, if the radius of the giant star were the calibrated by Martins et al. (2005).

6. Conclusions

We have demonstrated that HD 93249 is a short period ($P \sim 3$ d) SB2, composed of a primary star of spectral type O9 III and an early-B secondary star. We have presented the first RV orbit for this system, which shows negligible eccentricity. The small minimum masses observed in Table 2 point to a low orbital inclination. If we assume a "normal" mass for the primary component, the mass of the secondary and the orbital inclination can be estimated. Moreover, if typical radii are assumed for the O III and early-B binary components, the separation between them results relatively small, and the system would probably present ellipsoidal light variations, a possibility worth exploring in future follow-up observations.

Acknowledgements: We thank the directors and staff of CASLEO, Las Campanas, and La Silla/ESO observatories for support and hospitality during our observing runs. Based on data obtained at Complejo Astronómico El Leoncito, 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.

References

Bailer-Jones C.A.L., et al., 2018, AJ, 156, 58
Barbá R., et al., 2014, *RMxAA (SC)*, vol. 44, 148–148
Barbá R.H., et al., 2017, J.J. Eldridge, J.C. Bray, L.A.S. McClelland, L. Xiao (Eds.), *The Lives and Death-Throes of Massive Stars*, *IAU Symposium*, vol. 329, 89–96
Bertiau F., Grobben J., 1969, Ricerche Astronomiche, 8, 1
Gamen R., et al., 2007, BAAA, 50, 105
Hohle M.M., Neuhäuser R., Schutz B.F., 2010, Astron. Nachr., 331, 349
Kobulnicky H.A., et al., 2016, ApJS, 227, 18
Maíz Apellániz J., Barbá R.H., 2018, A&A, 613, A9
Martins F., Schaerer D., Hillier D.J., 2005, A&A, 436, 1049
Mel'Nik A.M., Dambis A.K., 2009, MNRAS, 400, 518
Prša A., 2018, *Modeling and Analysis of Eclipsing Binary Stars*, 2514-3433, IOP Publishing
Sexton R.O., et al., 2015, MNRAS, 446, 1047
Shull J.M., Danforth C.W., 2019, ApJ, 882, 180
Sota A., et al., 2014, ApJS, 211, 10
Walborn N.R., 1973, ApJ, 179, 517

Análisis de supernovas asociadas a estallidos de radiación gamma

M.E. Favaro[1] & M.C. Bersten[2]

[1] *Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación, UNC, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*

Contacto / elizabeth.favaro@unc.edu.ar

Resumen / En este trabajo presentamos el análisis de una muestra de 5 supernovas (SNs) asociadas a estallidos de radiación gamma de larga duración (LGRB), de las cuales disponemos de sus curvas de luz bolométricas y velocidades de expansión. Utilizando un código hidrodinámico unidimensional que simula la explosión estelar, se determinaron los parámetros físicos de la explosión y de sus progenitores. Se logró modelar satisfactoriamente tres SNs de la muestra (SN 1998bw, 2003dh, 2012bz) utilizando un modelo estelar significativamente más masivo ($M_{ZAMS} = 30$ $M_\odot$) que los que usualmente se necesitan para SNs sin LGRB asociados ($M_{ZAMS} < 20$ $M_\odot$). Además, fue necesario asumir la formación de agujeros negros estelares para encontrar modelos satisfactorios.

Abstract / In this work we present the analysis of a sample of 5 supernovae (SNe) associated with long gamma-ray bursts (LGRB), for which we have bolometric light curves and expansion velocities. Using a one-dimensional hydrodynamic code that simulates stellar explosions, we determine physical parameters of the explosion and of the stellar progenitors. Three SNe of the sample (SN 1998bw, 2003dh, 2012bz) were successfully modeled using a significantly more massive stellar model ($M_{ZAMS} = 30$ $M_\odot$) than those usually employed for SNe without associated LGRB ($M_{ZAMS} < 20$ $M_\odot$). In addition, it was needed to assume the formation of a stellar-mass black hole to reproduce the observations satisfactorily.

Keywords / supernovae: general — supernovae: individual (SN 1998bw, SN 2003dh, SN 2006aj, SN 2010bh, SN 2012bz) — gamma rays: general

1. Introducción

Se ha establecido que gran parte de las estrellas que nacen con más de 8 $M_\odot$ terminan su evolución con una violenta explosión desatada por el colapso de su núcleo, conocida como supernova (SN) de colapso gravitatorio (Heger et al., 2003). Observacionalmente, a estos fenómenos se los clasifica en tres grandes tipos, según sus características espectrales (Filippenko, 1997): SNs de tipo II que presentan fuertes líneas de hidrógeno; SNs de tipo Ib, que no muestran hidrógeno sino que están dominadas por líneas de helio; y SNs de tipo Ic, que no exhiben rasgos definidos de ninguno de estos dos elementos. A su vez, las SNs Ic se subclasifican en SNs Ic-BL, caracterizadas por líneas anchas (*broad-lined*, BL), las cuales están asociadas a altas velocidades de expansión.

Por otro lado, los estallidos de radiación gamma (GRB, por sus siglas en inglés) son intensos destellos de rayos gamma. Kouveliotou et al. (1993) encontraron una bimodalidad en la distribución de la duración de los mismos, clasificándolos en dos grupos: cortos (short-GRB), si tienen una duración menor a los 2 segundos, o largos (long-GRB, LGRB) si duran más de 2 segundos. Aunque el origen de cada tipo de GRB aún está en discusión, desde hace varios años se ha establecido una conexión entre los LGRB y las SNs Ic-BL. Hasta la fecha se han detectado alrededor de 20 asociaciones GRB-SN, pero aún no está del todo claro qué peculiaridades podrían tener sus estrellas progenitoras o sus explosiones para producir un evento LGRB y si las propiedades físicas de estos eventos son sistemáticamente diferentes de las de otras SNs Ic.

Para intentar responder a este interrogante nos hemos propuesto estudiar un grupo selecto de estas SNs para las cuales existe una buena cobertura fotométrica y espectroscópica. Un método bien establecido para la determinación de las propiedades de las SNs y sus objetos progenitores, es mediante la comparación de las observaciones con las predicciones de modelos hidrodinámicos (Shigeyama & Nomoto (1990); Bersten et al. (2012), entre otros).

Para calcular los modelos de las curvas de luz (CLs) bolométricas y las velocidades fotosféricas utilizamos un código hidrodinámico lagrangiano unidimensional que simula la explosión de una SN (Bersten et al., 2011). A partir de la comparación de los modelos con las observaciones, hemos derivado los parámetros físicos de sus progenitores (masas y radios) como así también parámetros de la explosión (energía y material radiactivo sintetizado, masa de ^{56}Ni).

2. Muestra

De todas las SNs asociadas a LGRB, seleccionamos 5 de ellas de las cuales se dispone una buena cobertura temporal de sus CLs bolométricas (Melandri et al. (2012); Cano et al. (2011)) y velocidades de expansión medidas a partir de la línea del Fe II λ5169 (Schulze et al., 2014),

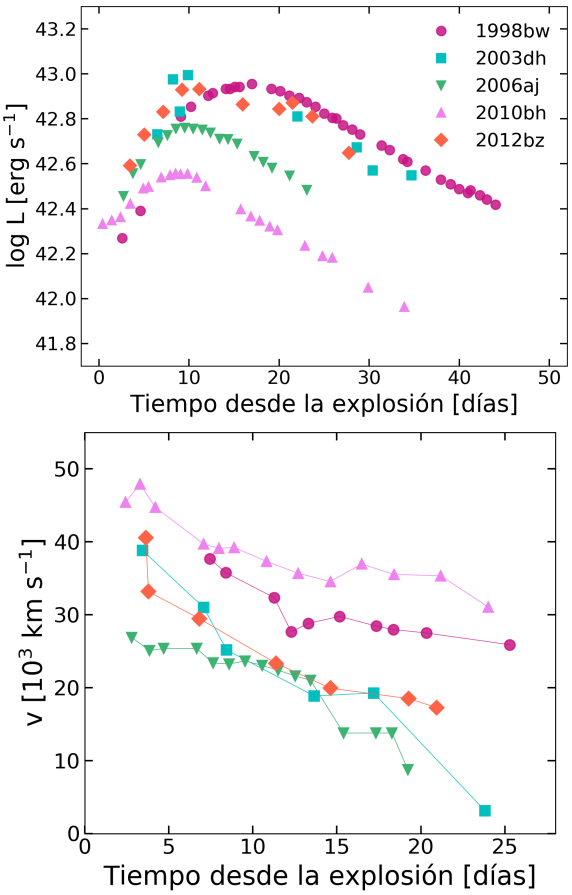


Figura 1: Muestra de SNs seleccionadas. Arriba: Curvas de luz bolométricas (Melandri et al. 2012, Cano et al. 2011). Abajo: Velocidades de expansión medidas a partir de la línea del Fe II λ5169 (Schulze et al., 2014).

la cual se ha propuesto como un buen estimador de la velocidad fotosférica (Dessart & Hillier, 2005). Estas propiedades son necesarias para realizar el modelado hidrodinámico de los objetos y reducir la degeneración entre los diferentes parámetros físicos.

En la Fig. 1 se muestran las CLs bolométricas y las velocidades de expansión de las SNs seleccionadas: SN 1998bw (GRB 980425, z = 0.00866, Galama et al. (1998)), SN 2003dh (GRB 030329, z = 0.16867, Heger et al. (2003)), SN 2006aj (GRB 060218, z = 0.03342, Pian et al. (2006)), SN 2010bh (GRB 100316D, z = 0.05920, Bufano et al. (2010)) y SN 2012bz (GRB 120422A, z = 0.28253, Melandri et al. (2012)). Notamos que, a pesar de que la muestra es pequeña, existe una gran variedad en las luminosidades y anchos de las CLs entre los diferentes eventos, como así también en sus velocidades.

3. Modelos

Contamos con un código hidrodinámico lagrangiano unidimensional que simula explosiones de SNs y permite calcular CLs bolométricas y velocidades fotosféricas (Bersten et al., 2011). Estos modelos se calculan integrando numéricamente las ecuaciones de la hidrodinámica suponiendo simetría esférica de un gas autogravitante. La explosión es simulada inyectando una cierta cantidad de energía cerca del centro del progenitor.

Tabla 1: Parámetros físicos de los modelos estelares iniciales (Nomoto & Hashimoto, 1988).

Modelo	M_{ZAMS} [$M_\odot$]	R_* [$R_\odot$]	M_{He} [$M_\odot$]	M_{cut} [$M_\odot$]	M_{ej} [$M_\odot$]
He4	15	2.3	4	1.5	2.5
He6	20	2.2	6	1.7	4.3
He8	25	1.3	8	1.85	6.15

Se emplearon tres modelos estelares iniciales (pre-SN) en equilibrio hidrostático para simular las condiciones de la estrella antes de explotar. Estos modelos pre-SN fueron calculados por Nomoto & Hashimoto (1988), siguiendo la evolución completa de la estrella desde la secuencia principal de edad cero (ZAMS por sus siglas en inglés) hasta el colapso del núcleo. En la Tabla 1 se presenta un resumen de los parámetros de cada modelo pre-SN, donde se especifica la masa en la ZAMS (M_{ZAMS}), radio del progenitor (R_*), masa del núcleo de He (M_{He}), la masa del remanente compacto (M_{cut}) y la masa eyectada (M_{ej}). Para estos modelos se asumieron valores fijos de la M_{cut} correspondientes a la masa del núcleo de Fe. La masa que no forma al remanente compacto será eyectada, y es posible estimarla como $M_{ej} = M_{He} - M_{cut}$.

Previamente a realizar el modelado hidrodinámico de la muestra de SNs, estudiamos el efecto de variar los parámetros físicos del código, a saber, el modelo pre-SN, la energía de la explosión (E, en unidades de 1 foe = 1×10^{51} erg) y la masa de ^{56}Ni, sobre las CLs y las velocidades fotosféricas. Este análisis, fue utilizado como guía al momento de modelar las observaciones. En la Fig. 2 se muestran las CLs (izquierda) y las velocidades fotosféricas (derecha) para los tres modelos pre-SN dejando fijo la E = 1 foe y $M_{Ni} = 0.1\ M_\odot$ (arriba); para E = 0.5, 1 y 2 foe para el modelo pre-SN He4 y una $M_{Ni} = 0.1\ M_\odot$ (centro); para $M_{Ni} = 0.05$, 0.1 y 0.5 $M_\odot$ para el modelo pre-SN He4 y una E = 1 foe (abajo). A partir de este análisis encontramos que:

- Mientras más masivo es el modelo pre-SN, se obtienen CLs más anchas, menos luminosas y el instante del máximo de luz se atrasa; las velocidades fotosféricas son más bajas;
- A mayor energía de explosión, la CL toma una forma más angosta, aumenta el valor de la luminosidad y se adelanta el instante del máximo; las velocidades son más altas y decaen más rápido en el tiempo;
- A medida que aumenta la masa de ^{56}Ni, la CL se vuelve más brillante y ancha, mientras que el instante del máximo casi no se ve afectado. Las velocidades fotosféricas quedan prácticamente inalteradas.

4. Resultados

A pesar de que hemos variado los parámetros libres del código (modelo pre-SN, E, M_{Ni}), no hemos encontrado soluciones utilizando los modelos de baja masa presentados en la Tabla 1. Por lo cual, recurrimos a un modelo estelar más masivo. En particular, se utilizó un modelo pre-SN con una masa de He de 11 $M_\odot$ (correspondiente

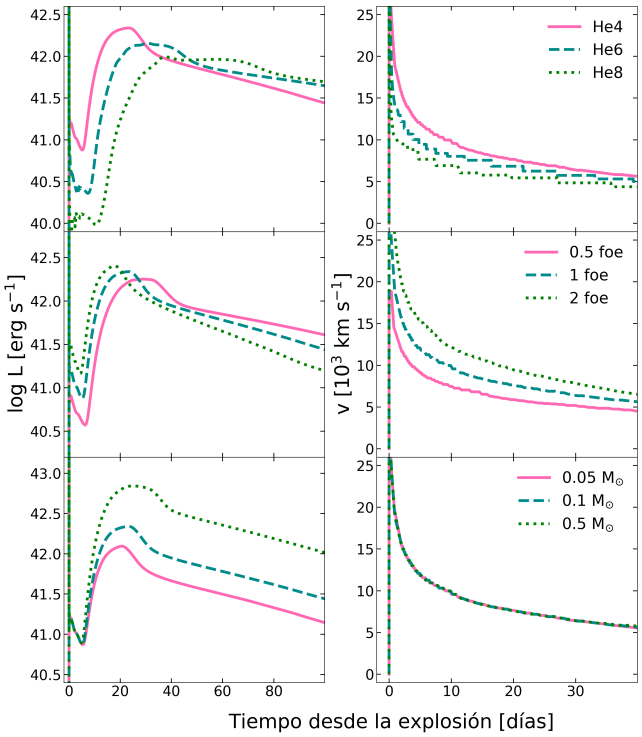


Figura 2: Curvas de luz bolométricas (derecha) y velocidades fotosféricas (izquierda), obtenidas de variar el modelo pre-SN (arriba), la energía de explosión (centro) y la masa de ^{56}Ni (abajo). En los últimos dos casos se asumió el modelo He4 como progenitor.

Tabla 2: Parámetros físicos de los modelos hidrodinámicos calculados a partir del modelo pre-SN He11 para tres SNs de la muestra.

SN	E [foe]	M_{Ni} [$M_\odot$]	M_{cut} [$M_\odot$]	M_{ej} [$M_\odot$]
1998bw	19	0.6	7.4	3.6
2003dh	10	0.5	8.4	2.6
2012bz	10	0.5	8.4	2.6

a $M_{ZAMS} = 30$ $M_\odot$) y un radio de 5 $R_\odot$ al momento de la explosión, calculado por el Lic. L. Martinez (IALP-FCAGLP) utilizando el código MESA (Paxton et al., 2011). Con este modelo fue posible modelar satisfactoriamente tres SNs de la muestra, SN 1998bw, SN 2003dh y SN 2012bz (ver Fig. 3). Los parámetros físicos derivados para cada SN se presentan en la Tabla 2.

Es importante destacar, que sólo fue posible encontrar modelos satisfactorios asumiendo la formación de remanentes compactos más masivos. Las masas derivadas son consistentes con la formación de agujeros negros estelares, lo cual favorece al modelo *collapsar* propuesto para estos objetos (MacFadyen & Woosley, 1999; MacFadyen et al., 2001).

5. Conclusiones

- Los modelos iniciales He4, He6 y He8 fueron descartados ya que no permitieron reproducir las CLs y las velocidades observadas. Por lo cual se tuvo que recurrir a un modelo estelar más masivo.
- Se lograron reproducir satisfactoriamente tres de las SNs de nuestra muestra, 1998bw, 2003dh, 2012bz. En todos los casos fue necesario utilizar un modelo inicial más masivo que los que se encuentran para SNs Ic normales, donde las masas de He son usualmente < 6 $M_\odot$. Esto muestra una clara diferencia entre sus progenitores.
- Además, fue necesario asumir la formación de remanentes compactos masivos consistentes con agujeros negros estelares, y favoreciendo al modelo *collapsar*.

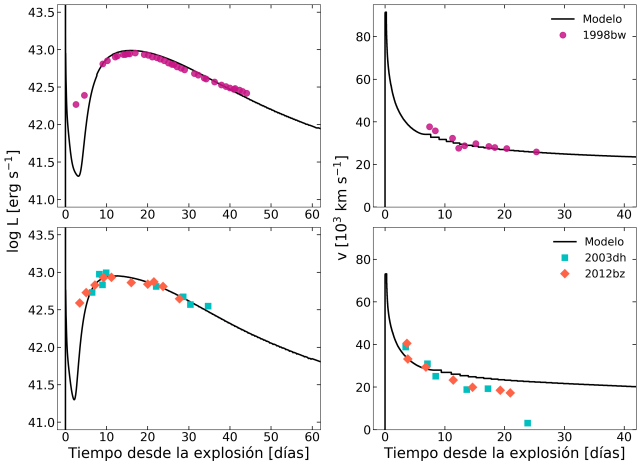


Figura 3: Modelado de las SNs 1998bw (arriba), 2003dh y 2012bz (abajo) utilizando el modelo pre-SN He11. Izquierda: Curvas de luz bolométricas. Derecha: Velocidades de expansión. En línea sólida se muestra el modelo que mejor representa las observaciones.

Referencias

Bersten M.C., Benvenuto O., Hamuy M., 2011, ApJ, 729, 61
Bersten M.C., et al., 2012, ApJ, 757, 31
Bufano F., et al., 2010, Central Bureau Electronic Telegrams, 2227
Cano Z., et al., 2011, ApJ, 740, 41
Dessart L., Hillier D.J., 2005, A&A, 439, 671
Filippenko A.V., 1997, ARA&A, 35, 309
Galama T.J., et al., 1998, Nature, 395, 670
Heger A., et al., 2003, ApJ, 591, 288
Kouveliotou C., et al., 1993, ApJL, 413, L101
MacFadyen A.I., Woosley S.E., 1999, ApJ, 524, 262
MacFadyen A.I., Woosley S.E., Heger A., 2001, ApJ, 550, 410
Melandri A., et al., 2012, A&A, 547, A82
Nomoto K., Hashimoto M., 1988, PhR, 163, 13
Paxton B., et al., 2011, ApJS, 192, 3
Pian E., et al., 2006, Nature, 442, 1011
Schulze S., et al., 2014, A&A, 566, A102
Shigeyama T., Nomoto K., 1990, ApJ, 360, 242

Ciclos estelares

P.M. Olivar[1], L. Sraibman[2], A.P. Buccino[1,3], F.O. Minotti[1,2] & P.J.D. Mauas[1,3]

[1] *Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina*
[2] *Instituto de Física del Plasma, CONICET–UBA, Argentina*
[3] *Insituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*

Contacto / abuccino@iafe.uba.ar

Resumen / Los campos magnéticos que causan la actividad estelar son creados principalmente por la interacción entre la convección y la rotación estelar (dínamo estelar). A partir del modelo axisimétrico de dínamo solar desarrollado por el grupo, se logró reproducir los ciclos de actividad de un conjunto de estrellas de tipo solar reportados como cíclicas en la literatura.

Abstract / The magnetic fields that cause stellar activity are created primarily by the interaction between convection and stellar rotation (stellar dynamo). From the axisymetric solar dynamo model, developed by this group, we were able to reproduce the activity cycles of a set of solar-type stars reported as cyclic in the literature.

Keywords / dynamo — stars: activity — stars: magnetic field

1. Introducción

Los campos magnéticos que causan la actividad estelar son creados principalmente por la interacción entre la convección y la rotación estelar (dínamo estelar). Los estudios observacionales sistemáticos realizados hasta el momento dedicados mayormente a estrellas de tipo solar, en el rango F a K tempranas, han detectado ciclos de actividad magnética similares al ciclo solar. Al analizar la longitud de estos ciclos en función de los parámetros estelares relacionados con la actividad como es la tasa de rotación de la estrella, se ha detectado que esta relación no es unívoca sino que los períodos de actividad se distribuyen de manera discreta en una serie de ramas (inactiva, activa y super-activa). Incluso se encontró que algunas estrellas presentan dos ciclos de actividad coexistentes, distribuidos en dos ramas simultáneamente (Böhm-Vitense, 2007). Sin embargo, la longitud del ciclo solar es un caso particular ya que no pertenece a ninguna de ellas.

En esta última década, los diagramas que relacionan la longitud de los ciclos de actividad con el período de rotación en estrellas de tipo solar han puesto en discusión una serie de puntos (e.j.Metcalfe et al. 2016; Brandenburg et al. 2017; Strugarek et al. 2017). Por un lado, surge el interrogante de qué tipo de dínamo pudiese estar operando en aquellas estrellas que presentan dos ciclos de actividad coexistentes. Por el otro, se plantea que la posición atípica del ciclo solar en estos diagramas podría indicar que el dínamo solar se encuentre en transición y considerar que la actividad magnética solar no es ordinaria (Metcalfe et al., 2016). Por lo tanto, estos diagramas construidos a partir de datos observacionales representan una gran oportunidad para contextualizar la actividad solar y, por ende, analizar el rol conjunto de la rotación y la convección en la generación de ciclos estelares. Aplicando el modelo de dínamo desarrollado para el Sol por Sraibman & Minotti (2019), se construyeron modelos para un conjunto de estrellas de tipo solar que poseen dos ciclos de actividad. Esta muestra fue seleccionada del reciente trabajo de Strugarek et al. (2017), donde lista un total de 27 estrellas de tipo solar, 6 de ellas presentan dos ciclos de actividad. En particular, se eligieron HD 100180, HD 114710 y HD 76151 de la muestra, cuyo períodos de rotación son mayor al solar.

2. El modelo

En este modelo se parte de la ecuación de inducción, que vincula los campos de velocidades y magnéticos:

$$\frac{\partial \vec{b}}{\partial t} = \vec{\nabla} \times (\vec{u} \times \vec{b} - \eta \vec{\nabla} \times \vec{b}), \tag{1}$$

donde η es la difusividad magnética turbulenta de microescala y, $\vec{b}$ y $\vec{u}$ son los campos magnéticos y de velocidad respectivamente.

Utilizando el método descripto en Minotti (2000), se logra obtener una ecuación para los campos medios:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{\nabla} \times (\vec{U} \times \vec{B} - \eta \vec{\nabla} \times \vec{B}) + \vec{\nabla} \times \vec{S}, \tag{2}$$

donde las letras en mayúscula representan ahora la parte de escalas grandes de los campos, y $\vec{S}$ corresponde al efecto de las escalas mas chicas que la longitud de la grilla λ, sobre las escalas grandes, y se escribe como:

$$\vec{S} = \langle \vec{\delta u} \times \vec{\delta b} \rangle. \tag{3}$$

A partir de relaciones exactas entre las magnitudes de gran escala, y asumiendo que los campos son espacialmente suaves en escalas pequeñas, se obtiene la siguiente expresión para las componentes cartesianas de $\vec{S}$:

$$S_i(\vec{X}) = \frac{\lambda^2}{24} \epsilon_{ijk} \frac{\partial U_j}{X_m} \frac{\partial B_k}{X_m}. \tag{4}$$

Esta es la base del modelo de dínamo presentado en Sraibman y Minotti (2019), que incluye además un promediado sobre el ángulo azimutal Φ alrededor del eje de rotación z para reducirlo a un modelo axisimétrico.

Entonces, el campo magnético de escalas grandes queda representado en coordenadas esféricas como:

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times (A_\phi \hat{e}_\phi) + B_\phi \hat{e}_\phi. \quad (5)$$

Las ecuaciones de evolución del campo resultan:

$$\frac{\partial A_\phi}{\partial t} = U_r B_\theta - U_\theta B_r + \\ +\eta \left(\nabla^2 A_\phi - \frac{A_\phi}{r^2 sin^2\theta} \right) + S_\phi + \alpha B_\phi, \quad (6)$$

$$\frac{\partial B_\phi}{\partial t} = [\vec{\nabla} \times (\vec{U} \times \vec{B} - \eta \vec{\nabla} \times \vec{B}) + \vec{\nabla} \times \vec{S}] \cdot \hat{e}_\phi. \quad (7)$$

La velocidad $\vec{U}$ tiene dos componentes, uno azimutal $U_\phi = \Omega(r,\theta) r sin\theta$, y uno meridional $\vec{U}_m$. Las expresiones para esta última, junto con las componentes de $\vec{S}$ y α, están desarrolladas en Sraibman y Minotti (2019).

La componente $\alpha_{\phi\phi} = \alpha$ se puede expresar:

$$\alpha = \frac{\lambda^2 \chi}{24 s} \omega_s, \quad (8)$$

donde $0 < \chi < 1$ es un parámetro del modelo, λ es la longitud característica de escalas pequeñas, $s = r sin\theta$ es la coordenada radial cilíndrica, y ω_s es la componente radial cilíndrica de la vorticidad media.

3. Soluciones numéricas

Las Ecs. 6 y 7 se resuelven numéricamente para una estrella de radio R_*, abarcando una cáscara esférica desde un radio r_0, que se encuentra por debajo del comienzo de la zona convectiva, hasta R_*. Se asume que la zona radiativa es un conductor perfecto, y al estar r_0 fuera de la región donde el dínamo hace efecto, se cumplen las siguientes condiciones de contorno en r_0:

$$A_\phi = 0, \quad \frac{\partial (r B_\phi)}{\partial r} = 0 \quad (9)$$

y en la superficie $r = R_*$:

$$\nabla^2 A_\phi - \left(\frac{A_\phi}{r^2 sin^2\theta} \right) = 0, \quad B_\phi = 0. \quad (10)$$

El perfil de rotación diferencial utilizado fue el mismo que el utilizado para el Sol, que acorde a los datos heliosismológicos es:

$$\Omega(r,\theta) = \Omega_0 + \frac{1}{2} \left[1 + erf \left(2 \frac{r - r_t}{d_t} \right) \right] [\Omega_{scz} - \Omega_0]. \quad (11)$$

Para la difusividad magnética de microescala se usó la expresión de Smagorinsky (Scotti et al., 1993):

$$\eta(r,\theta) = C_s^2 \Delta r \Delta\theta \sqrt{S_{kl} S_{kl}}. \quad (12)$$

Se eligieron 3 estrellas de la tabla en Strugarek et al. (2017) con ciclos magnéticos, para diferentes períodos de rotación. Los parámetros estelares M_*, Edad y R_* fueron obtenidos de la Tabla 2 de Takeda et al. (2007). A partir de simulaciones de evolución estelar basadas en el código de Eggleton (1971), se obtuvo el radio estelar R_*, coincidente con las observaciones, la densidad de masa $\rho(r)$, y el radio de la zona convectiva r_t para cada estrella.

Tabla 1: Parámetros estelares utilizados para construir cada modelo de dínamo.

Estrella	M_* [$M_\odot$]	Edad [Ga]	R_* [$R_\odot$]	r_t [R_*]	Ω [$\Omega_\odot$]
HD100180	1.069	3.8	1.090	0.697	1.75
HD76151	1.056	1.32	1	0.748	1.64
HD114710	1.143	1.12	1.099	0.755	2

4. Resultados

Para cada estrella, se variaron los parámetros χ y C_s de las Ecs. 8 y 12 respectivamente, hasta lograr ciclos magnéticos estables.

Del análisis de la serie temporal se calcula el índice I_B que da el valor del campo desde un ángulo de observación β:

$$I_B = \int_{-\pi}^{\pi} d\phi \int_0^{\pi} d\theta |B(\theta)| F(sin\beta sin\theta cos\phi + \\ + cos\beta cos\theta). \quad (13)$$

Con $F(x) = x$ si $x > 0$ y $F(x) = 0$ si $x < 0$

El índice I_B representa un indicador de actividad estelar similar al índice de Mount Wilson, medida estándar de actividad estelar (Baliunas et al. 1995).

En las Figs. 1-3 se presenta una porción de los diagramas mariposa obtenidos, donde se muestra las componentes del campo magnético derivado del modelo en la capa convectiva en función del tiempo. Para cada uno de los modelos se calculó la serie temporal del índice I_B de cada estrella. Cada una de estas series se analizaron con el periodograma GLS (Zechmeister & Kürster, 2009), se detectó un único pico significativo correspondiente a 9.90 a para HD 100180, 2.86 a para HD 76151 y 11.30 a para HD 114710 (ver Tabla 2).

Tabla 2: Períodos de los ciclos de actividad publicados en la literatura ($P_{1,2}^{obs}$) y los períodos de actividad derivados de nuestros modelos de dínamo (P^{mod}).

Estrella	P_1^{obs} [a]	P_2^{obs} [a]	P^{mod} [a]
HD100180	3.6	12.9	9.9
HD76151	2.52	-	2.86
HD114710	9.6	16.6	11.3

Para analizar estos resultados en el contexto del diagrama $P_{cyc} - P_{rot}$ incluimos los resultados P^{mod} en la Fig. 2 de Metcalfe et al. (2016) (Ver Fig. 4).

5. Conclusiones

En este trabajo se presentan modelos de dínamo axisimétricos no lineales de tres estrellas de tipo solar reportadas como cíclicas en la literatura: HD100180, HD 114710 y HD 76151. Los ciclos obtenidos en este trabajo,

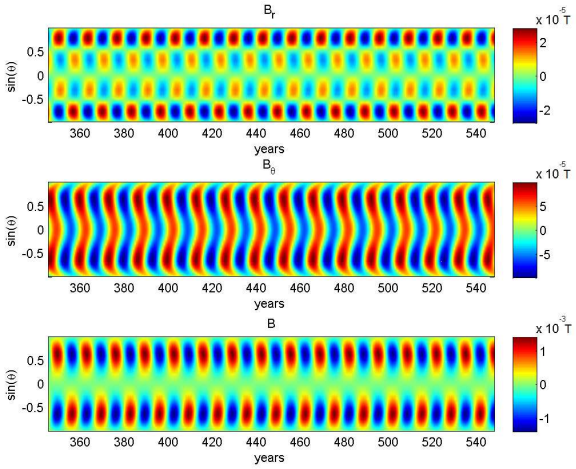


Figura 1: HD 100180. Componentes del campo magnético en la capa convectiva para un lapso de 200 a.

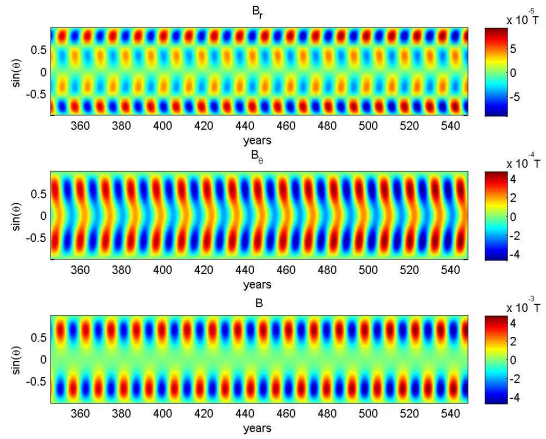


Figura 2: HD 114710. Componentes del campo magnético en la capa convectiva para un lapso de 200 a.

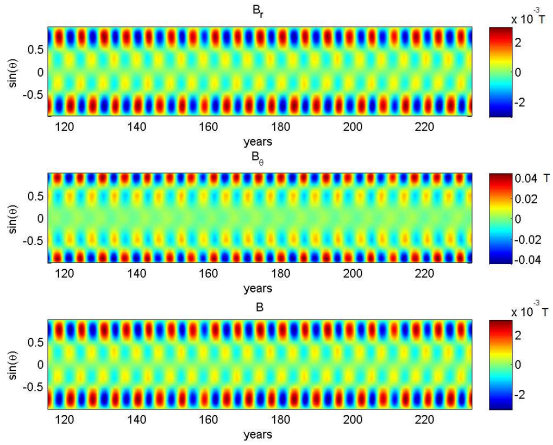


Figura 3: HD 76151. Componentes del campo magnético en la capa convectiva para un lapso de 100 a.

a partir del análisis del índice I_B, no coinciden exactamente con los ciclos de actividad derivados de observaciones. Efectivamente, se obtuvo un período de 9.9, 11.3 y 2.86 a para HD100180, HD114710 Y HD76151 respectivamente. Mientras que en la literatura, se reportararon dos ciclos simultáneos para HD 100180 de 3.6 y 12.9 a y para HD 114710 de 9.6 y 16.6 a. Mientras que para HD 76151 se reportó un único ciclo de 2.52 a. Sin embargo, debemos señalar que el valor del ciclo de actividad reportado a partir de observaciones corresponde a un valor medio, ya que la longitud de cada ciclo estelar no es fija. Por ejemplo, el período de actividad del ciclo solar tiene una variación media del 18 % en 300 a de observaciones sistemáticas. Por lo tanto los ciclos hallados para HD 76151 y HD 114710 coinciden con los observados, dentro del margen de error.

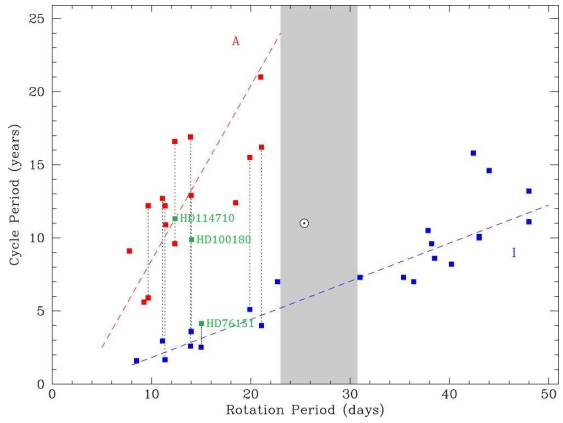


Figura 4: Ciclos de actividad derivados (puntos verdes) insertos en la Fig. 2 del trabajo de Metcalfe et al. (2016).

Por otro lado, los períodos obtenidos a partir de modelos ajustan dentro del margen de error a las ramas activas e inactivas planteadas en los diagramas P_{cyc}-P_{rot}, lo que nos permite concluir que un dínamo de tipo solar puede reproducir los ciclos en ambas ramas y que, por lo tanto, la actividad solar no sería un caso extraordinario.

En un futuro próximo, se pretende insertar en el modelo la velocidad meridional inicial, estas correcciones probablemente modifiquen levemente la longitud del ciclo de actividad, mejorando la coincidencia con las observaciones.

Agradecimientos: Agradecemos a la Asociación Argentina de Astronomía por haber permitido al Sr. Pablo M. Olivar realizar este trabajo en el marco de la Beca Estímulo durante febrero y marzo del 2019.

Referencias

Böhm-Vitense E., 2007, ApJ, 657, 486
Brandenburg A., Mathur S., Metcalfe T.S., 2017, ApJ, 845, 79
Eggleton P.P., 1971, MNRAS, 151, 351
Metcalfe T.S., Egeland R., van Saders J., 2016, ApJ, 826, L2
Minotti F.O., 2000, PhRvE, 61, 429
Scotti A., Meneveau C., Lilly D.K., 1993, Phys. Fluids, 5, 2306
Sraibman L., Minotti F., 2019, Solar Phys., 294, 14
Strugarek A., et al., 2017, Science, 357, 185
Takeda G., et al., 2007, ApJS, 168, 297
Zechmeister M., Kürster M., 2009, A&A, 496, 577

Dependencia entre la mezcla en los bordes de regiones convectivas y la masa estelar

F.D. Moyano[1], J.A. Panei[1,2] & J.A. Moreno[1]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*

Contacto / fmoyano@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / La mezcla convectiva en los interiores estelares es uno de los procesos menos entendidos, aunque es de fundamental importancia para construir modelos teóricos. El *overshooting* (OV) es un proceso que provoca que la mezcla se extienda mas allá de los bordes de las regiones convectivas, usualmente impuestos por el criterio de Schwarzschild. En la aproximación difusiva, se usa un parámetro libre ($f_{\rm ov}$) que mide su eficiencia. El valor de $f_{\rm ov}$ adoptado en los modelos puede afectar propiedades importantes, como la edad inferida de cúmulos estelares. En este trabajo estudiamos cómo varía la eficiencia del OV con la masa estelar, incluyendo procesos adicionales de mezcla, como la semi-convección y mezcla termohalina. Para ello, computamos modelos de evolución estelar y los ajustamos a datos observacionales de estrellas con medidas precisas de parámetros fundamentales, para inferir valores de $f_{\rm ov}$. Encontramos que la eficiencia del OV aumenta con la masa estelar hasta ~ 2.5 M$_\odot$ y luego se mantiene aproximadamente constante.

Abstract / Convective mixing in stellar interiors is one of the most misunderstood processes, although it is fundamental to build theoretical models. Convective overshooting (OV) is a process that extends the mixing beyond the convective boundaries imposed by the classical Schwarzschild criterion. In the diffusive approximation, this process depends on a free parameter ($f_{\rm ov}$) which measures its efficiency. The value of $f_{\rm ov}$ adopted in models can affect important parameters, such as the inferred age of stellar clusters. In this work we study the relationship between OV strength and stellar mass. We take into account additional mixing processes, such as semi-convection and thermohaline mixing. We use our stellar evolution code to compute models and compare them to measured and accurate properties of stars in order to infer values of $f_{\rm ov}$. We find that OV strength increases with stellar mass up to ~ 2.5 M$_\odot$ and then remains approximately constant.

Keywords / stars: evolution — stars: interiors — convection — binaries: eclipsing

1. Introducción

La mezcla convectiva en los interiores estelares es uno de los procesos más inciertos y menos entendidos, aunque es de fundamental importancia para construir modelos teóricos que logren explicar la estructura y evolución de las estrellas. El *overshooting* (OV) es un proceso en el cual los elementos convectivos, debido a su inercia, sobrepasan los bordes de las regiones convectivas impuestos por el criterio de Schwarzschild. En la aproximación difusiva (Herwig et al., 1997), la eficiencia del OV se ajusta mediante un parámetro libre, usualmente denominado $f_{\rm ov}$. En estrellas de secuencia principal con núcleos convectivos, esto puede provocar que más hidrógeno llegue a las zonas de quema de hidrógeno, alargando el tiempo de vida en esta etapa. En los modelos de evolución estelar, esto puede afectar a las secuencias evolutivas, y como consecuencia, la forma de las isócronas que se construyen a partir de ellas (ver, por ejemplo, Pietrinferni et al., 2004). Esto afecta a la edad inferida de cúmulos abiertos de edad intermedia ($\sim 1-5$ Gyr).

La eficiencia del OV con las propiedades físicas, como ser, la masa o la composición química de estrellas es aún incierta. Por lo que una calibración de la eficiencia del OV puede mejorar el acuerdo entre la teoría y las observaciones. Varios esfuerzos han sido realizados para estudiar la eficiencia del OV, por ejemplo, usando el ancho de la secuencia principal de cúmulos estelares (Schaller et al., 1992), medidas precisas de sistemas binarios eclipsantes (Claret & Torres, 2018, 2019), o argumentos teóricos (Roxburgh, 1965, 1978), entre otros. Las estrellas binarias son excelentes escenarios para calibrar este parámetro, ya que en ellas se posee una restricción adicional sobre los modelos; la edad de ambas estrellas del sistema debe ser aproximadamente la misma.

En trabajos recientes, empleando la teoría de mezcla *mixing-length* (MLT), se ha estudiado la dependencia del valor de $f_{\rm ov}$ con la masa estelar. En la teoría convectiva MLT se asume una composición química homogénea, aunque en el interior estelar esta cambie debido a, entre otros procesos, reacciones nucleares. En este trabajo estudiamos este problema incorporando procesos adicionales de mezcla que tienen en cuenta gradientes de composición química, en particular, estudiamos el efecto de la mezcla termohalina y la semi-convección. La mezcla termohalina es un proceso convectivo local que ocurre cuando hay gradientes de composición química invertidos (e.g. Ulrich, 1972), mientras que la semi-convección es una inestabilidad vibracional de los ele-

mentos convectivos, estabilizados por gradientes de composición química (e.g. Kato, 1966). Estos efectos son más importantes en estrellas fuera de la secuencia principal, donde además, los efectos del OV son más apreciables.

2. Métodos y Datos

Un requisito importante para llevar a cabo este estudio es contar con una muestra de datos de estrellas con medidas precisas y exactas de masas absolutas, radios, temperaturas efectivas y abundancias químicas. Esto impone restricciones precisas sobre los modelos. También es importante que las estrellas estén lo suficientemente evolucionadas, para que los efectos del OV sean apreciables. Esto es posible si las estrellas están sobre el final de la secuencia principal o en la etapa de gigantes. Los datos analizados corresponden a sistemas binarios eclipsantes y separados, en donde las líneas espectrales de ambas estrellas son visibles. La muestra de estrellas binarias analizada es aquella recopilada por Claret & Torres (2019), que contiene 50 sistemas binarios con medidas precisas de masa (M), radio (R), temperatura efectiva ($T_{\rm ef}$) y en algunos casos la metalicidad ([Fe/H]), de ambas componentes. En la Fig. 1 mostramos los datos de los sistemas analizados, en el plano M vs. R, que dan cuenta del estado evolutivo de las estrellas.

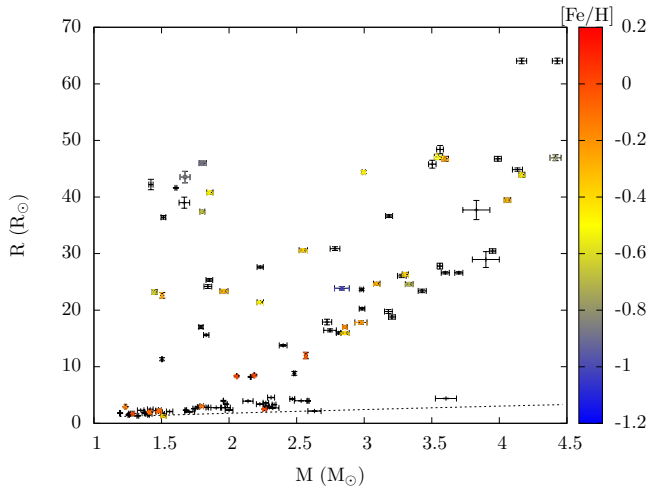


Figura 1: Masas y radios (en unidades solares) de las estrellas analizadas. A la derecha, en color, se muestra el rango de metalicidades. Aquellos sistemas que no tienen metalicidades medidas se muestran en negro. La línea punteada indica la ubicación en el plano, de estrellas de secuencia principal de edad cero.

Para computar los modelos, empleamos nuestro código de evolución estelar, descrito en Panei et al. (2007). Los ingredientes físicos que no mencionamos son los mismos que se detallan allí. Todos nuestros modelos incluyen difusión de los elementos: ^{1}H,^{4}He,^{12}C,^{14}N y ^{16}O; aún para los modelos más masivos. La pérdida de masa no fue tenida en cuenta en ninguno de los modelos. La teoría convectiva empleada es una extensión de la MLT en donde se consideran gradientes de composición química (Grossman & Taam, 1996), y contempla cuatro regímenes de transporte de energía: radiativo, convectivo, semi-convección y mezcla termohalina. La formulación del OV utilizada es la de Herwig et al. (1997), en donde se asume que el coeficiente de difusión decae exponencialmente con la distancia al borde de las regiones convectivas según la ecuación:

$$D_{\rm ov} = D_0 \exp\left(\frac{-2z}{H_{\rm v}}\right), \qquad (1)$$

en donde D_0 es el coeficiente de difusión en la región convectiva, z es la distancia al borde y $H_{\rm v} = f_{\rm ov} H_{\rm p}$, siendo $H_{\rm p}$ la altura de presión de escala y $f_{\rm ov}$ un parámetro libre. Hemos adaptado nuestro código para que sólo se considere OV en el borde del núcleo convectivo, cuando este se desarrolla. El valor equivalente de la longitud de mezcla adoptado en todos nuestros modelos es de $\alpha_{\rm MLT} = 1.824$. La distribución de elementos pesados es la de Grevesse & Sauval (1998). Adoptando el valor de $\rm Y_p = 0.2485$ como la abundancia de helio primordial (Komatsu et al., 2011) y los valores de $(\rm Z_\odot, X_\odot)$=$(0.01642, 0.714)$ como metalicidad e hidrógeno inicial del Sol, obtuvimos una relación $\Delta Y/\Delta Z = 1.28$. Usando esta relación adoptamos el valor $Y(Z) = 0.2485 + 1.28Z$ para todos nuestros modelos.

Para calibrar el valor de $f_{\rm ov}$, comparamos nuestros modelos con los datos observacionales y adoptamos el valor que mejor ajuste a los datos. Consideramos que un ajuste es aceptable si el radio, la temperatura efectiva, y la metalicidad del modelo están dentro de los errores observacionales. En los modelos, permitimos hasta un máximo del 5 % en la diferencia de las edades de ambas componentes del sistema. Cuando más de un caso es posible, elegimos aquel en el que las estrellas estén en etapas más longevas, siendo este el caso más probable para ser observadas. Para obtener el valor que ajuste mejor a las observaciones, en los casos en que los valores de R y $T_{\rm ef}$ se encuentren entre dos secuencias de nuestro grillado, realizamos una interpolación entre secuencias. Además, descartamos aquellos casos en los que la componente secundaria se encuentre más evolucionada que la primaria.

3. Resultados

Hemos computado modelos adoptando valores de $f_{\rm ov}$ en el rango $0 - 0.05$, con un paso de 0.002 entre cada modelo. De los 50 sistemas binarios analizados, hemos logrado ajustes aceptables en 30 de ellos. Algunos de nuestros ajustes pueden verse en las Fig. 2 y Fig. 3. Las flechas indican el sentido de la evolución en ambas figuras.

En la Fig. 2, mostramos el ajuste al sistema KIC-10031808, cuyas componentes están llegando al final de la secuencia principal. Los valores adoptados de $f_{\rm ov}$ para estos ajustes fueron de 0.0177 para la componente primaria y de 0.0171 para la secundaria.

En la Fig. 3, el sistema analizado es OGLE-LMC-ECL-21873, cuyas componentes se encuentran en la etapa de gigantes rojas. Los valores inferidos de $f_{\rm ov}$ son de

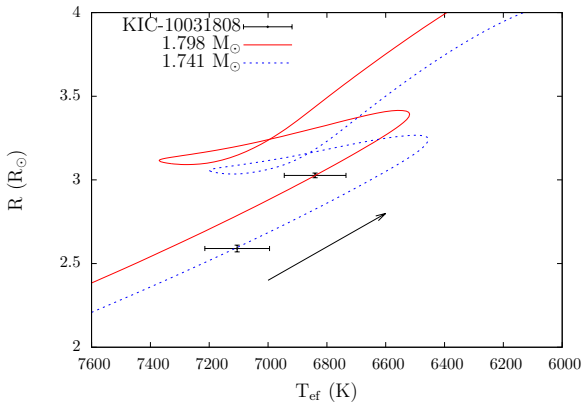


Figura 2: Ejemplo de un ajuste de nuestros modelos al sistema binario KIC-10031808 al final de la secuencia principal. Los ejes son: radio (R) en unidades solares y temperatura efectiva ($T_{\rm ef}$) en K. La flecha indica el sentido de la evolución. La línea roja continua corresponde a la componente primaria mientras que la línea azul a trazos corresponde a la secundaria.

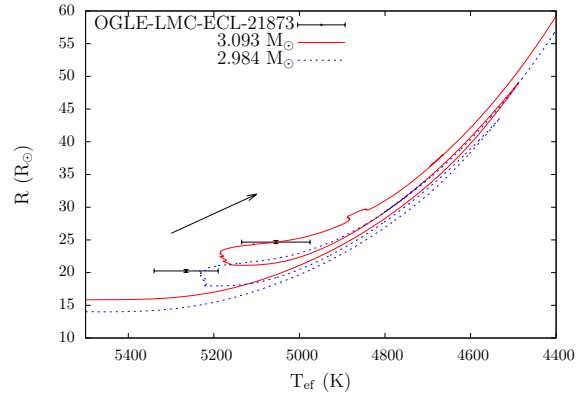


Figura 3: Al igual que en la Fig. 2, pero para el sistema OGLE-LMC-ECL-21873. En este caso las estrellas están en la etapa de gigantes rojas.

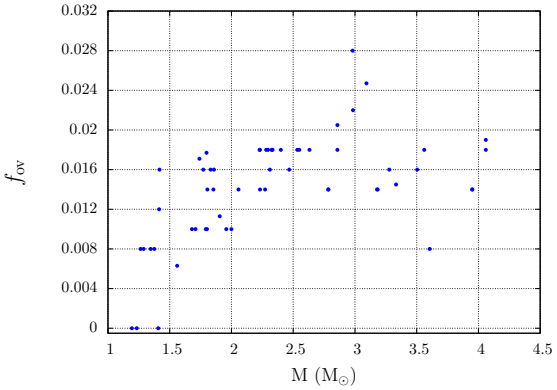


Figura 4: Valores inferidos de $f_{\rm ov}$ resultantes de nuestros ajustes, como función de la masa estelar (en masas solares).

0.0247 para la componente primaria y 0.022 para la secundaria.

Todos los valores inferidos de $f_{\rm ov}$ resultantes de los ajustes en nuestro análisis, pueden verse en la Fig. 4.

4. Discusión y Conclusiones

En este trabajo hemos estudiado si la eficiencia del OV depende de la masa al incluir procesos adicionales de mezcla. El valor de $f_{\rm ov}$ adoptado tiende a aumentar con la masa desde 1.1 hasta 2.5 $M_\odot$ (ver Fig. 4), a partir de donde $f_{\rm ov}$ deja de crecer y toma un valor medio de ~ 0.017.

Aunque los procesos de semi-convección y mezcla termohalina afectan al grado de eficiencia de OV necesario para lograr reproducir las observaciones, la tendencia hallada no difiere de aquella encontrada en Claret & Torres (2019), en donde dichos autores argumentan que la eficiencia del OV aumenta con la masa, en el rango $M \sim 1.2 - 2$ $M_\odot$. Además, se argumenta que el valor de $f_{\rm ov}$ se mantiene aproximadamente constante para masas mayores a 2 $M_\odot$, aunque en nuestros modelos, el valor de $f_{\rm ov}$ tiene una dispersión notable.

Cabe destacar que el problema es degenerado, es decir, distintos valores de parámetros físicos adoptados en los modelos puede conducir a distintos resultados. Por ejemplo, podemos adoptar distintas metalicidades para el mismo sistema y lograr ajustes igualmente satisfactorios, dando lugar a distintos valores de $f_{\rm ov}$. Por esto es necesario analizar una muestra grande de sistemas. Además, es importante estudiar los casos individuales, nosotros hemos verificado que en 44 de 60 estrellas, se necesita una eficiencia mayor de OV en la componente primaria para lograr ajustes aceptables, siendo esto un indicador favorable de que el OV es más eficiente cuando aumenta la masa.

Otros problemas pueden surgir de efectos no considerados, por ejemplo, la mezcla inducida por rotación puede alterar la composición química de regiones radiativas, lo que alteraría los resultados si la velocidad de rotación no es baja.

A futuro, planeamos extender nuestros resultados al total de la muestra analizada, y analizar el efecto introducido por la pérdida de masa en los valores inferidos de $f_{\rm ov}$ y comparar los resultados obtenidos con un nuevo análisis empleando la teoría convectiva MLT, a fin de estudiar posibles diferencias.

Agradecimientos: Los autores desean agradecer al Comité Organizador Local de la 61° reunión anual de la AAA. FDM agradece el apoyo de Damián Bertoni y del equipo de informática de la FCAG.

Referencias

Claret A., Torres G., 2018, ApJ, 859, 100
Claret A., Torres G., 2019, ApJ, 876, 134
Grevesse N., Sauval A.J., 1998, SSRv, 85, 161
Grossman S.A., Taam R.E., 1996, MNRAS, 283, 1165
Herwig F., et al., 1997, A&A, 324, L81
Kato S., 1966, PASJ, 18, 374
Komatsu E., et al., 2011, ApJS, 192, 18
Panei J.A., et al., 2007, MNRAS, 382, 779
Pietrinferni A., et al., 2004, ApJ, 612, 168
Roxburgh I.W., 1965, MNRAS, 130, 223
Roxburgh I.W., 1978, A&A, 65, 281
Schaller G., et al., 1992, A&AS, 96, 269
Ulrich R.K., 1972, ApJ, 172, 165

Luminosity effects in O4-type stars in the near infrared domain

F. Giudici Michilini[1], G. Ferrero[1,2], R. Gamen[1,2], N.I. Morrell[3] & R. Barbá[4]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[3] *Las Campanas Observatory, Carnegie Observatories, La Serena, Chile*
[4] *Departamento de Astronomía, Universidad de La Serena, Chile*

Contact / fedengm@carina.fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / El estudio de la morfología espectral es una poderosa herramienta para inferir las propiedades fundamentales de las estrellas. El esquema de clasificación espectral de estrellas O fue recientemente revisado, proponiéndose un nuevo conjunto de estrellas estándares para todos los subtipos desde O2 hasta B0 y todas las clases de luminosidad. Dado que la mayoría de las estrellas O Galácticas se encuentran en regiones donde la absorción interestelar en las bandas ópticas es muy alta, es necesario extender este atlas de estándares a las longitudes de onda del infrarrojo cercano. Hace cuatro años hemos comenzado con la obtención de datos con el objeto de construir un atlas espectral de alta calidad en el infrarrojo cercano ($0.85 - 2.5\,\mu$m). Las observaciones fueron llevadas a cabo con los espectrógrafos GNIRS (Gemini Norte, Hawaii) y FIRE (Las Campanas, Chile). Aquí presentamos nuestros primeros resultados que incluyen una comparación entre los espectros en las bandas Y y J de cuatro estrellas estándares de tipo espectral O4 y diferentes clases de luminosidad. Las bandas antes mencionadas se muestran potencialmente adecuadas para el desarrollo de criterios de clasificación espectral. La línea He II λ1.012 μm allí ubicada permitiría distinguir diferentes clases de luminosidad.

Abstract / The study of spectral morphology is a powerful tool for understanding the fundamental properties of stars. The spectral classification scheme for O stars was recently revised and a new set of spectroscopic standard stars was proposed for all subtypes from O2 to B0, and for all luminosity classes. Given that the vast majority of the Galactic O stars lie in regions where the interstellar absorption in the optical bands is very high, it is necessary to extend the atlas to wavelengths in the near infrared (NIR). Four years ago, we started to gather data in order to build a spectroscopic atlas of high-quality observations in the NIR ($0.85 - 2.5\,\mu$m). The observations were carried out with the GNIRS (Gemini North, Hawaii) and FIRE (Las Campanas, Chile) spectrographs. We present here our first results that include a comparison among the spectra of four O4 type standard stars of different luminosity classes in the NIR Y and J-bands. The aforementioned bands are potentially suitable for the development of spectral classification criteria. The line He II λ1.012 μm located there would allow us to make luminosity class classification.

Keywords / stars: early-type — stars: massive

1. Introduction

O stars, although few in number, are objects of great importance. They dominate the energetic, chemical, and dynamic evolution of the environment where they live. Their extremely high output of ionizing UV radiation, strong winds, and explosive deaths alter chemically and dynamically the interstellar medium at galactic scales. However their life is short and during the early phases most of them are shrouded by the gas and dust cocoon that gave them birth. This renders them very hard to observe in the optical regime so it is necessary to observe them in the infrared domain (IR). Moreover, the interstellar dust concentration on the Galactic Plane disfavors the observation of distant stars in the optical regime, because of the high extinction. Again, the opportunity to observe these objects is opened in the NIR.

The first NIR spectral atlas of stars was presented by Lancon & Rocca-Volmerange (1992). Numerous NIR atlases of OB stars have been published since that time (see Ivanov et al., 2004, and references therein). Hanson et al. (2005) published a NIR spectral atlas of O and early-B stars, covering limited set of spectral types in H- and K-bands, with high resolution (R $\sim$ 8 000 − 12 000) and high signal-to-noise ratio ($S/N \sim 100-300$). No further atlas with better resolution, and similar or greater spectral coverage in these bands was presented since then. There is also a lack of high resolution spectra in J, H, K, L and M-bands for OB stars of known spectral types (cf. Torres Robledo et al., 2011).

The spectral classification criteria for O-stars in the optical range were recently improved, and a carefully designed atlas of spectral standards was presented through the Galactic O-Star Spectroscopic Survey (GOSSS) (Sota et al., 2011, 2014; Maíz Apellániz et al., 2016), superseding the invaluable effort led by Nolan R. Walborn (1944–2018) through his scientific career (see e.g. Walborn, 1971; Walborn & Fitzpatrick, 1990). Therefore, we began collecting high-resolution NIR spectra in

order to build an atlas for the new grid of standard stars.

In this paper, we show our preliminary results concerning to the Y- and J-band spectra of four O4 stars. This is the hottest sub-type having the most complete luminosity sequence in the new optical classification scheme and thus allows a thorough analysis of the spectral features related to the luminosity classes.

2. Observations

2.1. The GNIRS spectra

The Gemini North Infrared Spectrograph (GNIRS) is a multi-function spectrograph able to cover the spectral range from 0.8 to 5.4 μm. It can provide low, medium, and high resolution spectra with its four different camera options: "long" and "short" focal lengths combined with a "blue" and "red" wavelength selection.

The data presented here were obtained during the nights of April 19 and October 30, 2013. We used the 110.5 mm^{-1} grating with the long blue camera and a 0.10 arcsec slit in cross dispersion mode. With this configuration a resolving power of $\sim$ 17000 to $\sim$ 17800 is reached in the bands Y, J, H and K. To ensure a complete coverage, and optimize the total exposure time, a cross-disperser was employed with ten equally spaced central wavelengths. A standard ABBA nodding sequence was employed to perform the sky substraction with the target on the slit all the time. Telluric standard star spectra were also taken for flux calibration and telluric absorption correction. Argon lamp spectra were taken for wavelength calibration. The reduction of the data was made with the IRAF tasks provided by the Gemini Observatory. Every order of the spectra have been calibrated and corrected separately due to the heterogeneity of the telluric absorption.

2.2. The FIRE spectra

The Folded-port InfraRed Echellette (FIRE) is a spectrometer installed at the Magellan Baade 6.5-m telescope at Las Campanas Observatory, Chile. It offers high and low resolution modes capable of covering the complete NIR range in one exposure.

We used FIRE during the night of June 3, 2017, in high-resolution echelette mode, with a slit width of 0.6 arcsec. Again, a standard ABBA nodding sequence was employed, keeping the target on the slit. Sky flats and lamp flats were taken, for determination of the location of each order in the detector and flat field correction, respectively. All the spectra were read in Fowler 1 mode. Thorium-Argon lamp spectra were acquired after each observation for wavelength calibration. A0 V-type stars were observed immediately after scientific target stars to perform telluric correction. The data were reduced using the IDL pipeline FIREHOSE (Simcoe et al., 2013), specifically designed for the reduction of FIRE data.

3. Analysis of the spectra

We present the Y- and J-band spectra of four standard stars defined in Maíz Apellániz et al. (2016): HD 46223, O4 V((f)), and HD 15570, O4 If, both observed with GNIRS, and HD 93250, O4 IV(fc), and HD 96715, O4 V((f))z, both observed with FIRE. This set of spectra represents the luminosity class sequence for the O4 spectral type.

In Fig. 1, we present the spectral region $\sim$ 0.89 μm and 1.35 μm for the four observed targets. We could identify several lines using the atomic spectral line list of Hirata & Horaguchi (1994): hydrogen lines of Paschen series, such as Pa10 λ0.901 μm, Pa9 λ0.922 μm, Paϵ λ0.954 μm, Paδ λ1.005 μm, Paγ λ1.093 μm, Paβ λ1.281 μm. The observed He lines are He II λ1.012 μm, λ1.042 μm, and λ1.162 μm, He I λ1.279 μm and λ1.284 μm. We also identified a few metallic lines: N III λ0.934 μm, N V λ1.167 μm, and C IV λ1.190 μm.

We point out the non-detection of stellar He I λ1.083 μm in our spectra. This line is supposed to be formed in the wind and thus it is considered sensible to its physical properties (see e.g. Groh et al., 2007). Andrillat & Vreux (1979) found this line is present in O5-9 stars, but absent in the spectra of three O4 stars (including HD 15570 and HD 46223). Just in one of them, HD 16691, it was found variable. However, in our spectra of HD 15570, HD 46223, and HD 93250 we detect a narrow absorption line, which we identified as interstellar (or circumstellar) He I λ1.083 μm. The production of metastable helium in the interstellar gas was predicted by Scherb (1968) and its presence was also reported toward other massive stars embedded in HII regions (Nazé et al., 2019).

In Fig. 2, we show the equivalent width (EW) measurements obtained for the He II λ1.012 μm (blue circles) and λ0.4686 μm (purple squares) lines in our NIR and optical spectra (found in GOSSS) respectively. We must recall that the "z" phenomenon distinguished in the luminosity class V is quantified by Arias et al. (2016), which is added when the He II λ0.4686 μm line is 1.1 times stronger than He II λ0.4542 μm or He I λ0.4471 μm. Meanwhile, the specific standards for the Vz sub-class are given by Maíz Apellániz et al. (2016).

The EWs measured in these four spectra present a progression similar to that observed in the optical line of HeII in λ0.4686 μm (also included in the Fig. 2), whose upper level coincides with the lower level of HeII λ1.012 μm. The mentioned optical line is a primary luminosity classification criterion (see Sota et al., 2011, 2014) which leads us to explore the possibility of using this infrared He II line in the same way. Previous works discussed this behaviour along temperatures but none were conclusive (see e.g. Mihalas & Lockwood, 1972; Vreux & Andrillat, 1979a,b; Conti & Howarth, 1999).

4. Conclusions

In this work we propose to explore the possibility of using He IIλ1.012 μm as a quantitative luminosity criterion. This demonstrates the importance of the Y and J-band for the spectral classification in the IR.

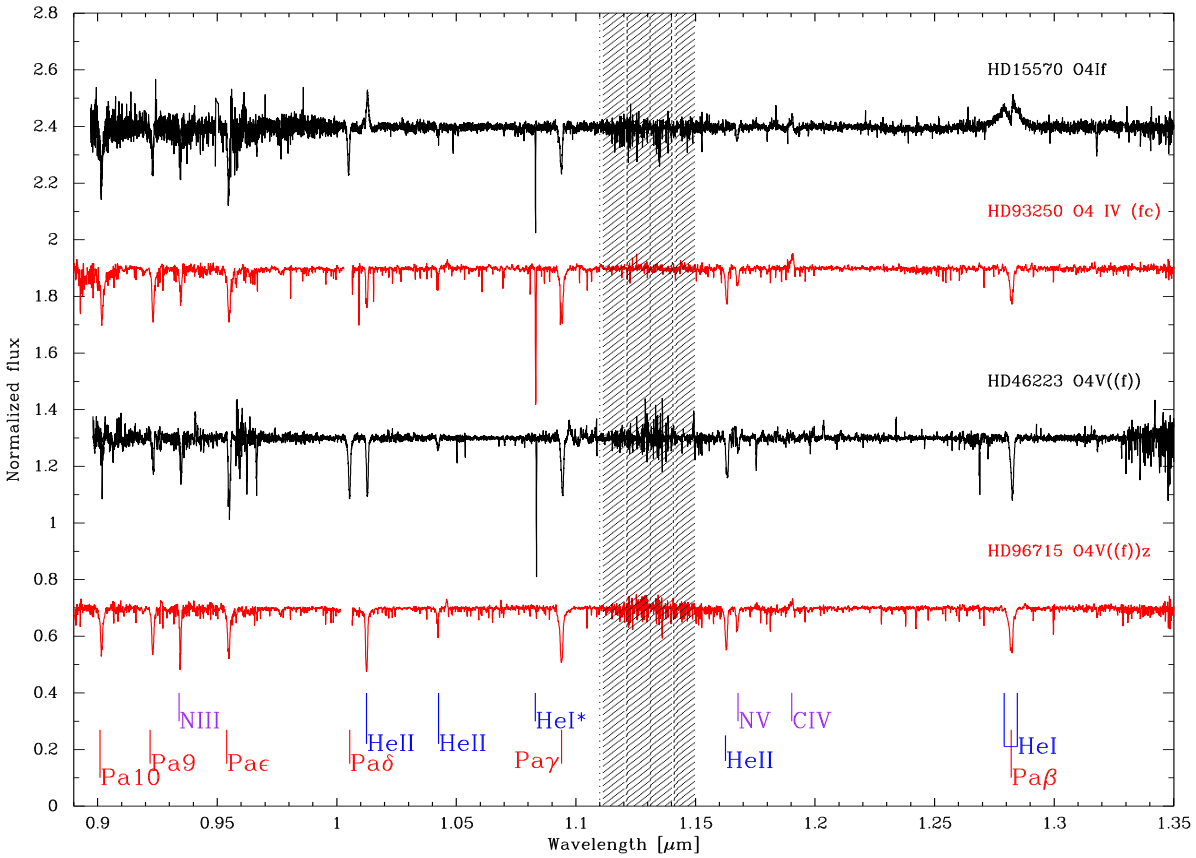


Figure 1: GNIRS (black) and FIRE (red) spectra in the $0.89 - 1.35\,\mu$m range of the four O4 stars. The most characteristic luminosity discriminator is the He II $1.012\,\mu$m line which changes from emission in the supergiant to absorption in the dwarf. Paδ in the FIRE spectra is affected by a reduction artifact and thus it was excluded from this figure. The asterisk ($*$) denotes a line identified as interstellar (or circumstellar).

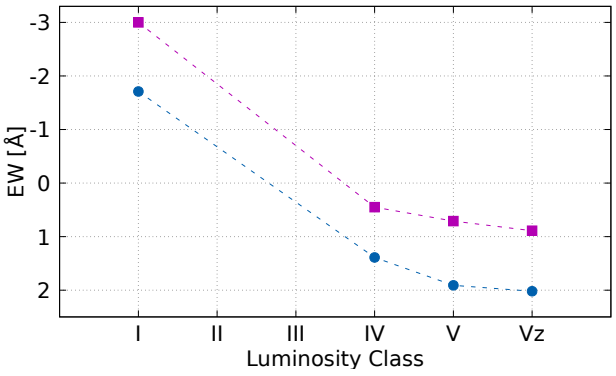


Figure 2: Behaviour of the He II $\lambda 1.012\,\mu$m (blue circles) and $\lambda 0.4686\,\mu$m (purple squares) equivalent widths. The *EW* axis is inverted to highlight the emission nature of this line in the luminosity class I.

Acknowledgements: We thank the directors and staffs of Gemini and Las Campanas Observatories for the use of their facilities. We also acknowledge kind hospitality at Las Campanas during the June 2017 observing run. RB acknowledges support of project DIDULS No 18143.

References

Andrillat Y., Vreux J.M., 1979, A&A, 76, 221
Arias J.I., et al., 2016, AJ, 152, 31
Conti P.S., Howarth I.D., 1999, MNRAS, 302, 145
Groh J.H., Damineli A., Jablonski F., 2007, A&A, 465, 993
Hanson M.M., et al., 2005, ApJS, 161, 154
Hirata R., Horaguchi T., 1994, VizieR Online Data Catalog, VI/69
Ivanov V.D., et al., 2004, ApJS, 151, 387
Lancon A., Rocca-Volmerange B., 1992, A&AS, 96, 593
Maíz Apellániz J., et al., 2016, ApJS, 224, 4
Mihalas D., Lockwood G.W., 1972, ApJ, 175, 757
Nazé Y., et al., 2019, A&A, 627, A99
Scherb F., 1968, ApJL, 153, L55
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
Vreux J.M., Andrillat Y., 1979a, P.S. Conti, C.W.H. De Loore (Eds.), *Mass Loss and Evolution of O-Type Stars*, *IAU Symposium*, vol. 83, 131–136
Vreux J.M., Andrillat Y., 1979b, A&A, 75, 93
Walborn N.R., 1971, ApJ, 167, 357
Walborn N.R., Fitzpatrick E.L., 1990, PASP, 102, 379

Espectroscopía nebular de la supernova 2016gkg

L. Ferrari[1] & G. Folatelli[1,2]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*

Contacto / luciaferrari4@gmail.com

Resumen / Se presenta un análisis espectroscópico de la supernova de tipo IIb SN 2016gkg, a partir de observaciones obtenidas con el telescopio Gemini Sur en agosto de 2017, aproximadamente un año después de la explosión, momento en que la supernova se encontraba en su fase nebular. Los espectros nebulares de supernovas muestran de manera directa la emisión proveniente de las zonas cercanas al antiguo núcleo estelar, por lo que su estudio es de gran interés astrofísico, dado que brinda información acerca de la estructura de la estrella progenitora y sobre el mecanismo de explosión. Se realiza una estimación de la masa del progenitor en base a intensidades relativas de líneas de emisión y se analizan posibles asimetrías a partir de los corrimientos Doppler de las mismas. Además, se hace una comparación con espectros de supernovas del mismo tipo obtenidos en fases similares.

Abstract / The spectroscopic analysis of the type IIb supernova 2016gkg is presented. These results are based on observations obtained with the Gemini South telescope on August 2017, approximately one year after the explosion, when the supernova was in its nebular phase. The nebular spectrum directly shows the emission coming from the areas near the former stellar nucleus, which makes its study of great astrophysical interest, providing information about the structure of the progenitor star and its explosion mechanism. In particular, an estimate of the progenitor mass is made based on relative intensities of the emission lines and we analyze possible asymmetries from their Doppler shifts. In addition, we compare the spectrum with two other supernovae spectra, of the same type and observed at similar phases.

Keywords / supernovae: general — supernovae: individual (2016gkg)

1. Introducción

El presente trabajo se enmarca en el estudio de las supernovas y de sus respectivos progenitores. Un tema sin resolver en este área es cuáles son los progenitores de cada tipo de supernova y cómo es su mecanismo de explosión. En este estudio se aborda este tema a partir de observaciones de la supernova 2016gkg obtenidas con el telescopio Gemini Sur, en la etapa en la que la misma se encontraba en lo que se conoce como fase nebular (ver Sección 3.).

La SN 2016gkg, de tipo IIb, fue descubierta por el astrónomo aficionado Víctor Buso el 20 de septiembre de 2016 mediante observaciones hechas en Rosario, Argentina. Se encuentra en la galaxia espiral NGC 613, a 26.4 Mpc de distancia (Nasonova et al., 2011). Esta supernova se destacó por su temprana detección, lo que permitió tener una cobertura sin precedentes de la curva de luz durante las primeras horas después de la explosión. Estos datos llevaron a la contrastación con modelos de evolución estelar y simulaciones hidrodinámicas de la explosión. Mediante estas comparaciones, se estimó que el progenitor era una estrella nacida con 19.5 $M_\odot$ en un sistema binario con una compañera de 13.5 $M_\odot$ (Bersten et al., 2018).

En este trabajo nos centramos en el estudio del espectro nebular de la SN 2016gkg, obtenido 340 días después de la explosión. Durante la fase nebular, el material de la supernova se encuentra fuertemente diluido debido a la expansión, por lo que la radiación que se recibe proviene de regiones cercanas al antiguo núcleo estelar. Es por ello que las intensidades, los anchos y los corrimientos Doppler de las líneas de emisión proveen información sobre las propiedades internas de la estrella progenitora en el momento de la explosión.

En base a la comparación con modelos sintéticos de espectros nebulares disponibles en la literatura, se puede obtener una estimación de la masa del núcleo estelar en el momento de la explosión, a partir de las intensidades de las líneas del oxígeno. El objetivo del presente trabajo es obtener una estimación de la masa del progenitor de forma independiente al modelado hidrodinámico. Por otro lado, se realiza un breve análisis de la simetría de la explosión a partir de corrimientos Doppler de las líneas de emisión.

2. Observaciones y reducción

Las observaciones con las que se realizó el estudio fueron tomadas en el marco del programa GS-2017B-Q-65, entre los días 20 y 26 de agosto de 2017 con el instrumento GMOS del telescopio Gemini Sur. Se empleó un tiempo total de integración de 5.33 horas, distribuidas en 16 exposiciones de 1200 s cada una, una ranura de 1" de ancho y un poder resolvente de 1900. La mitad de las imágenes fueron tomadas con una longitud de onda central de 685 nm y el resto con 695 nm, con el objetivo de sortear el problema que representa la separación entre los CCDs.

Para realizar la reducción se utilizaron imágenes de calibración de fechas lo más cercanas posibles a las observaciones, con las que se realizaron las correcciones por BIAS y FLAT-FIELD. La calibración en longitud de onda se realizó con arcos tomados con la misma configuración que las imágenes, y luego se calibró el espectro en flujo mediante observaciones de la estrella estándar CD-34 241. Las imágenes fueron combinadas para obtener un único espectro. El procesamiento se llevó a cabo empleando el paquete GEMINI dentro del software IRAF.

3. Espectro nebular de la SN 2016gkg

El espectro de la SN 2016gkg (ver Fig. 1) está dominado por líneas anchas de emisión sobre un continuo débil. Se destacan líneas importantes de oxígeno, hidrógeno, calcio, magnesio y sodio. Como se indica en la Figura 1, algunas de las líneas que se observan corresponden a transiciones prohibidas, lo que motiva el nombre de "fase nebular".

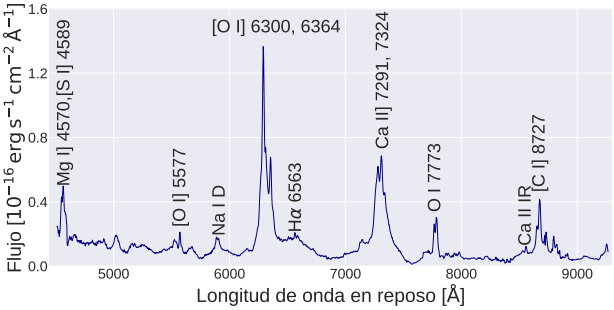


Figura 1: Espectro 1D resultante de la combinación de las 16 exposiciones. En las abscisas se muestra la longitud de onda en reposo, considerando el corrimiento al rojo de la galaxia madre $z = 0.0049$. Se indican los elementos que son responsables de las principales emisiones. Debido al corrimiento al rojo, la línea [OI] 5577 está libre de contaminación del cielo, y la línea del cielo se puede restar limpiamente.

3.1. Comparación con SN 2011dh y SN 1993J

Las SNs 2011dh y 1993J son de tipo IIb, por lo que resulta interesante comparar sus espectros con el obtenido para la SN 2016gkg (ver Fig. 2). En la Fig. 2 comparamos nuestro espectro con los de la SN 1993J a 384 días y la SN 2011dh a 336 días, obtenidos de la base de datos WISeREP (Yaron & Gal-Yam, 2012).

En la Fig. 2 se puede apreciar que las líneas más importantes coinciden, lo que es esperable dado que las tres SNs son del mismo tipo. Las principales diferencias se aprecian en los perfiles de la línea Hα, más débil en la SN 2016gkg, y de las líneas de [OI]. Además, en la SN 2016gkg se destaca una emisión que identificamos como OI 7773, la cual no está presente en las otras dos supernovas.

3.1.1. Perfil del doblete de [OI] 6300, 6364

Mientras que para las SN 1993J y SN 2011dh dominan componentes anchas centradas en la longitud de onda de reposo, SN 2016gkg está dominada por una componente angosta montada sobre la componente ancha y corrida en ≈ 400 km s^{-1} al azul (ver Fig. 3). Esto es indicativo de asimetrías en el mecanismo de explosión en la parte central de la estrella, lo que produce concentraciones de material rico en oxígeno en componentes de distinta velocidad.

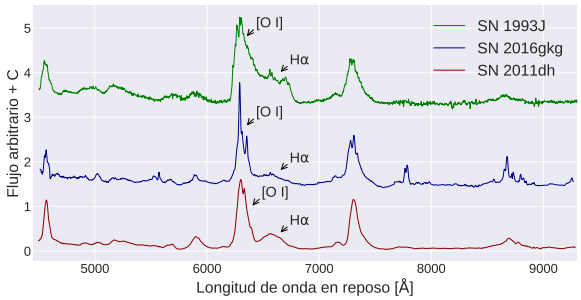


Figura 2: Espectro de la SN 2016gkg junto con los espectros de la SN 2011dh y la SN 1993J, ambas de tipo IIb, aproximadamente un año después de la explosión. Los tres espectros están corregidos por el corrimiento al rojo de las galaxias respectivas y han sido multiplicados por un factor de escala y desplazados verticalmente para facilitar su comparación.

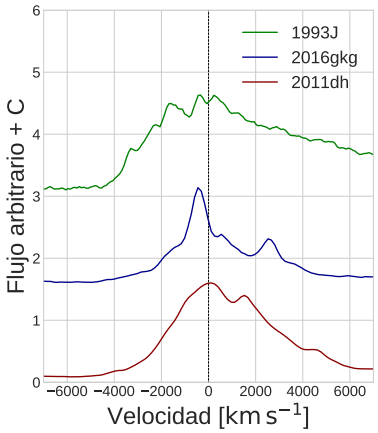


Figura 3: Perfil del doblete de [OI] 6300, 6364 de las tres SNs en el espacio de velocidades en base a su corrimiento Doppler respecto a 6300 Å. Los flujos han sido multiplicados por un factor de escala y desplazados verticalmente para facilitar su comparación.

3.1.2. Perfil de la línea Hα

La SN 2016gkg muestra una línea de Hα más débil que en los espectros de las SN 1993J y SN 20011dh (ver Fig. 4), lo que puede indicar una menor cantidad de hidrógeno en la estrella progenitora. Se destaca el perfil cuadrado en SN 1993J, lo que se ha asociado a una interacción fuerte con material circundante a la estrella (Filippenko, 1996). Esto no se observa en la SN 2016gkg ni en la SN 2011dh, y tiene implicancias en los procesos de pérdida de masa en épocas previas a la explosión (Benvenuto et al., 2013).

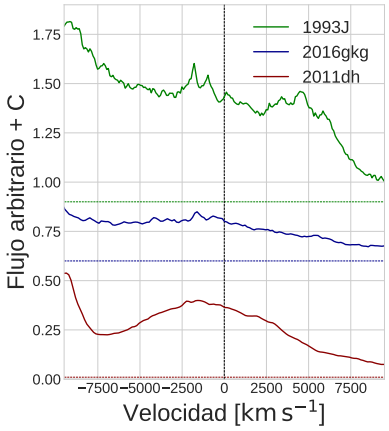


Figura 4: Perfiles de la línea Hα de las tres SNs en el espacio de velocidades en base a su corrimiento Doppler respecto a 6563 Å. Los flujos han sido multiplicados por un factor de escala y desplazados para facilitar su comparación. Las líneas punteadas horizontales marcan los niveles de flujo cero de cada espectro.

4. Masa del progenitor

En base a modelos de espectros nebulares es posible estimar la masa de un determinado elemento responsable de alguna línea de emisión. En particular, se puede estimar la masa de oxígeno neutro a partir de la emisión del doblete [OI] 6300,6364. Uomoto & Kirshner (1986) provee la siguiente fórmula para la masa mínima de OI*:

$$M_{OI} = 10^8 f_{6300,6364} D^2 \exp\left(\frac{2.28}{T_4}\right) M_\odot, \qquad (1)$$

donde $f_{6300,6364}$ es el flujo en erg s^{-1} cm^{-2} del doblete [OI]6300,6364, D es la distancia en Mpc y T_4 es la temperatura en 10^4 K.

Para obtener una estimación de la temperatura T_4 se siguió el procedimiento detallado por Jerkstrand et al. (2014), que utiliza modelos de síntesis espectral presentados en Jerkstrand et al. (2012). Se propone:

$$\frac{f_{5577}}{f_{6300,6364}} = 38 \exp\left(\frac{-25790\text{K}}{T}\right) \frac{\beta_{5577}}{\beta_{6300,6364}}, \qquad (2)$$

donde f_{5577} es el flujo medido de la línea [OI]5577 (ver Fig. 1). Los factores β son la probabilidad de escape de los fotones en la aproximación de Sobolev y son función de la profundidad óptica para la longitud de onda considerada. En base a modelos del mismo trabajo adoptamos $\frac{\beta_{5577}}{\beta_{6300,6364}} = 1.5$. Las mediciones de flujo se llevaron a cabo con la herramienta DEBLEND de IRAF, con la que se ajustaron perfiles gaussianos (ver Tabla 1).

De esta manera, obtuvimos una temperatura de 3500 ± 200K. La incerteza proviene de propagar los errores en el flujo (ver Tabla 1).

Adoptamos como distancia a la galaxia madre, NGC 613, el valor de 26.4 ± 5.3 Mpc, según la determinación más reciente de que se dispone en la literatura (Nasonova et al., 2011).

*Es una masa mínima porque parte del oxígeno puede no estar emitiendo por no estar excitado. Se desprecia la presencia de oxígeno ionizado a las temperaturas típicas del material.

Tabla 1: Valores medidos del flujo total de las líneas de oxígeno empleadas en los cálculos, considerando las contribuciones de las componentes anchas y angostas. La tercera columna da el error estadístico en base a la dispersión de diez mediciones del flujo.

Línea	Flujo [erg s^{-1} cm^{-2}]	Error
[OI]6300, 6364	8.77×10^{-15}	8.91×10^{-16}
[OI]5577	2.92×10^{-16}	8.33×10^{-17}

A partir de estas mediciones, la masa mínima de oxígeno se logró estimar en 1.6 ± 0.3 M$_\odot$. La incerteza en el valor se estimó mediante la propagación del error en la distancia, el error estadístico del flujo, y la incerteza en los parámetros de los modelos, suponiendo que no hay correlación entre ellos.

Se estimó la masa inicial del progenitor utilizando las determinaciones de producción de oxígeno provistas por Nomoto et al. (1997) y Rauscher et al. (2002), obteniéndose respectivamente masas mínimas en la Secuencia Principal de $19 - 23$ M$_\odot$ y $17 - 19$ M$_\odot$. Estos valores son compatibles con el modelo de evolución binaria propuesto por Bersten et al. (2018), que sugiere un progenitor de 19.5 M$_\odot$.

5. Conclusiones

Se obtuvo un espectro nebular de alta calidad de la SN 2016gkg, con el instrumento GMOS-S del telescopio Gemini. Se realizó la reducción y calibración de los datos y se comparó con espectros en etapas similares de otras SNs del mismo tipo. Por último, en base a la comparación con modelos de síntesis espectral de Jerkstrand et al. (2014) se estimó una masa mínima de oxígeno, a partir de la cual se obtuvo una masa mínima de secuencia principal del progenitor, estimada entre 17 y 23 M$_\odot$.

Agradecimientos: Agradecemos al Dr. Leandro Sesto y al Dr. Carlos Escudero, de la Oficina Gemini Argentina, por la excelente predisposición a brindar su ayuda durante la reducción de los datos. Agradecemos también al referí por los valiosos aportes al presente trabajo. Por último, agradecemos también a la base de datos WISeREP - https://wiserep.weizmann.ac.il, de la que fueron descargados los datos de las SN 1993J y SN 2011dh.

Referencias

Benvenuto O.G., Bersten M.C., Nomoto K., 2013, ApJ, 762, 74
Bersten M.C., et al., 2018, Nature, 554, 497
Filippenko A., 1996, Interaction of Supernovae with Circumstellar Material, HST Proposal
Jerkstrand A., et al., 2012, A&A, 546, A28
Jerkstrand A., et al., 2014, MNRAS, 439, 3694
Nasonova O.G., de Freitas Pacheco J.A., Karachentsev I.D., 2011, A&A, 532, A104
Nomoto K., et al., 1997, NuPhA, 616, 79
Rauscher T., et al., 2002, ApJ, 576, 323
Uomoto A., Kirshner R.P., 1986, ApJ, 308, 685
Yaron O., Gal-Yam A., 2012, PASP, 124, 668

Flamingos-2 spectroscopy of early-type peculiar stars

M.L. Arias[1], A.F. Torres[1], M. Kraus[2] & L.S. Cidale[1]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Astronomical Institute, Czech Academy of Sciences, Ondřejov, República Checa*

Contact / mlaura@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / En este trabajo presentamos las primeras observaciones espectroscópicas en la región del infrarrojo cercano, para cuatro estrellas tipo B con líneas en emisión. Todas ellas son candidatas a objetos con fenómeno B[e] cuyo estado evolutivo no ha podido ser aún establecido. En base al análisis de estas observaciones, describimos las principales características de cada espectro, derivamos propiedades del material circunestelar y discutimos su posible naturaleza.

Abstract / We present the first near-infrared spectroscopic observations of four southern Galactic early-type, emission-line stars. All objects are B[e] candidates with yet unclear evolutionary state. Based on the analysis of these observations, we describe their main spectral features, derive properties of their circumstellar material, and discuss on their possible nature.

Keywords / circumstellar matter — stars: early-type

1. Introduction

During the post-main sequence evolution, massive stars undergo short phases characterized by strong, often eruptive mass-loss episodes. As a consequence, these stars are deeply embedded in shells, nebulae, or disks, which are cool and dense, and give rise to a complex chemistry, producing molecules and dust. Furthermore, many of these rare objects display complex spectra in which photospheric features are veiled by the circumstellar envelope, making it difficult to assign them proper spectral types and evolutionary stages. However, assessing the composition and geometry of their ejecta provides important keys to help disentangling their nature. To contribute to the study of the circumstellar material and get clues on the nature of the central objects, we started building a near infrared spectroscopic database of massive stars in such transition phases (see Arias et al., 2018). In this work, we describe the medium resolution spectra obtained with GEMINI/FLAMINGOS-2 (F2) spectrograph for a sample of four poorly studied southern B-type objects.

2. Observations

We performed spectroscopic observations in the range $1.9-2.5$ μm using the F2 spectrograph in longslit mode, with the 0.18 arcsec pix^{-1} camera, the 2 pix slit, the R3K disperser and the K-long filter. This configuration provides a resolving power around 3000. The observations were acquired under the programs GS-2018A-Q-401 and GS-2019A-Q-419 and reduced using standard tools.

3. Results

The selected sample consists of four poorly studied southern early-type stars. For all objects, we present the first near-infrared K-band spectra. These were normalized to the continuum and are shown in Fig. 1. Identified lines are marked within the spectra and listed in Table 1, along with their laboratory wavelengths and profile characterizations. In what follows, we describe in detail each individual object, presenting, if were possible our analysis of the infrared spectra, and discuss our results.

WRAY 15-1651 (J2000 α=17:14:45, δ=-36:18:38)
This is an extreme emission-line star with huge infrared excess, lacking accurate spectral classification. Its spectral type possibly ranges between B1 and B5, but the optical spectrum is strongly veiled, and the absence of absorption lines prevents to constrain the luminosity class. Its optical spectrum shows very strong emission of Hα and of the forbidden lines [O I], [S II], [N II] and [Ca II] (Carmona et al., 2010).

Our K-band spectrum shown in Fig. 1 is the first near infrared spectrum of this star. Hydrogen lines are seen in emission, being Brγ and Brδ the strongest features. Some Fe II emission lines as well as weak emissions in Mg II and Na I are observed.

Remarkable are also the intense CO molecular emission band heads detected in the $2.3-3.5$ μm region, superimposed on weak emission of the hydrogen Pfund series. These molecular bands indicate a cool and dense circumstellar region and usually trace the inner rim of a molecular disk as seen in many B[e] supergiants and pre-main sequence objects. Using the codes developed by Kraus et al. (2000) and Kraus (2009), we modelled the emission of both the Pfund series and the CO molec-

ular band heads, to derive properties of their forming region.

The Pfund lines are assumed to be optically thin and are computed according to Menzel case B recombination. Their line profiles appear single peaked and can be reproduced with a Gaussian profile with velocities 130 ± 10 km s^{-1} and a gas temperature of 10^4 K. We also derived a hydrogen density of 1.7×10^{12} cm^{-3} within the respective line-forming region. For the calculations of the molecular emission spectrum local thermodynamic equilibrium was assumed and ^{12}CO as well as the ^{13}CO isotope were considered. The best fitting model shown in Fig. 2 was achieved for a molecular gas temperature $T_{\rm CO} = 2200 \pm 100$ K and a column density of $N_{\rm CO} = (4 \pm 1) \times 10^{21}$ cm^{-2}. The emission is assumed to originate from a ring with a rotational velocity $v_{\rm rot} = 150 \pm 10$ km s^{-1}.

The spectrum shows no indication for ^{13}CO enrichment (Kraus, 2009). This points towards an unevolved nature, being in agreement with either a Herbig Be star or a star just evolving into a supergiant. The 2MASS colors provide no help for classification, as they place the star right at the border between the Herbig Ae/Be stars and the B[e] supergiants in the near-infrared color-color diagram of Kraus (2019). Hence, the true nature of WRAY 15-1651 remains unclear.

Hen 3-938 (J2000 α=13:52:43, δ=-63:32:49)
This is a poorly-studied emission-line star of still unclear nature. It was catalogued as a pre-main sequence star in the Pico dos Dias Survey (PDS) (Sartori et al., 2010). However, this catalog was found to be contaminated by post-AGB stars. Moreover, the observed optical characteristics of this object do not allow to distinguish between a pre-main sequence or a post-AGB star (Vieira et al., 2011). Recently, Condori et al. (2019) classified Hen 3-938 as either a luminous Herbig Be star or a B[e] supergiant based on their high-resolution optical spectra, and Kraus (2019) reached the same conclusion when inspecting the star's infrared colors.

The near infrared spectrum (Fig. 1) displays Brγ, Brδ and the Pfund series in emission. Emission features in Mg II, Na I, and a few Fe II lines are also observed. As its optical counterparts (Condori et al., 2019), the near-infrared He I line at 2.05 μm shows a P Cygni profile, giving evidence of a wind. There is no clear indication of molecular CO emission or absorption. In total, the near-infrared spectrum resembles very much that of a typical LBV in quiescence or a B[e] supergiant without CO (e.g., Oksala et al., 2013). While its infrared colors and its too low luminosity exclude an LBV status of the object, an evolved nature seems to be plausible.

[GKF2010] MN 13 (J2000 α=13:42:33, δ=-62:48:11)
Spitzer 24 μm images revealed the presence of a bipolar nebulae around this star, similar to the ones around the WNL star WR 124 and the LBV candidate HD 168625 (Gvaramadze et al., 2010). This similarity suggests that the nebula of MN 13 is probably the product of post-main sequence evolution of a massive central star.

The infrared spectrum shown in Fig. 1 displays hydrogen lines of the Brackett and Pfund series in emission. The He I line at 2.05 μm is in strong emission. Many Fe II and [Fe II] emission lines as well as Mg II lines are present. [Fe III] emission is observed as well. The latter was also detected in the spectrum of the evolved star MWC 349A (Kraus et al., in preparation). The intense emission in both the He I and [Fe III] lines suggests a hot central ionizing star, but the proper classification of this object remains elusive.

Table 1: Line identification in the infrared spectra of the program stars.

Element λ [μm]	WRAY 15-1651	Hen 3-938	[GKF2010] MN 13	[GKF2010] MN 44
Fe II 1.938	–	–	em	em
Brδ 1.945	em	em	em	em
Fe II 1.955			em	em
Fe II 1.976	em	em	em	em
Fe II 2.000	–	–	em	em
Fe II 2.005	–	–	–	em
Fe II 2.015	–	–	–	em
Fe II 2.054	–	–	–	em
He I 2.05	em 2p	em Pcyg	em	em
[Fe II]? 2.046	–	–	em	–
Fe II 2.089	em	em	em	em
He I 2.113	–	–	–	abs
Fe II 2.118	–	–	–	em
[Fe II] 2.134	–	–	–	em
Mg II 2.138	w em	em	em	em
Mg II 2.147	w em	em	em	em
[Fe III] 2.145	–	–	em	–
Na I 2.206	w em	em	–	w em
Na I 2.208	w em	em	–	w em
Brγ 2.166	em	em	em	em
He I 2.185	–	–	–	abs
[Fe III] 2.222	–	–	em	–
[Fe II] 2.225	–	–	em	em
Fe II 2.243	–	–	em	em
[Ni II]? 2.308	–	–	–	em
[Fe III] 2.349	–	–	em	–
Mg II 2.405	–	–	–	em
Mg II 2.413	–	–	–	em
12CO	em	–	–	–
Pfund series	em	em	w em?	em

Notes: em = emission, w em = weak emission, abs = absorption, 2p = double-peaked, Pcyg = P Cygni profile.

[GKF2010] MN 44 (J2000 α=16:32:40, δ=-49:42:14)
Observations with the Spitzer Space Telescope revealed a circular shell around this star, which was taken as evidence that the central object could be an evolved massive star candidate (Gvaramadze et al., 2010).

Recently Gvaramadze et al. (2015) presented follow-up spectroscopic and photometric observations. They showed that the star displayed a rich emission spectrum characteristic of LBVs near the visual maximum back in 2009, whereas He I lines appeared in spectra taken six years later, indicating a higher stellar temperature. Based on this spectral behaviour and the recorded variability in stellar brightness that resembles an S Dor cycle, these authors classified the star as bona fide LBV.

Our near-infrared observations of this object is included in Fig. 1. MN 44 displays the richest emission-line spectrum of our four sample stars. The spectrum shows emission lines of hydrogen and Mg II, as well as numerous emission lines of Fe II. He I is seen in emission

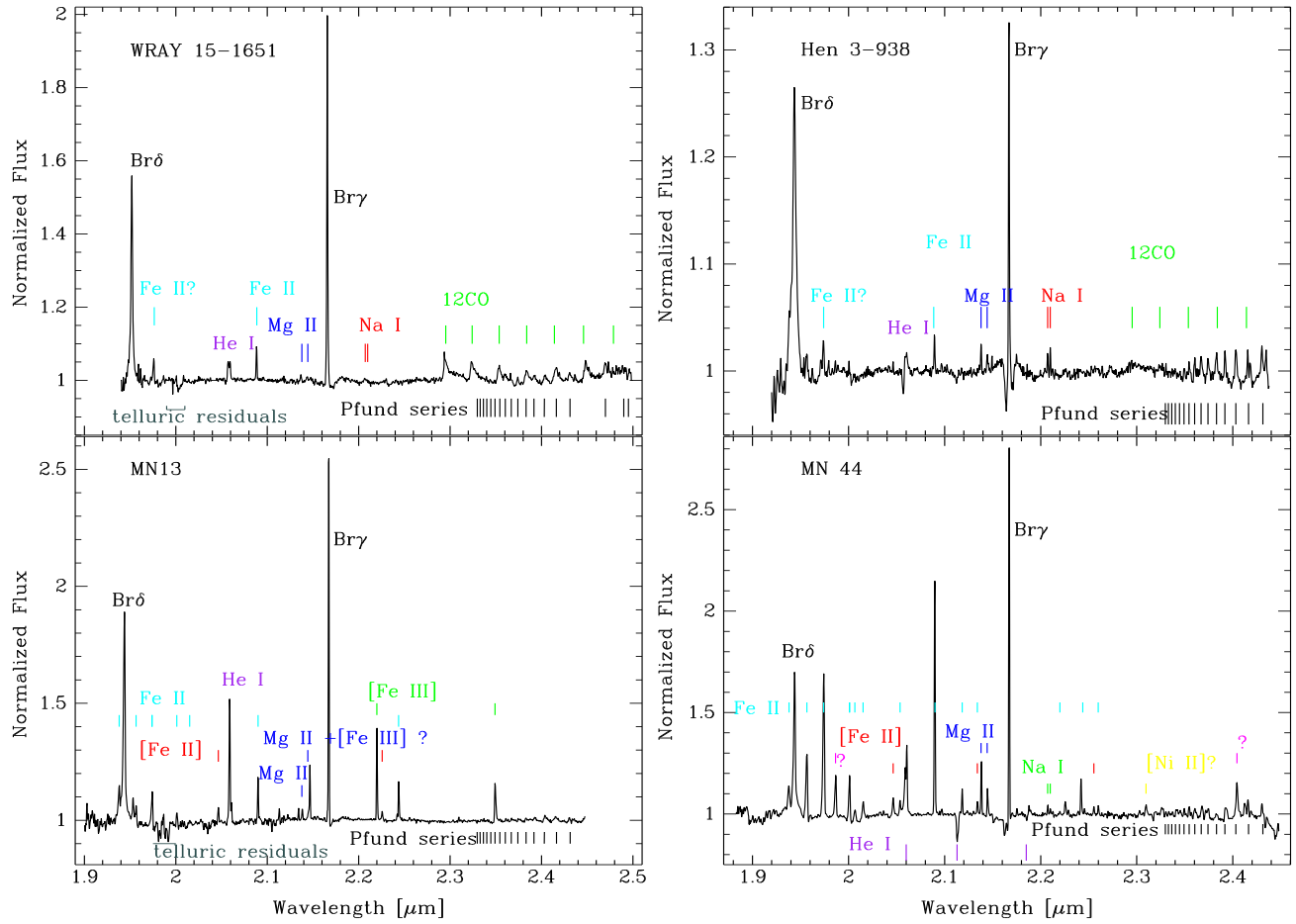


Figure 1: Normalized F2 near-infrared spectra of the four sample objects. Prominent spectral features are identified.

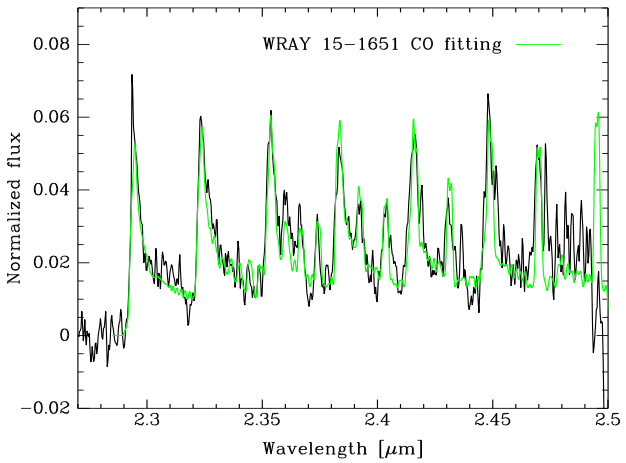


Figure 2: WRAY 15-1651: model fitting (green) to the observed (black) red spectral portion displaying CO band head and Pfund line emission.

at 2.05 μm and in absorption at 2.113 μm and 2.185 μm. The spectrum compares well with K-band spectra of LBVs in quiescence (Oksala et al., 2013). Moreover, the 2MASS near-infrared colors of MN 44 displace the star from the region populated by LBVs in the color-color diagram of Kraus (2019) exactly along the reddening vector for a visual extinction $A_V > 6$ mag, supporting the classification of MN 44 as a highly reddened LBV.

Acknowledgements: This work has received funding from the European Union's Framework Programme for Research and Innovation Horizon 2020 (2014–2020) under the Marie Skłodowska-Curie grant Agreement No. 823734. MK acknowledges financial support from GAČR (grant number 17-02337S). The Astronomical Institute Ondřejov is supported by the project RVO:67985815.

References

Arias M.L., et al., 2018, PASP, 130, 114201
Carmona A., et al., 2010, A&A, 517, A67
Condori C.A.H., et al., 2019, MNRAS, 488, 1090
Gvaramadze V.V., Kniazev A.Y., Berdnikov L.N., 2015, MNRAS, 454, 3710
Gvaramadze V.V., Kniazev A.Y., Fabrika S., 2010, MNRAS, 405, 1047
Kraus M., 2009, A&A, 494, 253
Kraus M., 2019, Galaxies, 7, 83
Kraus M., et al., 2000, A&A, 362, 158
Oksala M.E., et al., 2013, A&A, 558, A17
Sartori M.J., et al., 2010, AJ, 139, 27
Vieira R.G., et al., 2011, A&A, 526, A24

Spectroscopic study of the sgB[e]-high mass X-ray binary CI Cam

A. Aret[1], M.L. Arias[2], A. Torres[2], L.S. Cidale[2] & T. Eenmäe[1]

[1] *Tartu Observatory, University of Tartu, Tartumaa, Estonia*
[2] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[3] *Astronomický ústav, Akademie věd České Republiky, Ondřejov, República Checa*

Contact / mlaura@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / En este trabajo presentamos espectros ópticos e infrarrojos de la estrella binaria de rayos X CI Cam, compuesta por una estrella B[e] y un objeto compacto. Se observa varibilidad en la línea Hα y en las líneas de He I y Fe II, que podría estar relacionada con el movimiento orbital y con una tercera componente del sistema.

Abstract / We present optical and near infrared spectra of the X-ray binary CI Cam. This system is formed by a compact object and a B[e] star. We report line profile variability in Hα, He I and Fe II lines, that could be related with the orbital movement and the presence of a third component.

Keywords / X-rays: binaries — stars: early-type — circumstellar matter

1. Introduction

CI Cameleopardalis is an eccentric binary system consisting of a B[e] star and a compact object, probably a white dwarf (e.g., Ishida, Morio & Ueda, 2004). The system has been identified as the optical counterpart of X-ray transient XTE J0421+560. Barsukova et al. (2006) obtained an orbital period of 19.41 d and an eccentricity of 0.62. First Gaia data release gave a parallax to CI Cam $p = 0.71 \pm 0.24$ mas (Gaia Collaboration et al., 2016). Considering the observed magnitude $m_V = 11.77$ and taking into account an extinction E(B-V)=0.85 (Robinson, Ivans & Welsh, 2002) we obtained an absolute magnitude $M_V = -1.69$ $(+0.63 - 0.90)$, which is in agreement with the spectral type B4 III–V[e] suggested by Barsukova et al. (2006).

2. CI Cam activity

CI Cam was the first galactic B[e] supergiant star detected during an X-ray outburst in 1998, revealing its binary nature. Few days after the outburst, the UBVRI photometry started to decline and the IR spectra displayed H, He and Fe emission lines, as well as warm CO molecular emission bands in the $2.3 - 3.5$ μm region (Clark et al., 1999, 2000). The molecular emission was proposed to arise due to collisional excitation from regions shielded from the stellar radiation, which requires high densities. Interferometric observations suggested that CI Cam developed an equatorial disk wind with a dust-free, high-temperature zone close to the star viewed almost pole-on (e.g. Thureau et al., 2009). Over a period of 7 yr the star kept stable and slightly brighter than in its pre-outburst state. Many years after the prominent outburst, Gemini/GNIRS and LBT-Luci I K-band spectra revealed the absence of Pfund lines and CO molecular bands (Liermann et al., 2014) suggesting the loss/dilution of a high-density circumstellar material and the return of CI Cam to a quiescent transition phase.

Motivated by reports of a new potential outburst in 2016 (Wijngaarden et al., 2016), we spectroscopically monitored this star during several months. In spite of the fact that there was no real outburst, our observations provided valuable material for a deep study of CI Cam in its quiescent phase.

3. Optical observations

Follow-up optical spectroscopic observations from October 2016 to March 2017 were performed at the 1.5-m telescope of the Tartu Observatory, Estonia, using a single slit spectrograph attached to the Cassegrain focus. Spectra in the wavelength range $6\,315 - 6\,720$ Å with spectral resolution $R \simeq 10\,000$ were obtained using a grating with 1800 lines mm^{-1}. Spectra with resolution $R \simeq 4\,500$ covering spectral interval from 6 230 Å to 6 970 Å were obtained with a 1 200 lines mm^{-1} grating.

All data were reduced and corrected for heliocentric velocity using standard IRAF* tasks. Systemic velocity -51 km s^{-1} (Aret et al., 2016) was applied to all spectra.

An echelle spectrum with resolution $R \simeq 11\,000$, taken on November 20 2017, was obtained from BeSS database (observed by Olivier Thizy and reduced using ISIS** V5.8.0).

*IRAF was 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.
**http://www.astrosurf.com/buil/isis-software.html

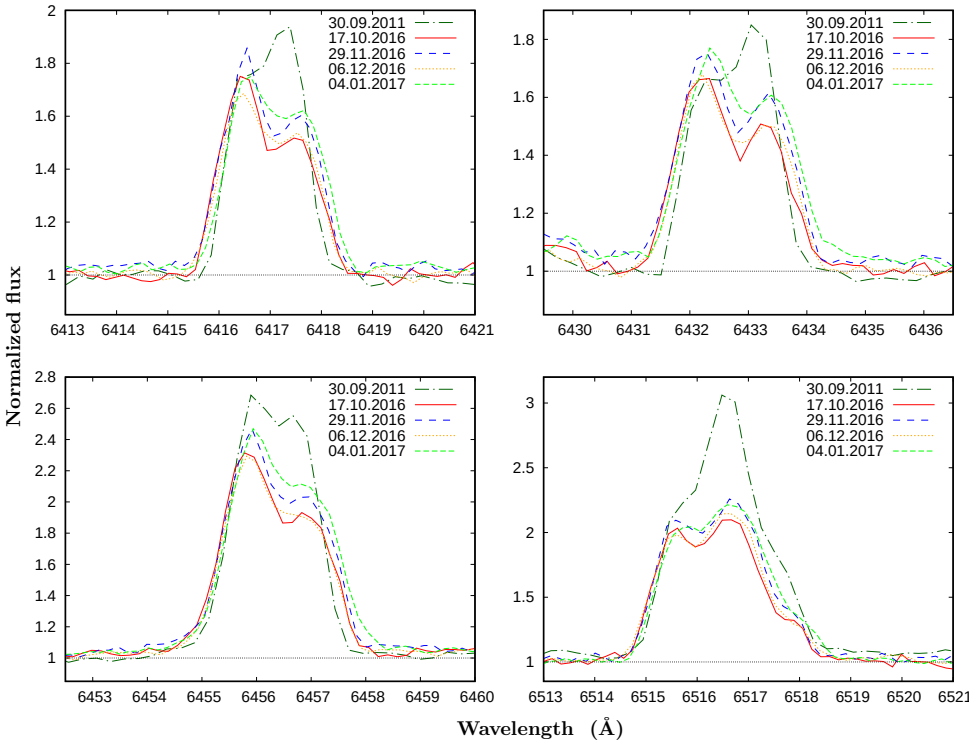


Figure 1: CI Cam Fe II emission line profiles for different epochs. Fe II 6 416 Å (top left) and 6 432 Å (top right), Fe II 6 456 Å (bottom left) and 6 516 Å (bottom right).

We searched for evidences of an outburst in Hα, He I and Fe II emission lines. In Figs.1 and 2 we show line profiles with spectral resolution R $\simeq$ 10 000 at different epochs. Spectra taken within one night revealed no variability beyond noise level and were combined for better signal-to-noise ratio. From the figures we can observe that between the end of 2016 and the beginning of 2017 CI Cam displayed no signs of outburst, the observed variability remained at the same level.

For comparison, we also show spectral line profiles from an earlier observation, which was obtained at Perek 2-m telescope at Ondřejov Observatory on September 30, 2011 using a Coude spectrograph with resolution R $\simeq$ 12 000 (Šlechta & Škoda, 2002).

4. Near infrared observations

The infrared spectroscopic data consists of JHK-band observations taken on November 5 and 14 and December 15, 2016 with GEMINI/GNIRS (Gemini Near Infrared Spectrograph). The spectra were obtained using the XD mode with the 0.15/pix short camera, the 111 mm^{-1} grating and a 0.3 arcsec wide slit, that gives a spectral resolution of R $\simeq$ 6 000. The grating was centered at two different wavelengths 2.13 μm and 2.32 μm, allowing to cover a spectral range of 9 400 to 24 000 Å. Similarly to what is observed in the optical range, IR features do not vary in a significant way during November and December 2016, ruling out the occurrence of an outburst. In Fig.3 we show parts of the near infrared spectra indicating the main identified features. The JHK spectra displays emission in hydrogen Paschen and Brackett series lines, and He I and Fe II lines, similar to the ones

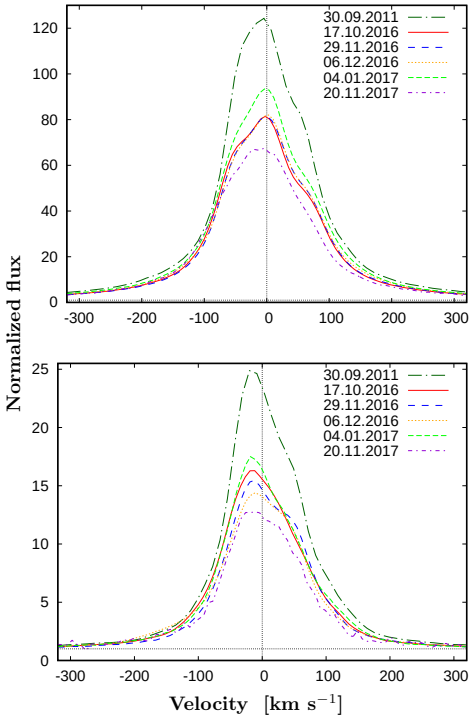


Figure 2: Hα (top) and He I 6 678 Å (bottom) lines in velocity scale.

observed in the spectrum shortly after the 1998 outburst (Clark et al., 1999). However, CO molecular emission, and He II, Na I, and Pfund series emission lines, that were detected by Clark et al. (1999), are not present in our spectra.

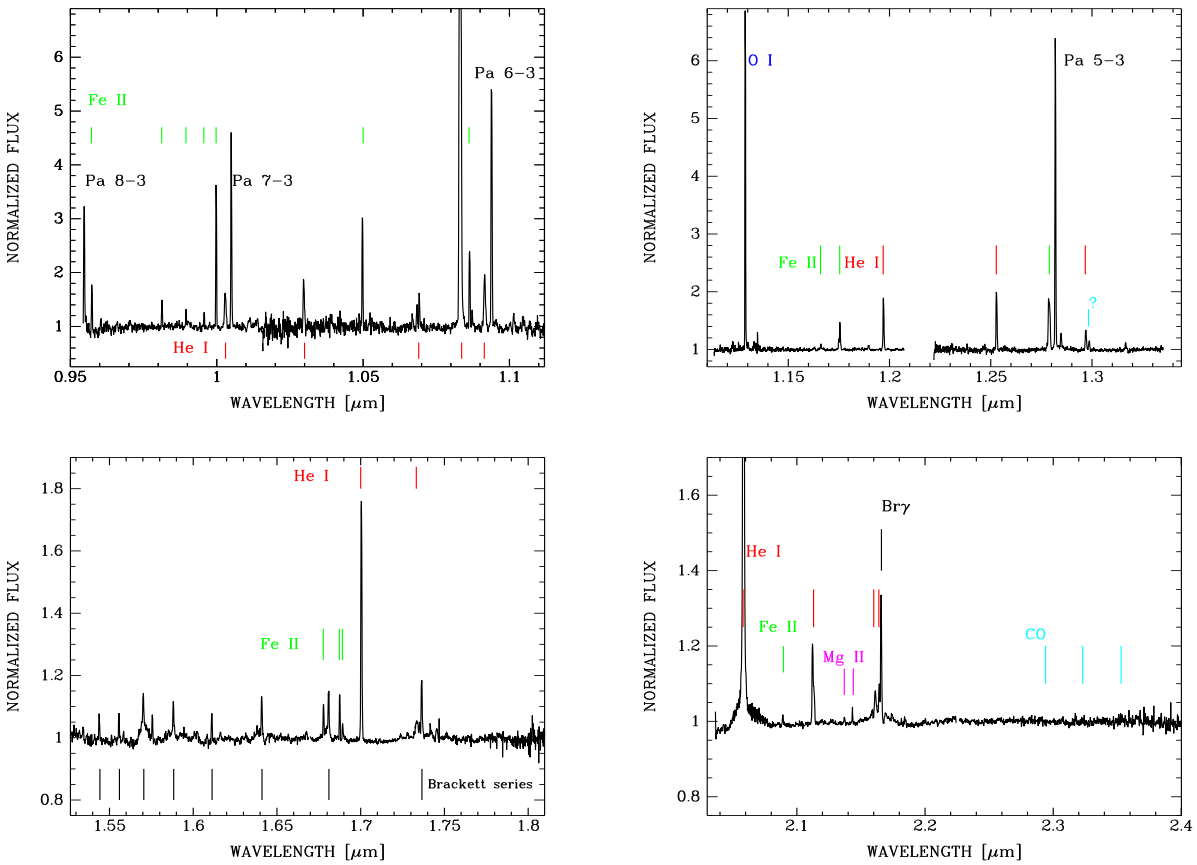


Figure 3: GEMINI/GNIRS medium resolution near-infrared spectra of CI Cam taken in 2016

5. Comments and future work

CI Cam is a unique star that has shown spectroscopic and photometric variability in different timescales. Barsukova et al. (2006) reported variability in brightness and in the radial velocities of He I and Fe II lines. The orbital motion of the binary B[e] star plus compact object is undoubtedly one of the causes of this variability, but not the only one. Barsukova et al. (2006) reported orbital period of 19.4 d, however Bartlett et al. (2019) found no evidence of such a period from X-ray observations. Based on photometric observations, Goranskij et al. (2017) suggested pulsations of the B-type star during CI Cam quiescence phase. Moreover, Goranskij & Barsukova (2009) proposed the presence of a third companion in the system. According to our new optical and infrared observations, although the outburst is not observed, all lines displayed short term variability that deserves to be studied in detail and discussed in the context of different hypothesis (pulsations, binary motion or the presence of a third component). Consequently, CI Cam is a star in permanent active state that deserves to be more deeply studied.

Acknowledgements: This research has used the NASA Astrophysics Data System (ADS) and the SIMBAD data base, operated at CDS, Strasbourg, France.This work has made use of the BeSS database, operated at LESIA, Observatoire de Meudon, France: http://basebe.obspm.fr

Part of this project has received funding from the European Union's Framework Programme for Research and Innovation Horizon 2020 (2014–2020), under the Marie Skłodowska-Curie grant Agreement No. 823734.

AA and TE acknowledge financial support from the institutional research funding IUT40-1 of the Estonian Ministry of Education and Research.

References

Aret A., Kraus M., Šlechta M., 2016, MNRAS, 456, 1424
Barsukova E.A., et al., 2006, Astronomy Reports, 50, 664
Bartlett E.S., Clark J.S., Negueruela I., 2019, A&A, 622, A93
Clark J.S., et al., 1999, A&A, 348, 888
Clark J.S., et al., 2000, A&A, 356, 50
Gaia Collaboration, et al., 2016, A&A, 595, A2
Goranskij V.P., Barsukova E.A., 2009, Astrophysical Bulletin, 64, 50
Goranskij V.P., et al., 2017, A. Miroshnichenko, S. Zharikov, D. Korčáková, M. Wolf (Eds.), *The B[e] Phenomenon: Forty Years of Studies*, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 508, 307
Ishida M., Morio K., Ueda Y., 2004, ApJ, 601, 1088
Liermann A., et al., 2014, MNRAS, 443, 947
Robinson E.L., Ivans I.I., Welsh W.F., 2002, ApJ, 565, 1169
Šlechta M., Škoda P., 2002, Publications of the Astronomical Institute of the Czechoslovak Academy of Sciences, 90, 61
Thureau N.D., et al., 2009, MNRAS, 398, 1309
Wijngaarden M.J.P., et al., 2016, The Astronomer's Telegram, 9634

Estudio de la viscosidad en un disco de acreción delgado

M.F. Montero[1], M.A. De Vito[1,2] & O.G. Benvenuto[1,2,3]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[3] *Comisión de Investigaciones Científicas de la Provincia de Buenos Aires, Argentina*

Contacto / fmontero@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Los discos de acreción aparecen vinculados a muchos fenómenos importantes en la física del Universo. Entre ellos, los miembros de la familia *redback* (sistemas binarios con transferencia de masa en los que la estrella donante es una gigante normal, y la estrella receptora es una estrella de neutrones) han manifestado transiciones desde un estado de Rayos X (en el que la estrella de neutrones está acretando materia) a un estado de radio pulsar (en el que se observa al pulsar de milisegundo). Estas transiciones estarían ligadas a inestabilidades en el disco de acreción. En este trabajo presentamos nuestro primer estudio de las inestabilidades generadas en el disco, a nivel local, debido a la presencia de un campo de inducción magnética, y su influencia en la viscosidad. Analizamos el crecimiento del campo de inducción magnética mediante el proceso de dínamo, teniendo en cuenta los tiempos característicos de la inestabilidad de Parker, la inestabilidad magneto-rotacional y la reconexión magnética.

Abstract / Accretion disks are important at different scales in the physics of the Universe. For instance, binaries systems called redback (close binaries systems composed of a normal giant star and a neutron star) have shown transitions from an X-Ray emission state (the neutron stars is accreting material) to a radio pulsar state (where a milisecond pulsar is observed). This transitions would be connected with instabilities in the accretion disk. In this paper, we show our first study of local instabilities in the disk due to a magnetic field and its influence in the viscosity. We analyze the increment of magnetic field by dynamo process, taking into account the characteristic timescales of Parker instability, magnetic reconnection, and magneto-rotational instability.

Keywords / binaries: close —accretion, accretion discs

1. Introducción

Las recientes observaciones de los sistemas binarios conocidos como *redback* han impuesto nuevos desafíos a la comprensión de la física involucrada en la descripción teórica de estos objetos. Los *redback* pertenecen al grupo de sistemas binarios con transferencia de masa, en donde una de las componentes, la estrella donante, llena su lóbulo de Roche y le transfiere materia a su compañera a través del punto L_1 de Lagrange. Dicho material forma un disco de acreción alrededor de la estrella receptora. Algunos miembros de la familia *redback* han mostrado transiciones desde el estado de emisión de Rayos-X (en el que la estrella de neutrones está acretando materia y emite rayos X) a un estado pulsar (en el que se observa al pulsar de milisegundo), y/o la transición inversa, en una escala de tiempo de algunos meses a pocos años. La incorporación del efecto de irradiación del pulsar a los modelos de evolución (Benvenuto et al., 2014) ayudarían a entender estas transiciones, ya que como consecuencia de considerar este efecto, los modelos presentan episodios de transferencia de masa intermitente. Sin embargo, la escala de tiempo asociada a estos ciclos es del orden de los miles de años (Benvenuto et al., 2015). Esto nos ha llevado a analizar el rol del disco de acreción formado alrededor del pulsar.
En este trabajo presentamos nuestro primer estudio de las inestabilidades generadas en el disco, a nivel local, debido a la presencia de un campo de inducción magnética. Estas inestabilidades podrían ser las responsables de una viscosidad turbulenta. A partir del trabajo de Tout & Pringle (1992), calculamos el crecimiento del campo de inducción magnética mediante el proceso de dínamo, teniendo en cuenta los tiempos característicos de la inestabilidad de Parker (Parker, 1979), la inestabilidad magneto-rotacional y la reconexión magnética (Balbus & Hawley, 1991). Obtuvimos una viscosidad magnética e hicimos comparaciones con la viscosidad efectiva que arroja nuestro código de integración vertical.

2. Modelado del disco y de sus inestabilidades locales

2.1. Ecuaciones del disco

Consideramos un disco de acreción delgado, en el que pueden desacoplarse la estructura vertical de la estructura radial. Suponiendo que el disco tiene simetría cilíndrica, las ecuaciones diferenciales de la parte vertical del disco son (Hameury et al., 1998):

$$\frac{dP}{dz} = -\rho g_z = -\rho \Omega_K^2 z, \tag{1}$$

$$\frac{d\sigma}{dz} = 2\rho, \tag{2}$$

$$\frac{dlnT}{dlnP} = \nabla, \tag{3}$$

$$\frac{dF_z}{dz} = \frac{3}{2}\alpha \Omega_K P + \frac{dF_t}{dz}, \tag{4}$$

donde P, ρ, T y σ son la presión, la densidad, temperatura y la densidad superficial, respectivamente; ∇ es el gradiente de temperatura; F_z es el flujo de energía en la dirección vertical; Ω_K es la velocidad angular kepleriana; α es el parámetro de viscosidad de Shakura & Sunyaev (1976). En F_t se considera la dependencia temporal del flujo de energía, que incluye términos que resultan del calentamiento/enfriamiento y de la expansión/contracción. Este término es básicamente desconocido, pero frecuentemente se asume que dF_t/dz es proporcional a la presión P. En este caso, la cuarta ecuación queda,

$$\frac{dF_z}{dz} = \frac{3}{2}\alpha_{eff}\Omega_K P. \tag{5}$$

Hemos elaborado un código para integrar las ecuaciones que describen la estructura vertical. El mismo está basado en un método de empalme (*shooting*), en el que se utiliza un método de Runge-Kutta para integrar las ecuaciones diferenciales desde el plano del disco y desde el borde superior del disco hasta un punto intermedio, en el que se pide la continuidad de las soluciones. De esta manera se hallan los valores de α_{eff} y de la altura del disco H.

2.2. Ecuaciones de dínamo

Habitualmente el parámetro de viscosidad de Shakura y Sunyaev, α_{ss}, se introduce ad-hoc, de manera de compatibilizar los modelos numéricos con las observaciones. En nuestro caso lo calcularemos siguiendo el trabajo de Tout & Pringle (1992). Las ecuaciones diferenciales que describen la evolución de las componentes del campo de inducción magnética normalizado son:

$$\frac{dw_R}{d\tau} = \begin{cases} \lambda_R^{'} w_z - \lambda_\phi w_R w_\phi, & 0 < w_z < 1/\sqrt{3}, \\ \lambda_R^{'}\left[1 - \frac{(1-w_z\sqrt{3})^2}{(1-\sqrt{3})^2}\right]^{1/2} w_z - \lambda_\phi w_R w_\phi, & 1/\sqrt{3} < w_z < 1 \\ -\lambda_\phi w_R w_\phi, & 1 \leq w_z, \end{cases} \tag{6}$$

$$\frac{dw_\phi}{d\tau} = \lambda_\phi (w_R w_\phi^2), \tag{7}$$

$$\frac{dw_z}{d\tau} = \begin{cases} \lambda_z\left(w_\phi^2 - \frac{w_z}{\sqrt{3}w_\phi}\right) - \mu_z w_z, \\ \quad 0 \leq w_z < 1/\sqrt{3} \\ \lambda_z\left(w_\phi^2 - \frac{w_z}{w_\phi}\right) - \mu_z^{'} w_z^{3/2}, \quad w_z \leq 1 \end{cases} \tag{8}$$

donde $\tau = \frac{\Omega_K t}{\sqrt{2}\eta}$,

$$w_R = \frac{v_R}{v_R^{eq}}, \qquad v_R = \frac{V_{A,R}}{C_S}, \qquad V_{A,R}^2 = \frac{B_R^2}{\sqrt{4\pi\rho}},$$
$$w_\phi = \frac{v_\phi}{v_\phi^{eq}}, \qquad v_\phi = \frac{V_{A,\phi}}{C_S}, \qquad V_{A,\phi}^2 = \frac{B_\phi^2}{\sqrt{4\pi\rho}},$$
$$w_z = \frac{v_z}{v_z^{eq}}, \qquad v_z = \frac{V_{A,z}}{C_S}, \qquad V_{A,z}^2 = \frac{B_z^2}{\sqrt{4\pi\rho}}.$$

Las velocidades normalizadas para el caso de dínamo en equilibrio son:

$$v_R^{eq} = 0.1\left(\frac{\Gamma}{0.1}\right)^{2/3}\left(\frac{\eta}{3}\right)^{1/3}\left(\frac{\xi}{8}\right)^{-2/3},$$

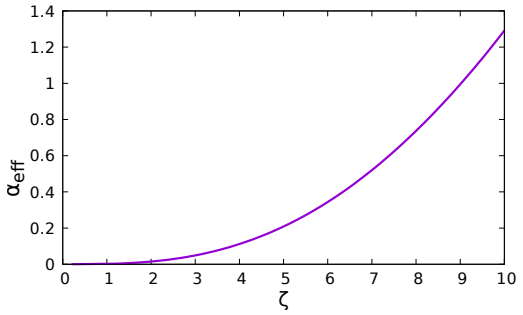


Figura 1: Parámetro de viscosidad efectiva, α_{eff}, en función de la posición en el disco, ζ.

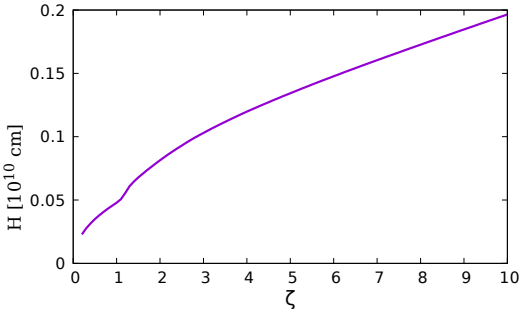


Figura 2: Altura del disco H en función de la posición ζ.

$$v_\phi^{eq} = 0.8\left(\frac{\Gamma}{0.1}\right)^{1/3}\left(\frac{\eta}{3}\right)^{2/3}\left(\frac{\xi}{8}\right)^{-1/3},$$
$$v_z^{eq} = 0.8.$$

Por otra parte,

$$\lambda_R = \left[\frac{2\sqrt{3}}{\sqrt{3}-1}\right]^{1/2}\frac{\gamma_{max}\eta\sqrt{2}v_z^{eq}}{v_R^{eq}}, \quad \lambda_R^{'} = \lambda_R\left[\frac{(\sqrt{3}-1)}{2\sqrt{3}}\right]^{1/2},$$
$$\lambda_\phi = v_\phi^{eq},$$
$$\lambda_z = \frac{(v_\phi^{eq})^2}{v_z^{eq}},$$
$$\mu_z = \eta\left(\frac{2\Gamma}{\pi\xi}\right)^{1/2}, \quad \mu_z^{'} = \eta\left(\frac{24\sqrt{3}\Gamma}{\pi\xi}\right)^{1/2},$$

donde $V_{A,R}, V_{A,\phi}$ y $V_{A,z}$ son las componentes de la velocidad de Alfvén en las direcciones R, ϕ y z; C_s es la velocidad del sonido, y los parámetros $\eta, \gamma_{max}, \gamma$ y ξ están definidos en Tout & Pringle (1992).

Finalmente, se obtiene el parámetro de viscosidad magnética de Sakura y Sunyaev,

$$\alpha_{ss} = \frac{B_R\, B_\phi}{4\pi\rho\, C_s^2}.$$

3. Resultados

Resolvimos las ecuaciones diferenciales de la estructura vertical en un rango de ζ entre 0.2 y 10 (siendo $r = r_0\,\zeta$, r la coordenada radial medida desde la posición de la estrella de neutrones hasta un punto ubicado en el plano del disco, y $r_0 = 10^{10}$ cm). Hallamos el valor de α_{eff} y H para cada posición en el disco dada por ζ (ver Figuras 1 y 2).

Para encontrar el parámetro de viscosidad de Sakura y Sunyaev, resolvimos las ecuaciones de dínamo mediante un método de Runge-Kutta obteniendo la variación

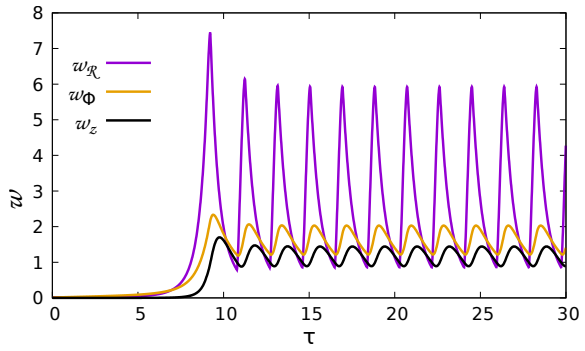


Figura 3: Campos normalizados (w_R, w_ϕ, w_z) en función del tiempo adimensional τ.

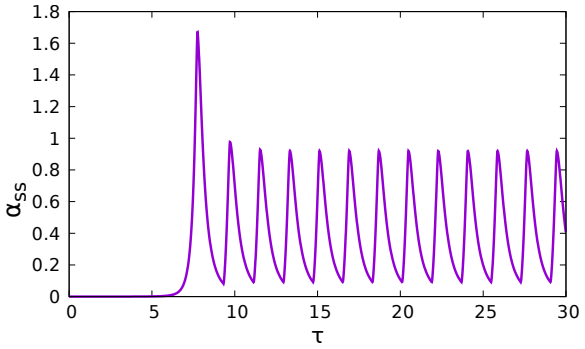


Figura 4: Parámetro de viscosidad magnética, α_{ss}, en función del tiempo adimensional τ.

de las componentes de la inducción magnética en función del tiempo adimensional τ (ver Figura 3). Nuestros cálculos se hicieron para el caso $\Gamma = 0.1$, $\gamma_{max} = 0.74$, $\xi = 8$ y $\eta = 3$, siguiendo a Tout & Pringle (1992). Obtuvimos el valor de α_{ss} en función del tiempo adimensional τ (ver Figura 4). Considerando tiempos adimensionales mayores al transitorio, calculamos un valor medio de α_{ss} en función de ζ. En la Figura 5 se muestra la diferencia entre α_{eff} y α_{ss}, que nos permite tener una cota de la variación del flujo de energía en función del tiempo.

A partir de los valores de los parámetros α_{eff} y α_{ss}, obtuvimos la viscosidad cinemática efectiva ($\nu_{eff} = \alpha_{eff} C_s^2/\Omega_K$), la viscosidad cinemática magnética ($\nu_{ss} = \alpha_{ss} C_s^2/\Omega_K$) y la diferencia entre viscosidades cinemáticas para cada ζ, como se muestra en la Figura 6.

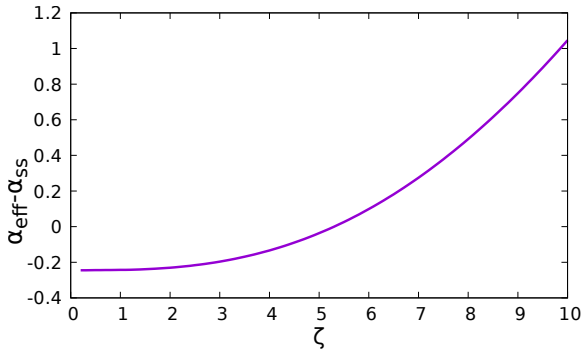


Figura 5: Diferencia entre los valores obtenidos para los parámetros de viscosidad efectiva y magnética, $(\alpha_{eff} - \alpha_{\mathbf{ss}})$, en función de la posición ζ.

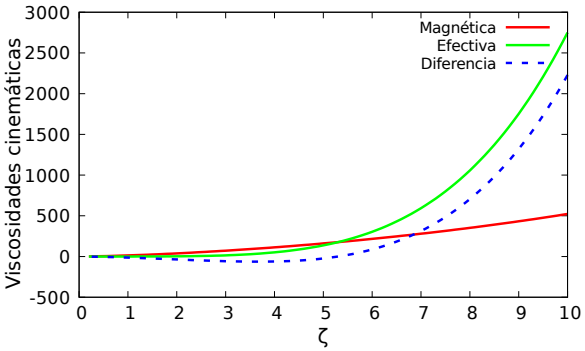


Figura 6: Viscosidad cinemática efectiva, viscosidad cinemática magnética y diferencia de viscosidades cinemáticas en función de la posición ζ.

4. Conclusiones y trabajos a futuro

- Hemos integrado las ecuaciones diferenciales que describen la evolución de las componentes del campo de inducción magnética en un disco delgado, obteniendo resultados similares a los hallados en la literatura.
- Hemos calculado el parámetro de viscosidad de Shakura y Sunyaev, α_{ss}, como función de la posición en el disco a partir de las inestabilidad de Parker, la inestabilidad magneto-rotacional y la reconexión magnética. Calculamos la viscosidad magnética asociada.
- Desde la integración de la estructura vertical hemos calculado la viscosidad efectiva, α_{eff}.
- Hemos acotado la variación temporal del flujo de energía a partir de la diferencia de los parámetros α_{eff} y α_{ss}.
- Planeamos seguir estudiando las ecuaciones diferenciales para el campo, en distintas condiciones.

Referencias

Balbus S.A., Hawley J.F., 1991, ApJ, 376, 214
Benvenuto O.G., De Vito M.A., Horvath J.E., 2014, ApJL, 786, L7
Benvenuto O.G., De Vito M.A., Horvath J.E., 2015, ApJ, 798, 44
Hameury J.M., et al., 1998, MNRAS, 298, 1048
Parker E.N., 1979, *Cosmical magnetic fields. Their origin and their activity*, Clarendon Press
Shakura N.I., Sunyaev R.A., 1976, MNRAS, 175, 613
Tout C.A., Pringle J.E., 1992, MNRAS, 259, 604

Self-consistent hydrodynamic solutions for line-driven winds of O stars in the m-CAK formalism

A.C. Gormaz-Matamala[1,2], M. Curé[1,2], L.S. Cidale[3,4] & R.O.J. Venero[3,4]

[1] *Instituto de Física y Astronomía, Universidad de Valparaíso, Valparaíso, Chile*
[2] *Centro de Astrofísica, Universidad de Valparaíso, Valparaío, Chile*
[3] *Departamento de Espectroscopía, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[4] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*

Contact / alex.gormaz@postgrado.uv.cl

Resumen / El viento de las estrellas masivas está impulsado principalmente por la transferencia de momento del campo de radiación a la atmósfera estelar, mediante una enorme cantidad de líneas espectrales (teoría m-CAK). En este trabajo, presentamos los resultados de un procedimiento autoconsistente para obtener la solución hidrodinámica del viento (campo de velocidades y tasa de pérdida de masa) conjuntamente con los parámetros de la fuerza de radiación en líneas, considerando la contribución de más de 900,000 transiciones. Los modelos fueron calculados para estrellas con temperaturas efectivas mayores a 32,000 K y gravedades superficiales mayores a 3.4 dex, considerando además diferentes metalicidades. Comparamos los perfiles de línea sintéticos calculados a partir de nuestras soluciones hidrodinámicas usando el código FASTWIND, con espectros observados de estrellas O. Demostramos que los resultados de nuestro procedimiento se encuentran en buen acuerdo con las observaciones, cuando se tienen en cuenta los factores de *clumping* apropiados.

Abstract / The wind of massive stars is driven mainly by the transfer of momentum from the radiation field, to the stellar atmosphere through a large number of line transitions (m-CAK theory). In this work, we present some of the results of a self-consistent procedure to calculate the wind hydrodynamic solution (velocity field and mass-loss rate) along with the line-force parameters, considering the contribution of more than 900,000 line transitions. The models were computed for stars with effective temperatures above 32,000 K and surface gravities higher than 3.4 dex, also considering different metallicities. We compare the synthetic line profiles obtained from our hydrodynamic solutions using the code FASTWIND, with observed O stellar spectra. We show that the computed line profiles fits quite well the observations when appropriate clumping factors are taken into account.

Keywords / hydrodynamics — methods: analytical — stars: early-type — stars: mass-loss — stars: winds, outflows

1. Theoretical background

According to Castor et al. (1975), for massive stars, the line-acceleration is given by:

$$g_{\rm line} = \frac{\sigma_e L_*}{4\pi r^2 c}\mathcal{M}(t), \tag{1}$$

where $\mathcal{M}(t)$ is the so-called line-force multiplier factor; L_* is the stellar luminosity; r is the distance; c is the speed of light; and σ_e is the Thomson scattering opacity.

$\mathcal{M}(t)$ is expressed in terms of the modified optical depth t which depends on the density ρ, the thermal velocity $v_{\rm th}$ and the velocity gradient:

$$t = \sigma_e\,\rho(r)\,v_{\rm th}\left(\frac{dv}{dr}\right)^{-1}. \tag{2}$$

Abbott (1982) parametrized the line-force multiplier as:

$$\mathcal{M}(t) = k\,t^{-\alpha}\left(10^{-11}\frac{N_e}{W}\right)^{\delta}. \tag{3}$$

with N_e, the electron density and $W(r)$, the dilution factor. The parameters k, α, and δ are called line-force [multiplier] parameters.

In this article, we present some of the results obtained by (Gormaz-Matamala et al., 2019) through a self-consistent prescription that includes the calculation of the line-force parameters, for a wide range of stellar parameters. Line-force parameters are calculated considering the contribution of hundreds of thousands of lines involved in the absorption and reemission processes, a quasi-NLTE approach for the ionic populations, together with the hydrodynamics provided by the code HYDWIND (Curé, 2004), in an iterative procedure. The models were computed for stars with effective temperatures above 32,000 K and surface gravities higher than 3.4 dex, considering also different metallicities. Using the atmosphere code FASTWIND, we compute the synthetic line profiles resulting from our hydrodynamic solutions and compare them with observed O star spectra.

2. Results

The computed line-force parameters (k, α, δ) show a clear trend with the effective temperature $T_{\rm eff}$ (in kK), the surface gravities $log\,g$ and metallicities, as it is shown in Figure 1.

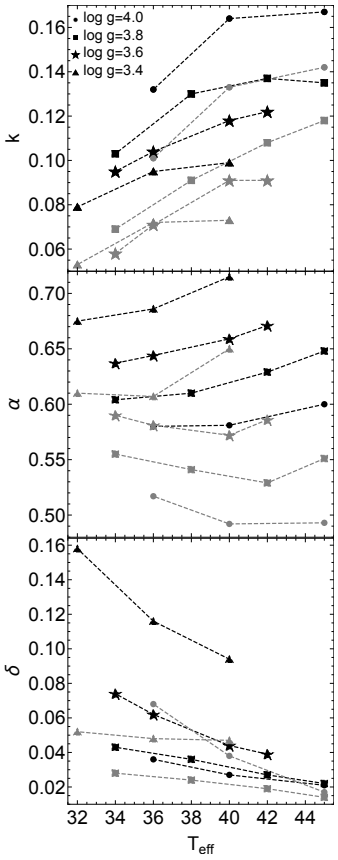


Figure 1: The line-force parameters as a function of $T_{\rm eff}$, for different values of log g. Black dashed lines correspond to models with solar metallicity and grey dashed lines, for $Z = Z_{\odot}/5$.

Our self-consistent solutions (Figure 2, upper panels) produce a more clear behaviour for the changes of the wind parameters with effective temperature and log g, than those obtained from the Abbott's line-force parameters (Abbott, 1982, lower panels).

With respect to terminal velocities, we observe that α values present a wide dispersion, in contrast with the linear relationship found by Puls et al. (2008):

$$v_{\infty} \approx 2.25 \sqrt{\frac{\alpha}{1-\alpha}}\, v_{\rm esc}\,. \qquad (4)$$

Figure 3 shows a different linear behaviour than Equation 4, that strongly depends on the value of $log\, g$.

Comparison of mass-loss rates (upper panel) and terminal velocities (lower panel) as a function of the effective temperature it is shown in Figure 4. Blue stars correspond to results from this work, black disks to Bouret et al. (2005) and Markova et al. (2018) results, and red triangles to theoretical values from Vink et al. (2001). The same colour code but with modified symbols (inverted blue stars, unfilled black circles and inverted red triangles) are used to represent Markova's stars with the same effective temperature but higher surface gravity.

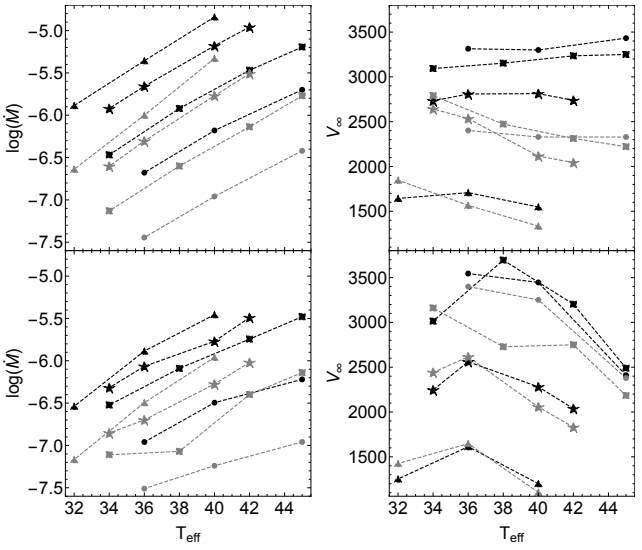


Figure 2: Behavior of $\dot{M}$ and v_{∞} as a function of $T_{\rm eff}$ (in kK) for different abundances and gravities. Top panels are for self-consistent calculations and bottom panels are for Abbott's procedure. Symbol description is the same as that in Figure 1.

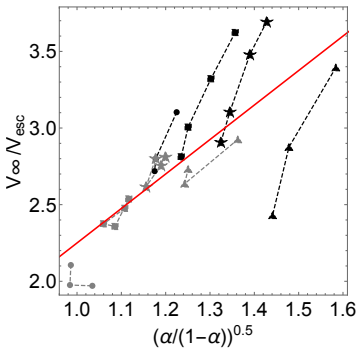


Figure 3: $v_{\infty}/v_{\rm esc}$ versus $\sqrt{\alpha/(1-\alpha)}$. For each set of log g values there is a linear dependence for $Z_{\odot}$. Slope 2.25 of Equation 4 (red line) is also displayed. For sub-solar abundance there is a unique linear relationship.

3. Synthetic spectra

The resulting spectra, obtained with FASTWIND and fitted to the observed one for the star ζ-Puppis, is shown in Figure 5. The model was computed with $T_{\rm eff} = 40$ kK, $\log g = 3.64$, $R_*/R_{\odot} = 18.6$ and $\dot{M} = 5.2{\times}10^{-6}\, M_{\odot}\, {\rm yr}^{-1}$. Clumping factors are $f_{\rm cl} = 1.0$ (red, homogeneous), $f_{\rm cl} = 5.0$ (blue) and $f_{\rm cl} = 9.0$ (green):

This plot clearly shows that self-consistent line-force and wind parameters leads to a good solution, producing a synthetic spectrum. The only free parameter here is the clumping factor, which is set to adjust the shape of Hα.

4. Conclusions

In the present work we have presented some of the results of our procedure to calculate self-consistent, line-force parameters coupled with the hydrodynamics, in

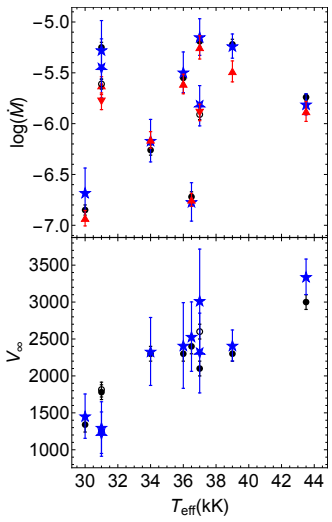


Figure 4: Comparison of mass-loss rates and terminal velocities as a function of the effective temperature obtained by different authors. The references of the symbols are in the text.

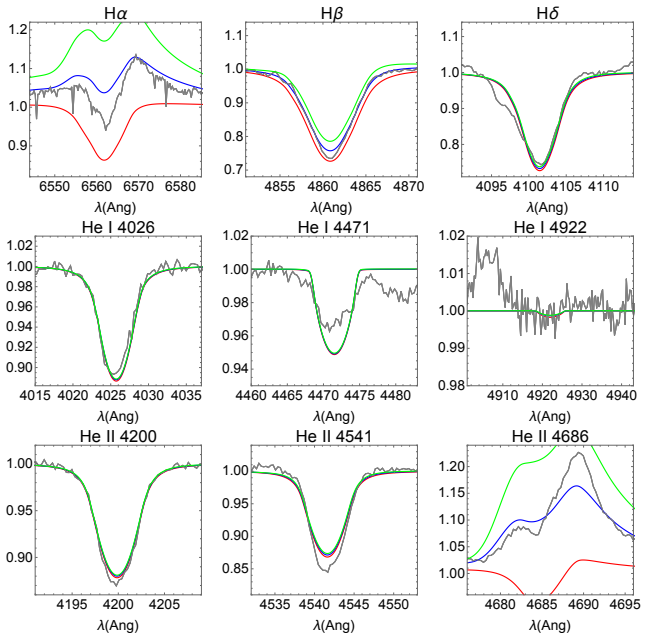


Figure 5: Line profile fits (normalized fluxes) for the spectra of ζ-Puppis. The color code is in the text.

the frame of the radiation driven wind theory. Thanks to this procedure we achieve a unique, well-converged solution that does not depend on the chosen initial values. This is important because it reduces the number of free parameters (now β, the power of the β-velocity law, v_∞ and $\dot{M}$ are no more input parameters) to be determined by fitting synthetic spectra to observed ones.

The set of solutions differs from previous line-force parameter calculations performed by Abbott (1982) and Noebauer & Sim (2015). With these new values, we found a different scale relation for the terminal velocity that is steeper than the usually accepted one. This new relation might explain the observed scatter found in the terminal velocity from massive stars located at the hot side of the bistability jump (Markova & Puls, 2008).

Concerning the wind parameters derived from modelling O-type stars with homogeneous winds, our mass-loss rates are in better agreement with the predicted ones given by Vink et al. (2001) formula.

For the calculation of synthetic spectra for ζ-Puppis, we conclude that our procedure's values for mass-loss rate and hydrodynamics reproduce the observed line profiles when an adequate value for the clumping factor is chosen.

Even knowing the limitations of the m-CAK theory, this remains an extremely useful framework to get an estimate of the real parameters of stellar winds on massive stars. In spite of the approximations assumed under this theory, we obtain reliable values for mass-loss rates and self-consistent hydrodynamics in a short period of time with great CPU time savings.

Our new self-consistent procedure can be used to derive accurate mass-loss rates and: (i) study evolutionary tracks, where a high precision on terminal velocities is not required, and (ii) derive trusty clumping factors via line-profile fittings.

Acknowledgements: We sincerely thank J. Puls for helpful discussions that improved this work and for having put to our disposal his code FASTWIND. We are very grateful to D. J. Hillier for allowing us to use CMFGEN-atomic-data and providing us with the observed spectrum of ζ-Puppis. A.C.G.M. has been financially supported by the PhD Scholarship folio N° 2116 1426 from National Commission for Scientific and Technological Research of Chile (CONICYT). A.C.G.M. is also thankful for support from the Chilean Astronomical Society (SOCHIAS). A.C.G.M. and M.C. acknowledge support from Centro de Astrofísica de Valparaíso. M.C. and L.S.C. are thankful for support from the project CONICYT+PAI/Atracción de Capital Humano Avanzado del Extranjero (Folio PAI80160057). M.C. thanks the support from FONDECYT project 1190485. L.S.C. and R.O.J.V. acknowledges financial support from the Universidad Nacional de La Plata (Programa de Incentivos G11/137), the CONICET (PIP 0177), and the Agencia Nacional de Promoción Científica y Tecnológica (Préstamo BID, PICT 2016/1971), Argentina. This project has received funding from the European Union's Framework Programme for Research and Innovation Horizon 2020 (2014-2020) under the Marie Skłodowska-Curie grant Agreement No. 823734.

References

Abbott D.C., 1982, ApJ, 259, 282
Bouret J.C., Lanz T., Hillier D.J., 2005, A&A, 438, 301
Castor J.I., Abbott D.C., Klein R.I., 1975, ApJ, 195, 157
Curé M., 2004, ApJ, 614, 929
Gormaz-Matamala A.C., et al., 2019, ApJ, 873, 131
Markova N., Puls J., 2008, A&A, 478, 823
Markova N., Puls J., Langer N., 2018, A&A, 613, A12
Noebauer U.M., Sim S.A., 2015, MNRAS, 453, 3120
Puls J., Vink J.S., Najarro F., 2008, A&A Rv, 16, 209
Vink J.S., de Koter A., Lamers H.J.G.L.M., 2001, A&A, 369, 574

Embedded clusters: upgrading visual and infrared photometric analysis with Gaia DR2 and ASteCA

E.E. Giorgi[1,2], G.R. Solivella[1,2], A. Cruzado[1,2], R.A. Vázquez[1,2], G.I. Perren[2] & T. Canavesi[3]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de La Plata, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[3] *Instituto de Física de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*

Contact / egiorgi@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Los cúmulos embebidos son grupos de estrellas que no se han separado aún de la nube original donde se han formado, por lo que es fundamental obtener las distancias precisas y las propiedades de estos grupos. Se presentan los resultados de cinco cúmulos embebidos: [DBS2003]5, [DBS2003]60, [DBS2003]98, [DBS2003]116 y [DBS2003]117. Los resultados provienen de una combinación de fotometría CCD UBVI profunda, adecuada para identificar estrellas azules débiles, e información de relevamientos infrarrojos disponibles. A su vez la fotometría fue relacionada con los datos de movimientos propios y paralajes provenientes de Gaia DR2. Cada objeto fue tratado en un espacio múltiple usando el código ASteCA, especialmente diseñado para realizar un análisis automático y proveer los parámetros fundamentales de los grupos de estrellas en caso de que se trate de un cúmulo.

Abstract / Embedded clusters are groups of stars which have not dispersed yet the residual of the parental cloud where they were born, thus getting precise distances and properties of these groups is an essential task. We present results for five embedded clusters: [DBS2003]5, [DBS2003]60, [DBS2003]98, [DBS2003]116 and [DBS2003]117, obtained from a combination of deep CCD UBVI photometry suitable to identify blue faint stars and infrared information from available surveys. The photometry was linked with proper motions and parallaxes from Gaia DR2. Each object was treated in a multi-space using ASteCA, a code especially designed to perform an automatic data analysis and aimed at providing the fundamental parameters of star groups, in case they compose a cluster.

Keywords / open clusters and associations: individual (Havlen-Moffat #1) — stars: massive — stars: Wolf-Rayet — stars: early-type

1. Introduction

Embedded clusters are groups of stars which have not dispersed yet the residual of the parental cloud where they were born. Therefore, they are fully or partially obscured due to their insertion in the parental cloud where the process of star formation has recently taken place. Accordingly, an embedded cluster may host very young stars, still gravitationally dominated by the presence of the molecular cloud. By themselves, they are an essential category of astronomical objects whose main properties started being unveiled during the last two decades, thanks to the advance in infrared detectors and new telescope design. However, molecular clouds may geometrically interpose between observers and far star groups that appear highly obscured for this reason, and not because they are physically related to the molecular cloud. Therefore, getting precise distances and properties of these groups, mostly faint, highly obscured and in occasions associated to small size HII regions, is an essential but challenging task. Fortunately, the Gaia Second data release (Gaia DR2) provides us with a huge amount of information, parallax, proper motions and G-photometry, with unprecedented accuracy. By means of ASteCA, a code designed to perform automatic data analysis, we combine this valuable information with photometric, visual and infrared data from other sources. We present results for five candidates to embedded clusters taken from Dutra et al. (2003) and Bica et al. (2003): [DBS2003]5, [DBS2003]60, [DBS2003]98, [DBS2003]116 and [DBS2003]117.

2. Data and Analysis

The data to be analysed in a multi-space, come from Gaia DR2 including parallaxes, photometry (G mag and BP-RP color index) and proper motions, from the 2MASS survey (JHK mag), and also from the UBVI photometry obtained with the 2.15 m telescope at Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO) in San Juan. We only show here the analysis performed using Gaia data down to G≈21 mag, greatly deeper than the 2MASS limiting magnitude. We applied restrictions to photometric data (G error < 0.01 mag, (BP - RP) error < 0.2 mag) to remove from the analysis stars with the largest uncertainties. No cuts have been applied neither on parallax data nor on proper motions data.

An analysis of the structural data was performed on the five candidate clusters. The kernel density estimate (KDE) maps are obtained using the cluster's coordinates and a bandwidth value. This process is done to check if the clusters can actually be observed as an enhancement over the surrounding field density. Depending on their values, different bandwidths help expose

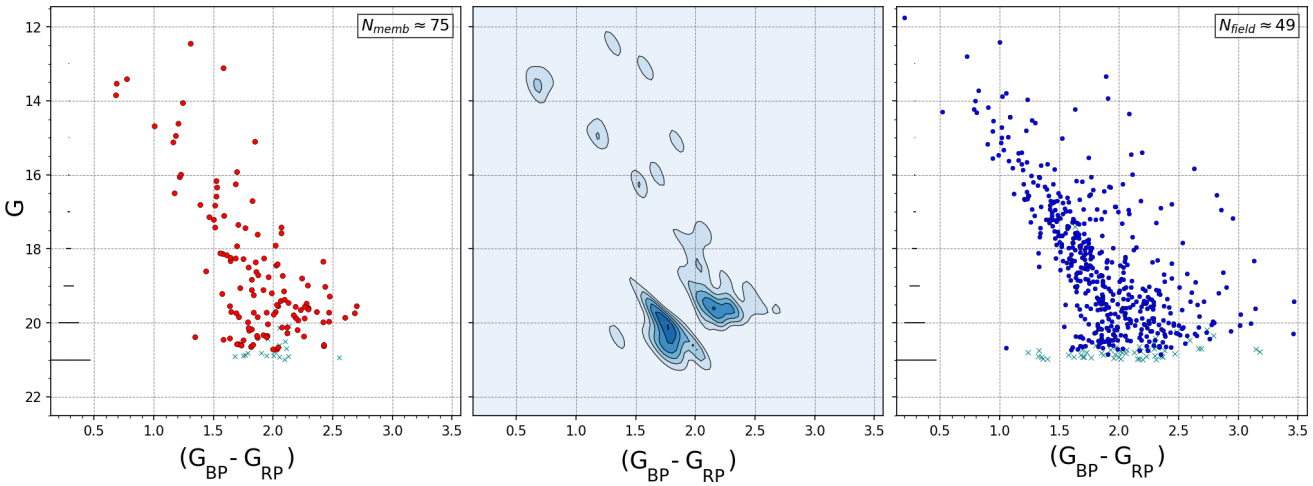


Figure 1: CMDs for the cluster region (leftmost) and the field region (rightmost), with a cleaned cluster KDE in the middle.

relevant features of the observed frame. A clear overdensity is seen in the middle of the frame in [DBS2003]5. In other cases (e.g. [DBS2003]116 and [DBS2003]117), this evidence is not so obvious. We warn the reader that an overdensity is not necessarily a star cluster.

Below we show in detail the analysis performed for [DBS2003]5. Tables 1 and 2 summarize the results for all groups. Fig. 1 display a comparison of the color-magnitude diagram (CMD) for the cluster region (leftmost plot) and the surrounding field (rightmost plot). The middle plot is a KDE map showing the result of subtracting the KDE of the field region from the KDE of the cluster region. The idea is that this procedure should expose the structure of the actual cluster's sequence (if there is any) in the CMD, by removing the contamination from field stars. No clear cluster sequence can be distinguished in the cleaned KDE map, shown in the middle plot of Fig. 1, even though the number of estimated members in this case (obtained by subtracting the field density from the cluster region density) is approximately 75 stars.

We applied a membership probability (MP) assigning algorithm to the assumed cluster region (details are explained in Perren et al. (2015)). The method compares selected features of the stars within the cluster region, with those in the surrounding field region. In this case, since the Gaia DR2 (BP-RP) color contains large uncertainties, parallax and proper motions were employed to estimate the MPs for all stars within the assumed cluster region. The results of this process are shown in Fig. 2.

The top panel in Fig. 2 shows the distribution of probabilities assigned to all stars within the cluster region. As seen, most values are large and concentrated above MP=0.8. This usually indicates that no clear separation could be performed for true cluster members and field interlopers in the respective parallax and proper motion spaces. The bottom panel in Fig. 2 shows the cluster region's CMD colored according to the MPs, and with enough stars removed to leave roughly the number of members estimated previously. Out of the total 125 stars in the region, 76 are thus kept as the most probable members in [DBS2003]5. Again, we see no clear cluster sequence in this cleaned CMD.

Finally, parallax and proper motions are processed and analysed to estimate the cluster's distance and mean proper motion. Parallax values were shifted by a +0.029 mas offset, as suggested in Lindegren et al. (2018) and processed with the Bayesian method described by Bailer-Jones*. This results in an independent estimate of the distance to each cluster based on the individual parallaxes and their uncertainties. The per-cluster final distances are estimated along with their standard deviations, and shown in Table 1.

The plot in Fig. 3 is the result of the Bayesian analysis performed on the [DBS2003]5 cluster. This analysis appears to point to a mean concentration around 4 ± 0.4 kpc, which is where the supposed cluster would be located.

Table 1: Gaia DR2 results.

Name	D [kpc]	μ_α [mas/yr]	μ_δ [mas/yr]
$[DBS2003]5$	4.1±0.4	-1.696	2.098
$[DBS2003]60$	5.7±0.4	-2.363	1.697
$[DBS2003]98$	3.1±0.3	-0.983	-2.921
$[DBS2003]116$	9.3±1.0	-1.562	-4.352
$[DBS2003]117$	1.6±0.2	-0.324	-1.096

3. Results

The analysis methodology described here was applied to the five embedded clusters indicated above. The results for all of them are summarized in Table 1 for Gaia DR2 data and in Table 2 for the 2MASS JHK filters. The results are slightly different for the distances and proper motions of the clusters, but within the associated uncertainties as indicated in the tables. To validate our

*https://github.com/agabrown/astrometry-inference-tutorials

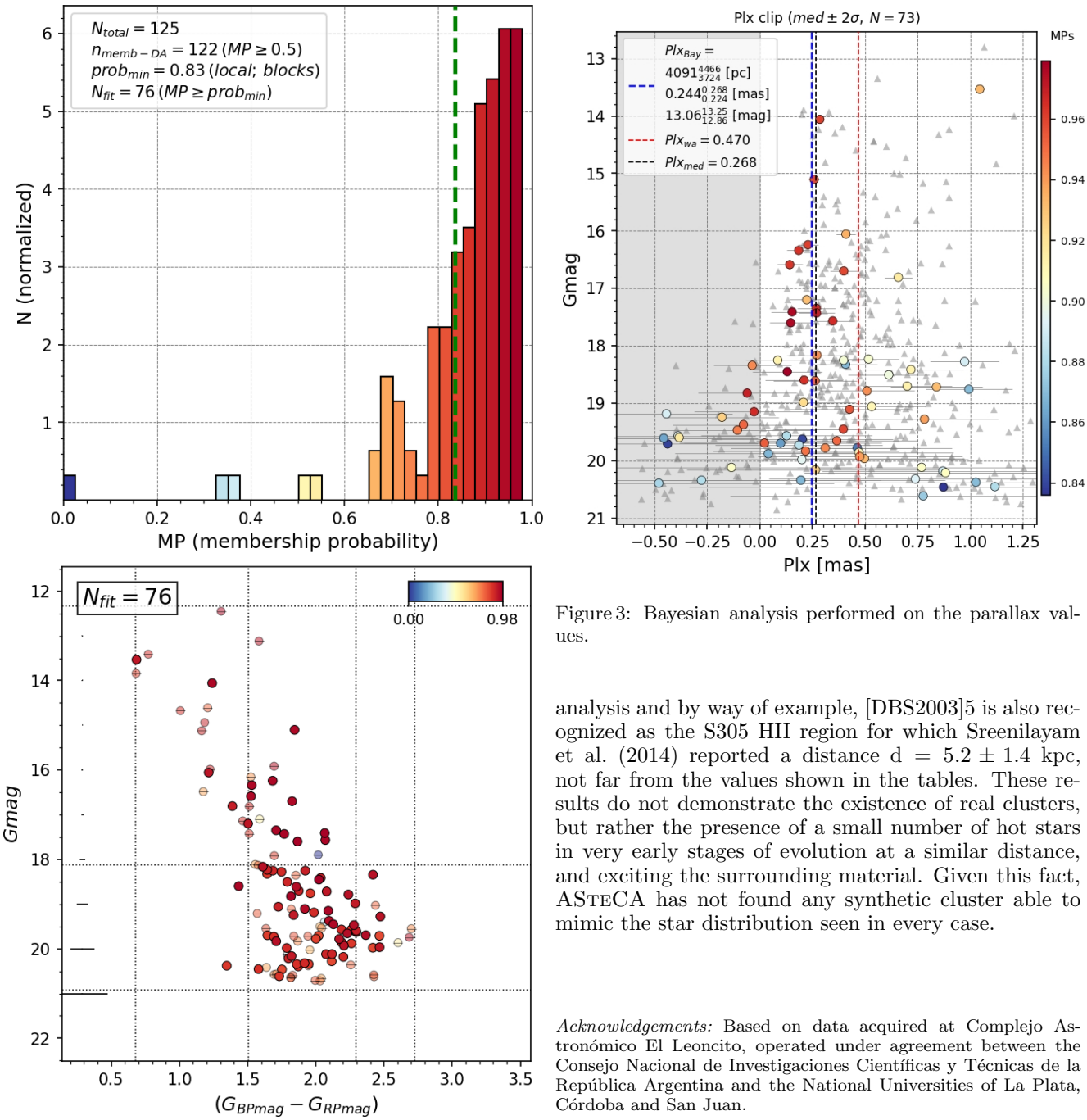


Figure 2: Membership probabilities estimation process.

Figure 3: Bayesian analysis performed on the parallax values.

Table 2: 2MASS results.

Name	D [kpc]	μ_α [mas/yr]	μ_δ [mas/yr]
$[DBS2003]5$	4.0±0.5	-1.751	2.404
$[DBS2003]60$	5.6±0.5	-2.357	1.681
$[DBS2003]98$	2.7±0.2	-1.719	-3.666
$[DBS2003]116$	10.6±1.0	-1.493	-4.322
$[DBS2003]117$	1.8±0.3	-0.121	-0.829

analysis and by way of example, [DBS2003]5 is also recognized as the S305 HII region for which Sreenilayam et al. (2014) reported a distance d = 5.2 ± 1.4 kpc, not far from the values shown in the tables. These results do not demonstrate the existence of real clusters, but rather the presence of a small number of hot stars in very early stages of evolution at a similar distance, and exciting the surrounding material. Given this fact, ASteCA has not found any synthetic cluster able to mimic the star distribution seen in every case.

Acknowledgements: Based on data acquired at Complejo Astronómico El Leoncito, 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.

References

Bica E., et al., 2003, A&A, 404, 223
Dutra C.M., et al., 2003, A&A, 400, 533
Lindegren L., et al., 2018, A&A, 616, A2
Perren G.I., Vázquez R.A., Piatti A.E., 2015, A&A, 576, A6
Sreenilayam G., et al., 2014, AJ, 147, 53

Havlen-Moffat #1, el cúmulo menos pensado

M.M. Leiva[1], E.E. Giorgi[1,2], R.C. Gamen[1,2] & N.I. Morrell[3]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de La Plata, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[3] *Las Campanas Observatoty, Carnegie Observatories, La Serena, Chile*

Contacto / mariamartaleiva@gmail.com

Resumen / El cúmulo Havlen-Moffat #1 (HM1), en la constelación de Escorpio, debe su nombre a quienes lo descubrieron en el año 1977. Ellos identificaron dos estrellas tipo Wolf-Rayet y dos estrellas tipo Of. HM1 se encuentra en el cuarto cuadrante de la Vía Láctea donde la absorción del medio interestelar es significativa. En este trabajo se presenta un análisis de los parámetros fundamentales del cúmulo calculados mediante espectroscopía y fotometría $UBVRI$ de algunas de las componentes más brillantes, cuyos datos se obtuvieron con los telescopios Swope y du Pont de Las Campanas, Chile. A partir de estos datos se identificaron nuevas estrellas tipo OB y se analizó la posible presencia de una estrella supergigante M.

Abstract / The cluster Havlen-Moffat # 1 (HM1), in the constellation of Scorpius, owes its name to those who discovered it in 1977. They identified, spectroscopically, two Wolf-Rayet and two Of-type stars. HM1 is located in the fourth quadrant of the Milky Way where the absorption of the interstellar medium is significant. This work presents an analysis of the fundamental parameters of the cluster, calculated by spectroscopy and $UBVRI$ photometry of some of the brightest components whose data were obtained with the Swope and du Pont telescopes of Las Campanas, Chile. New OB-type stars were identified from these data and the possible presence of a supergiant M star was analyzed.

Keywords / open clusters and associations: individual (Havlen-Moffat #1) — stars massive — stars Wolf-Rayet

1. Introducción

Los estudios que preceden a este trabajo comienzan en el año 1977 cuando Havlen & Moffat observan hacia la dirección l=348.7°, b=0.8°. Utilizando fotometría fotoeléctrica en veinticuatro estrellas y espectroscopía en seis de ellas, identifican un cúmulo joven. Tiempo después este cúmulo fue nombrado HM1. Los resultados más sobresalientes de este trabajo fueron el descubrimiento de cuatro estrellas masivas, dos tipo Wolf-Raye (WR) y dos tipo espectral Of, el cálculo de un exceso E(B-V) promedio de 1.86 ± 0.1 y la primera estimación de la distancia que ubicaba al cúmulo a 2900 pc (Havlen & Moffat, 1977). Unos años más tarde, Thé et al. (1982) identifican ocho nuevos miembros del cúmulo usando fotometría Walraven en cinco colores (WULBV), los filtros VRI del sistema Cousins y los filtros $JHKL$ del infrarrojo. Destacan la presencia de una probable estrella M supergigante a la cual denominaron #35. Por último, Vázquez & Baume (2001) valiéndose de la fotometría CCD $UBVRI$ y polarimetría $UBVRI$ logran identificar 75 probables miembros y estimar la distancia en 3300 pc. Mediante el ajuste de isócronas le asignan al cúmulo una edad entre dos y cuatro millones de años; además desestiman la propuesta de Thé et al. (1982) en referencia al tipo espectral de #35 y consideran la posibilidad de que la ley de extinción en la región sea anómala.

2. Observaciones

Las imágenes utilizadas en este trabajo se obtuvieron con el telescopio Henrietta Swope y los espectros en el Irénée du Pont, ambos pertenecientes al observatorio Las Campanas, Chile. Estas imágenes se tomaron en mayo de 2004 con el detector Site3 de la Cámara CCD Directa, en los filtros $UBVRI$, cubriendo un campo de 14 x 22 arcmin^2 y se procesaron con el paquete DAOPHOT de IRAF realizando ajustes PSF. También se observaron dos campos de Landolt (1992) para transformar los resultados al sistema estándar. Por otra parte, los espectros se tomaron durante el mes de abril en los años 2004 y 2005 con el espectrógrafo multi ranura WFCCD. La mayoría de ellos fueron adquiridos con el prisma H&K y unos pocos con el modo de objeto simple (ranura larga). La reducción se realizó de forma estándar con el paquete DAOPHOT de IRAF

3. Análisis

La clasificación espectral se realizó utilizando los catálogos GOSSS I (Sota et al., 2011) y GOSSS II (Sota et al., 2014) además del atlas digital de clasificación espectral de estrellas OB de Walborn & Fitzpatrick (1990) y el *Digital Spectral Clasification Atlas* de R.O. Gray ⋆. Con la fotometría $UBVRI$ se realizó el diagrama color magnitud, V vs. B-V (Fig. 1), en el que se observa que las estrellas O y B clasificadas y las dos estrellas WR se

⋆https://ned.ipac.caltech.edu/level5/Gray/frames.html

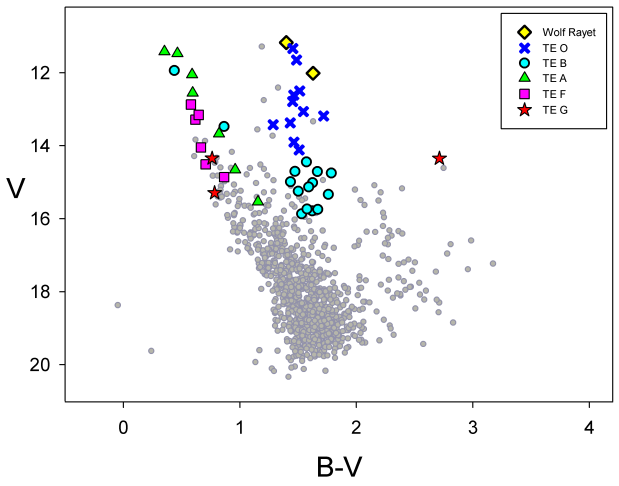


Figura 1: Diagrama Color-Magnitud para HM1: Se representan las estrellas que se encuentran dentro de un radio de 5 arcmin desde el centro del cúmulo, 17h 18m 54s -38°49'(Dias et al., 2002). Las estrellas destacadas son las clasificadas en este trabajo.

separan de las más tardías formando dos posibles secuencias.

Gracias a la posibilidad de combinar fotometría y espectroscopía se pudieron calcular los excesos de color y, usando un coeficiente de absorción selectiva R= 3.1, se determinaron las distancias individuales (Tabla 1). Esto permitió observar enrojecimiento diferencial, aunque no parece haber una relación entre la posición en cielo y el valor del E(B-V), como se puede ver en la Fig. 2.

En la Fig. 3 se observa un aumento del exceso de color con la distancia. Las estrellas más tardías se encuentran a distancias menores a 2000 pc y sus excesos E(B-V) son menores que 1.3, mientras que la mayoría de las estrellas tempranas se ubican más allá de los 2000 pc pero no más lejos que 5000 pc con un exceso promedio de 1.75. Los excesos individuales calculados pueden verse en la Tabla 1.

El análisis de los movimientos propios de las estrellas clasificadas (Fig. 4) se realizó con datos de GAIA DR2 (Gaia Collaboration, 2016; van Leeuwen et al., 2018)

Se observa que la mayor parte de las estrellas con tipos espectrales tempranos tienen movimientos propios similares, comportamiento que no replican la mayoría de las estrellas con tipos más tardíos.

En la Fig. 5 se puede ver el detalle de los tipos espectrales de las estrellas que tienen aproximadamente el mismo movimiento propio; son todas estrellas tempranas a excepción de la estrella #35. Esta estrella fue clasificada como G pero no fue posible determinar el subtipo y la clase de luminosidad debido a que es una estrella débil y enrojecida. Además, la distancia a la estrella #35 calculada por Bailer-Jones et al. (2018) es 4042^{5771}_{3024} pc, por lo que no se la puede descartar como posible miembro del cúmulo.

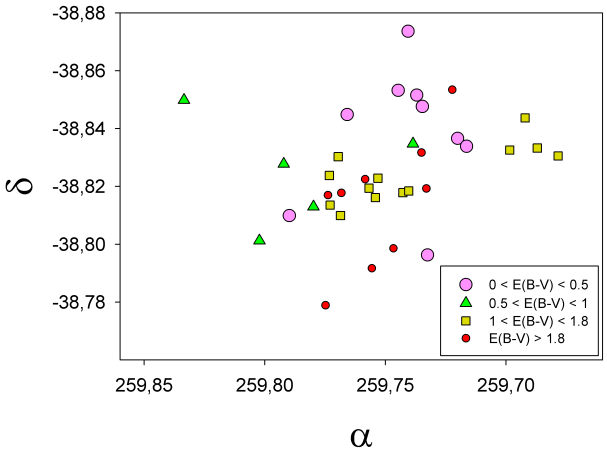


Figura 2: Distribución espacial de excesos E(B-V) calculados.

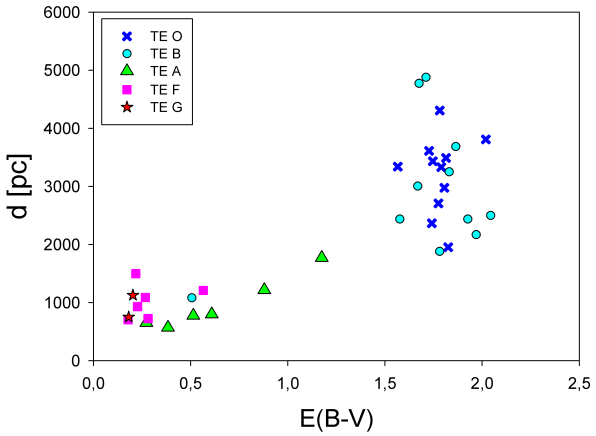


Figura 3: Distancia espectrofotométrica vs. E(B-V) calculado. La distancia se calculó con los tipos espectrales que surgieron del análisis de los datos y suponiendo un R=3.1.

4. Conclusiones

Con los datos obtenidos para este trabajo se pudieron clasificar 11 estrellas tipo espectral O y 11 estrellas tipo espectral B y también una veintena de tipos tardíos, A, F y G. En el diagrama HR se observan dos estructuras separadas, una que contiene solo las estrellas tempranas y otra las tardías. El análisis conjunto de fotometría y espectroscopía permitió calcular los excesos de color de las estrellas y las distancias individuales. Se pudo ver enrojecimiento diferencial aunque no se observó una dependencia con la posición en el cielo. Varias estrellas de tipo temprano tienen distancias en torno a 3300 pc (Vázquez & Baume, 2001) y baja dispersión en los movimientos propios. Estas caracteríticas permiten considerar a las estrellas mencionadas como posibles miembros del cúmulo. La dispersión observada en las distancias podría deberse a un comportamiento anómalo del material interestelar en la región o a la presencia de sistemas binarios no resueltos. Se clasificó a la estrella #35 como una estrella de tipo espectral G aunque no pudo deter-

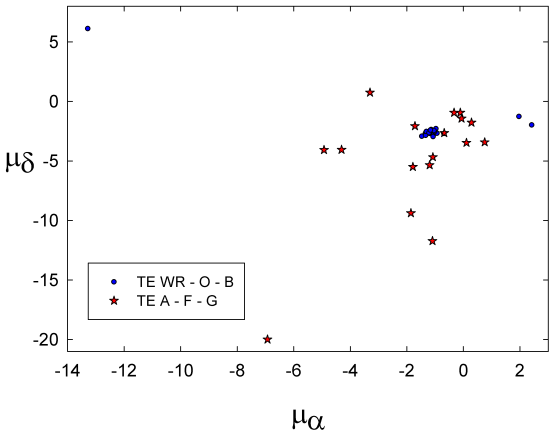


Figura 4: Movimientos propios extraídos de Gaia para las estrellas clasificadas. Se separan los tipos tempranos de los tardíos para evidenciar la dispersión de los distintos tipos espectrales.

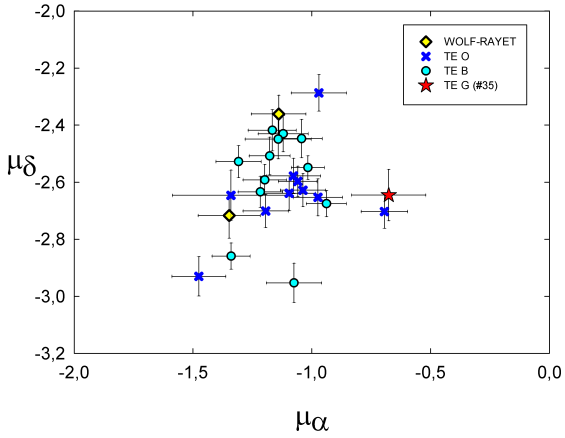


Figura 5: Movimientos propios de las estrellas tempranas y de la estrella #35. Se indican los tipos espectrales.

Tabla 1: Parámetros de estrellas OB clasificadas espectralmente. Los números de la primera columna corresponden a la denominación de las estrellas de Vázquez & Baume (2001) y los de la segunda columna a Thé et al. (1982).
† Estrellas sin clasificación espectral previa.
†† Estrellas con nueva clasificación espectral.

VB	Thé	T E	E(B-V)	Distancia[pc]
4	2	O5.5 I(fc)††	1.77	2709
5	6	O6 Ia(fc)††	1.81	2978
6	7	B9 V†	0.51	1082
10	8	O5 III(f)	1.81	3489
11	12	O5 II(f)††	1.78	4305
13	13	O7.5 V††	1.74	2366
16	9	O9 V	1.82	1953
20	16	O4.5 III(fc)††	2.02	3809
24	18	O6.5 V††	1.72	3613
25	20	O9 V †	1.57	3341
35	10	O8.5 V	1.75	343
37	19	O9 III ††	1.79	3334
47	38	B2 V†	1.78	1881
54		B2 V†	1.58	2438
55	40	B1 V†	1.93	2438
57		B0 V†	1.71	4877
69	23	B0.5 V†	1.67	4774
70	28	B0.5 V†	1.86	3687
76		B1 V†	2.04	2500
81		B2 V†	1.67	3007
95	39	B2 V†	1.97	2170
130	25	B2 V†	1.83	3251

minarse su subtipo espectral ni su clase de luminosidad. Debido a que su movimiento propio es compatible con los valores de las estrellas tempranas y que la distancia calculada por Bailer-Jones et al. (2018) es del orden de la distancia asignada a HM1, no se la puede descartar como posible miembro. Serán necesarias nuevas observaciones para estudiar sus características distintivas.

Agradecimientos: Agradecemos a las autoridades y al personal del Observatorio Las Campanas por permitirnos el uso de las instalaciones y por la hospitalidad que nos brindaron. Este trabajo ha utilizado datos de la misión Gaia de la Agencia Espacial Europea (ESA) (https://www.cosmos.esa.int/gaia), procesados por el Consorcio de Análisis y Procesamiento de Datos de Gaia (DPAC, https: // www .cosmos.esa.int / web / gaia / dpac / consortium). La financiacón para el DPAC ha sido proporcionada por instituciones nacionales, en particular las instituciones que participan en el Acuerdo Multilateral de Gaia.

Referencias

Bailer-Jones C.A.L., et al., 2018, AJ, 156, 58
Dias W.S., et al., 2002, A&A, 389, 871
Gaia Collaboration, 2016, VizieR Online Data Catalog, I/337
Havlen R.J., Moffat A.F.J., 1977, A&A, 58, 351
Landolt A.U., 1992, AJ, 104, 340
Sota A., et al., 2011, Bulletin de la Societe Royale des Sciences de Liege, 80, 519
Sota A., et al., 2014, ApJS, 211, 10
Thé P.S., Arens M., van der Hucht K.A., 1982, Astrophys. Lett., 22, 109
van Leeuwen F., et al., 2018, Gaia DR2 documentation, Tech. rep.
Vázquez R.A., Baume G., 2001, A&A, 371, 908
Walborn N.R., Fitzpatrick E.L., 1990, PASP, 102, 379

Supernova remnants: Relics and aftermath of stellar explosions

G. Castelletti[1]

[1] *Insituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*

Contact / gcastell@iafe.uba.ar

Resumen / El material eyectado en una supernova, conjuntamente con las ondas de choque que lo preceden, modifican irreversiblemente las propiedades del medio interestelar creando y destruyendo granos de polvo y moléculas. Además de este material expandiéndose supersónicamente, bajo determinadas condiciones los restos de una supernova (RSNs) pueden incluir objetos densos como estrellas de neutrones o formar agujeros negros. En su rol como aceleradores cósmicos, estos remanentes estelares producen partículas altamente energéticas y por ello están estrechamente ligados con el origen de los rayos cósmicos a nivel galáctico. La radiación proveniente de los remanentes puede ser detectada en todo el espectro electromagnético, mostrando una amplia diversidad morfológica y dinámica producto de su interacción con el entorno. En este artículo se presentan algunos de los resultados más sorprendentes así como cuestiones abiertas en el estudio multi-frecuencia de los RSNs.

Abstract / The material ejected by a supernova, together with the preceding shock waves irreversibly modify the properties of the interstellar medium by creating and destroying dust grains and molecules. In addition to this material expanding supersonically, under certain conditions the remnants of a supernova (SNRs) may include dense objects such as neutron stars or form black holes. In their role as cosmic accelerators, these stellar remnants produce highly energetic particles and are therefore closely linked to the origin of cosmic rays at Galactic level. The radiation from the remnants can be detected throughout the electromagnetic spectrum, showing a wide morphological and dynamic diversity due to its interaction with the environment. This paper summarizes some of the most surprising results along with still open issues in the multi-frequency study of SNRs.

Keywords / ISM: supernova remnants — cosmic rays — radiation mechanisms: general — acceleration of particles

1. Introduction

Stellar explosions occur every second or so somewhere in the Universe. A handful of these events have been recorded by different civilizations throughout history, being the oldest one the Galactic supernova RCW 86 documented by Chinese astronomers in A.D. 185 (Green & Stephenson, 2003). The debris coming from the star's explosion, the powerful blastwave created during the process, and any possible surviving compact object, compose a structure denominated supernova remnant (SNR). Currently almost 300 of these sources have been identified in our Galaxy (Green, 2019) and a great effort is made surveying the Galaxy to discover new members of this population (Anderson et al. 2018, Hurley-Walker et al. 2019).

Radiating from radio to γ-ray wavelengths, SNRs attract a lot of attention due to the variety of physical processes that occur along their evolution. They are central for many research areas involving particle injection and acceleration at shocks, magnetic fields, jets, winds, and Galactic cosmic rays (CRs). Particularly important are young and bright SNRs, whose X-ray spectral and morphological properties give clues about SN type of the remnant. The huge amount of data obtained from ground-based and satellite observatories has made possible a more comprehensive view of SNRs. However, in spite of the dramatic change in the observational capabilities and the huge theoretical efforts made in the last decades, the understanding of the underlying physics is still incomplete and challenging. This article summarizes some relevant studies in the SNR field. It is organized in terms of the multi-wavelength information relevant to the main physical components of a SNR, namely, the shock front created by the supersonic expansion of the star's material (hereafter, the ejecta), the ejecta itself, and the reverse shock forming in the ejecta when its mass becomes comparable to that of the interstellar matter overrun by the forward SN shock. Observational features linked to acceleration processes and cosmic ray production are also briefly discussed. Although important, topics including polarized radio/X-ray emission of SNRs and pulsar wind nebulae formed around compact remnant objects, are not covered in this text.

2. Dissecting the aftermath of the SN remains

2.1. The forward SN shock front

Radio observations of SNRs are needed to puzzle out the expansion of these sources into the interstellar medium as, regardless of the evolutionary state of the source, the shock wave always radiates via synchrotron pro-

cess by relativistic electrons with energies in the range of a few GeV. Radio interferometer arrays have shown their capabilities to resolve out the fine spatial-scale features in SNRs with sufficient sensitivity. They now include instrumental options observing in the low radio frequency range (corresponding to meter wavelengths), such as the Low Frequency Array (LOFAR) in Europe (van Haarlem et al., 2013), the Murchison Widefield Array (MWA) in Australia (Tingay et al., 2013), the Giant Metrewave Radio Telescope in India (GMRT)* as well as the Long Wavelength Array (LWA; Ellingson et al. 2009) and the Karl G. Jansky Very Large Array's Low Band system both in New Mexico**, among others. Some excellent illustrations of the radio emission from SNRs imaged at high resolution are presented in Fig. 1.

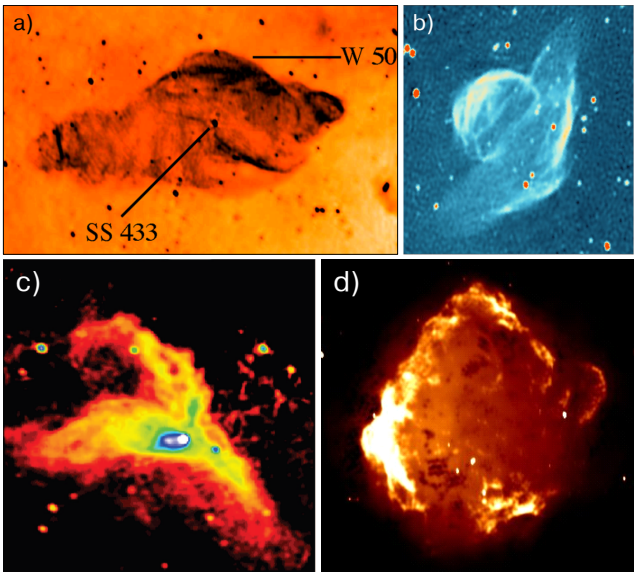


Figure 1: An image gallery showing the radio synchrotron emission from four well-known Galactic SNRs: a) W50: A deep LOFAR map obtained in the 115-189 MHz range (taken from Broderick et al. 2018). The angular resolution is $78'' \times 55''$. The position of the X-ray binary SS 443 is indicated. All the radio features previously noticed at higher radio frequencies with the VLA (Dubner et al., 1998) are also evident in this new image at meter-wavelengths; b) VRO 42.05.01: Radio emission mapped with the Canadian Galactic Plane Survey at 1.4 GHz (Fig. 2 in Arias et al. 2019b); c) CTB 80: Full view of the remnant obtained from 32 different pointings observed with the VLA in the D configuration at 1.4 GHz, combined with data from the Bonn 100-m single dish. The synthesized beam is $93'' \times 78''$ (Castelletti et al., 2003); d) Puppis A: Image obtained at 1.4 GHz from a combination of 39 different pointings observed with the VLA in the DnC and CnB configurations. Single dish observations from the Parkes Southern Galactic Plane Survey have been added to the interferometric data. The angular resolution is $34'' \times 76''$ (Castelletti et al., 2006).

The radio continuum spectrum of the synchrotron emission from SNRs is generally well described by $S_\nu = S_0\ (\nu/\nu_0)^\alpha$, where S_ν represents the flux density at frequency ν integrated over the whole extent of the source and α is the logarithmic slope of the power law representation (the so-called radio spectral index). Continuum spectral curvatures have been, however, theoretically proposed for young ($t_{age} \lesssim 1000$ yr) SNRs, understood as the result of high compression ratios through a shock structure modified by the action of the energetic particles in young sources***. Observational indications of a concave-up curvature were found, for instance, in the spectrum of the young SNRs Kepler (Reynolds & Ellison, 1992) and SN 1006 (Allen et al., 2008). Spectral curvatures are also observed in older SNRs. An excellent example is the recent study of VRO 42.05.01. High compression ratios in the radiative shock of this remnant have been proposed to account for the curvature in the local spectrum of the brightest regions observed with LOFAR in the ∼113-173 MHz part of the frequency space. It is worth to mention that deviations from a power-law behavior could be also possible in the late evolutionary stages of some SNRs, caused either by contamination from thermal bremsstrahlung radiation in sources embedded in a dense ambient (for example, the curved spectrum of SNR HB3, Urošević et al. 2007) or synchrotron losses for electrons radiating at high radio frequencies (detected, for example, in the spectrum of the remnants S147, Xiao et al. 2008, and HB1, Pivato et al. 2013). In addition, low radio frequency turnovers were also detected in several SNRs due to free-free external or internal absorption (Kassim 1989, Castelletti et al., 2020, in preparation).

Local variations in the spectral radio index of SNRs, as a complement to global index behavior, are also important because they reflect changes in the average energy distribution among the electrons responsible for the observed emission. An impressive example of the impact of this kind of analysis is the identification, using sensitive VLA low radio frequency data, of the entire interface where the shock fronts of SNRs 3C 391 and IC 443 impact adjacent ambient gas (Brogan et al., 2005; Castelletti et al., 2011b). For both sources, the interaction zone was highlighted by a markedly flat spectrum region caused by thermal absorption from free electrons into the interacting gas ionized by the action of the SNR's J-type shocks (see Fig. 2). Spatially-resolved radio continuum spectra were also successfully used to probe different shock acceleration conditions in several previously-known SNRs (e.g., Castelletti et al. 2007, Bhatnagar et al. 2011, Reynoso & Walsh 2015, Arias et al. 2019a). Furthermore, radio spectral maps may help in addressing the "missing SNR problem", essential

*http://gmrt.ncra.tifr.res.in/
**http://www.vla.nrao.edu/

***Compression larger than 4 is one of the predictions of the standard non-linear theory of diffusive acceleration. Although not verified neither observational nor in self-consistent simulations, possible mechanisms working at SNR shocks, like magnetic feedback, neutral return flux, trans-relativistic effects, and geometry-dependent effects, can produce smaller fluid compressions. This fact, put into the context of the role of SNRs as sources of Galactic CRs, reconcile the cosmic-ray flux observed at Earth with the spectra of particles produced at SNR shocks. For discussions on this topic see, for example, Caprioli & Haggerty (2019). See also Sect. 3.

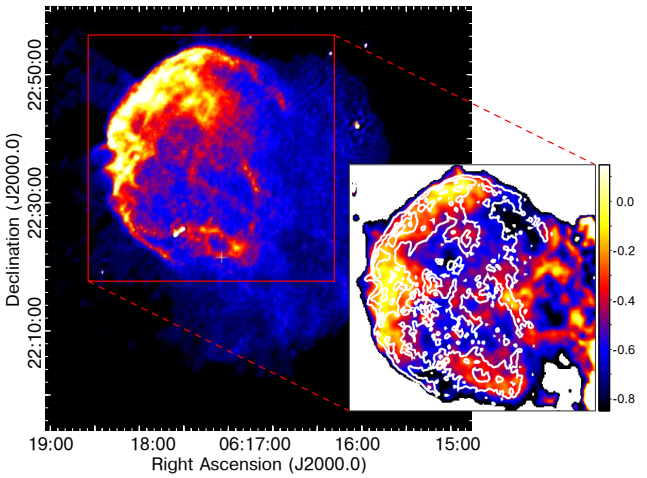


Figure 2: Radio synchrotron emission from SNR IC 443 as observed by the VLA at 330 MHz. The angular resolution is $17'' \times 16''$. The inset shows the spectral index distribution between 74 and 330 MHz with overlaid contours of the total power image at 330 MHz. The flattest spectral features along the eastern edge of IC 443 trace the ionized interface created by the interaction of the SN shock front with the ambient gas (Castelletti et al., 2011a).

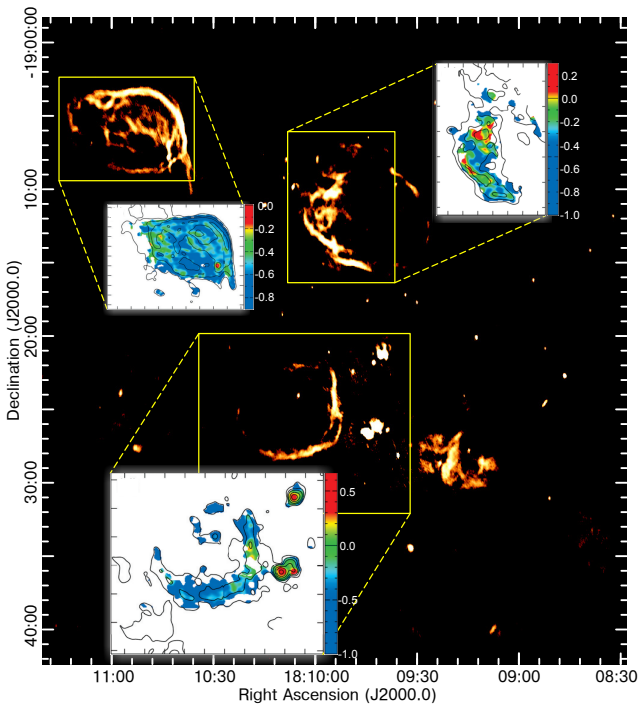


Figure 3: Field of view at 1.4 GHz toward SNRs G11.4−0.1, G11.18+0.1 (or G11.1+0.1), and G11.0−0.00 (or G11.03−0.05), enclosed in yellow boxes in clockwise direction from top to bottom, respectively. The image was constructed from JVLA observations in its C and B configurations. The synthesized beam is $8'' \times 4''$. The insets correspond to spectral maps constructed between 330 MHz and 1.4 GHz (adapted from Brogan et al. 2004) to define the radio emission properties of these sources.

to understand the star formation history of our Galaxy. In this context, they were for example used to define the radio properties of young SNRs discovered using the legacy low-radio-frequency system of the VLA (sources G11.03−0.05, G11.18+0.1, G11.15−0.71, Brogan et al. 2004⋆, see also Fig. 3 in this article), and G51.04+0.07 (Supan et al., 2018). A thorough review of the radio properties of SNRs was documented in Dubner & Giacani (2015).

The synchrotron emission of the SNR forward shock can also be detectable at X-ray energies, as it has been well established since 90s in the first report from the SN 1006 remnant (Koyama et al., 1995). To date, a still limited number of sources in the Galaxy ($\lesssim$20 out of ∼300 known SNRs) has been added to the list of X-ray synchrotron-emitting SNRs (e.g., Cas A, Vela Jr, Kepler's and Tycho's remnants, RCW 86, G347.3−0.5, etc.). All members in this group are bright radio sources in the earlier stage of their evolution (no more than a few thousand years old). The high quality of the *Chandra* and *XMM-Newton* satellites data showed that for the youngest SNRs the X-ray radiation arises exclusively from prominent narrow filaments (on a few arcsecond scales, Bamba et al. 2005)⋆⋆ confined in the shock front area. In Fig. 4 the filamentary X-ray emission in some of the youngest SNRs is illustrated. Interior diffuse synchrotron emission in the X rays can occur as well, as it has been observed in RCW 86 and G330.2+1.0 SNRs (Vink et al. 2006, Borkowski et al. 2018). These X-ray areas are indicative of a population of electrons accelerated up to 10-100 TeV spiraling in the amplified post-shock magnetic field. Indeed, adopting either a diffusion or an advection model to describe the length scale of the bright X-ray synchrotron emitting rims, the average magnetic field strength derived in the periphery of the shocks is on the order of 100 μG, significantly higher than that expected from simple compression of the ∼3 μG mean Galactic field (Vink, 2012). Almost simultaneously to the discovery of the synchrotron X-ray filaments in young SNRs, Uchiyama et al. (2007) reported evidence for flux variations (both brightening and fading) on approximately a yearly timescale from compact spots localized in the forward shock associated with the SNR RX J1713.7−3946⋆⋆⋆. This phenomenon is just another view of the large amplification of the magnetic fields, originally deduced from direct observation of the X-ray filaments. Milligauss magnetic fields are required to account for this phenomenon, when decreasing of the X-ray emission is attributed to radiative losses.

All the observational findings summarized in this section undeniably highlight the existence of highly-energetic particles in SNRs producing photons in the radio and X-ray wavelengths via synchrotron mechanism. This is key to constrain the diffusive particle acceleration process at the forward shock front, which in turn is

⋆In the Green's catalog of SNRs these sources are, respectively, listed with names, G11.0−0.0, G11.1+0.1, G11.1−0.7.

⋆⋆The extreme thinness of the filaments is interpreted as a consequence of synchrotron losses.

⋆⋆⋆X-ray flux variations were also reported in Cas A due to the action of the reverse shock over the ejecta clumps (Sato et al. 2018, and references therein).

tightly linked to the hypothesis of cosmic ray production in SNRs (see also Sect. 3.).

2.2. The ejecta

Most of what we know about the material ejected in the star's explosion derives from the X-ray thermal radiation produced after the reverse shock,* travelling back into the stellar matter, crosses and heats it up to millions of K. Thus, the line emission from these thermal X rays (e.g., O, Ne, Mg, Si, S, Ar, Ca, Ni, and Fe, in the 0.5-10 keV band) along with the observed morphology provide information about the chemical composition of the progenitor star and the dynamical interaction of the SN ejecta with the ambient medium.

Although spatially-resolved spectroscopy on arcsecond scales can be performed employing the current X-ray missions, an extensive analysis of the X-ray spectra has been done only for a handful of SNRs. They are bright young objects with sufficient emission to obtain an adequate photon statistics and hence reliable X-ray spectra. Indeed, mature SNRs containing plasma with enhanced ejecta abundances are scarce, good examples of this are Vela (Katsuda & Tsunemi, 2006) and Cygnus Loop (Uchida et al. 2011, and references therein). As discussed by Badenes (2010), such a limitation can be attributed to uncertainties in X-ray emission codes describing the ionization state of the plasma.

One of the most significant results obtained from X-ray spectral analysis and imaging concerns to the structural differences found between the ejected material from core-collapse (CC) SN and Type Ia SNRs (see Fig. 4 for a multi-energy X-ray representation of some of these sources). In the former, created by the gravitational collapse of the progenitor massive star, the ejecta is asymmetrically distributed probably due to markedly irregular explosions. Contrarily, in the remnants formed by the explosive nucleosynthesis of the star (i.e. Type Ia SNRs) the shocked ejecta matter has an approximately layered structure, indicative that their explosion are more or less symmetric.

Overall, the X-ray thermal emission from core-collapse SNRs is characterized by its elevated oxygen abundance. This is equally observed in young and mature objects. Some of the most recognized studies on CC remnants concern the analysis of the young SNRs Cas A, (Willingale et al., 2003), G292.0+1.8 (Bhalerao et al., 2019), and the older Puppis A remnant (Luna et al., 2016). Among them, Cas A has been a recurrent target for X-ray spectroscopy analysis. This remnant was originated in the CC of a massive star occurred 350 yr ago (Fesen et al., 2006). In contrast to what is expected, the Cas A's ejecta have an unusual low Ne and Mg abundances (tracers of oxygen material). The debris material is dominated by Si, S, and Fe (Dewey et al., 2007). Maybe the most striking feature of Cas A is the jet structure, very rich in Si and S, running from the southwest to the northeast, outside from the forward shock. Even though there is a wealth of observational information to constrain hydrodynamical models of the remnant, the origin of this structure is not so clear. In addition, the absence of a stratified structure in the ejecta of Cas A, attributed to hydrodynamic instabilities during the explosion, is observed practically along its whole periphery where Fe-rich debris seems to have overtaken less massive elements (Hwang & Laming 2003, Hwang & Laming 2012).

Regarding Type Ia explosions, with very few exceptions, a characteristic feature in their remnants is the prominence of line emission produced by Fe-group elements (Fe/Ni). The lack of this kind of emission may be due to a low ionization age (as is the case of SN 1006, Vink & Laming 2003) or an incompletely shocked ejecta by the reverse shock (e.g., Tycho SNR, Decourchelle et al. 2001, Sato et al. 2019). Among the studies that cast light on the thermal X-ray emission from Type Ia SNRs, it can be mentioned the new X-ray imaging spectroscopy analysis of freely expanding knots of ejecta in Kepler's SNR by Sato & Hughes (2017). By measuring the proper motions of these knots, along with their radial velocities and composition, the authors constrained the nature of the explosion and the ambient medium around the remnant.

In this review, the X-ray emission from the center of mixed-morphology class of supernova remnants is not addressed. For details on this topic the reader is referred, for example, to the work by Zhang et al. (2019).

2.3. The reverse shock

The reverse shock, created during the deceleration of the supersonically expanding ejecta, is probably the most elusive component in SNRs due to uncertainties in the three-dimensional reconstruction of the source. A method for inferring its location is by means of the X-ray emission from the hot shocked fragments of SN ejecta. It requires measuring the radial velocities of the ejecta fragments. While a reverse shock is certainly expected to exist in young SNRs, there are only a couple of cases for which its structure has been fully traced, e.g., Cas A (Helder & Vink, 2008) and Tycho (Lu et al., 2015) remnants. In the young object SN 1006, for instance, no obvious reverse-shock structure is observed, neither in radio nor X-ray bands. This absence may be explained by invoking a very low magnetic field strength in the ejecta region. For mature SNRs ($\gtrsim 10^4$ yr, such as W44, W28, IC 443, etc.), is expected that the reverse shock has reached the center.

Cas A is a particularly interesting case with regard to its reverse shock component as well. A first radio indication of the reverse shock front location in this remnant, presented by Kassim et al. (1995), was revealed by a pronounced flattening detected in the local spectral index distribution at low radio frequencies. The authors linked this spectral feature to the presence of absorbing thermal gas in the region of the unshocked ejecta** interior to the reverse shock. Later, DeLaney

*Although the ejected matter does not emit at radio wavelengths, it should be noted that significant emission at optical and infrared wavelengths can also be a tracer for this SNR's component (Lee et al., 2017).

**Unshocked ejecta refers to the stellar material that has not

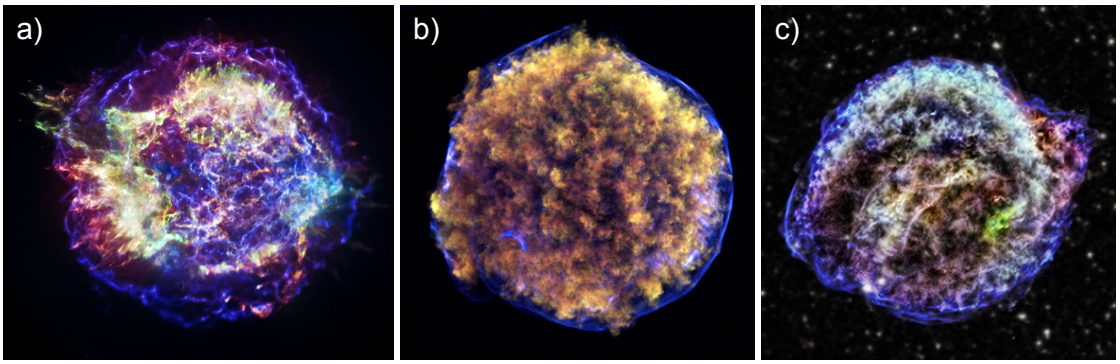


Figure 4: Multi-color images from NASA's Chandra X-ray Observatory of three young SNRs. a) Cassiopea A (Credit: NASA/CXC/MIT/UMass Amherst/M.D. Stage et al.); b) Tycho (Credit: NASA/CXC/Rutgers/J.Warren & J.Hughes et al.); c) Kepler (Credit: NASA/CXC/NCSU/M. Burkey et al.). In the three images, red, green, and blue colors correspond to low (∼1 keV), intermediate (∼2 keV), and high (∼5 keV) photon energies, respectively. Thin filaments appearing in blue mark the location of the synchrotron radiation at the forward shocks of each SNR, i.e. the region where efficient particle acceleration and magnetic field amplification occur.

et al. (2014) and Arias et al. (2018) revisited this issue on the basis of new VLA and LOFAR radio observations, respectively, and confirmed that the absorption is due to cold, photo-ionized ejecta that have not yet been heated by the reverse shock. The radio of the reverse shock as defined by the almost circular edge of the interior absorption detected in the LOFAR data is $114'' \pm 6''$, somewhat smaller than the older value derived from the inner ring radiating non-thermal X rays (Helder & Vink, 2008). Most notably, the comparison of the reverse shock defined by X-ray and LOFAR data reveals a shift toward the western side of Cas A (see Fig. 5 in Arias et al. 2018). Recent *Chandra*'s high angular resolution observations have additionally shown temporal flux variation (on timescales of a few years) in non-thermal emission coming from the western reverse-shock region of Cas A (Sato et al., 2018). The properties of this radiation are explained in terms of a high shock velocity (∼5100-8700 km s^{-1}) coupled with high (∼0.5-1 mG) magnetic field intensities (Sato et al., 2018). Similarly, X-ray synchrotron radiation was proposed to be associated with fragments in the reverse-shocked regions of RCW 86 (Rho et al., 2002) and RX J1713.7−3946 (Zirakashvili & Aharonian, 2010). It is an extremely interesting result since it supports the idea that reverse shocks in SNRs are able to create energetic particles with multi-TeV energies, as it occurs at forwards shocks (see Ellison et al. 2005 and Lee et al. 2014). It should be noticed, however, that the non-thermal component in reverse-shocked ejecta remains an open issue.

3. SNRs as sites of particle acceleration

Synchrotron X-ray radiation extremely closely following the radio emission is a proof that electrons can reach multi-TeV energies within SNRs shocks. Moreover, evidence of energetic particles also comes from radiation falling in the γ-ray band, detected mainly at TeV energies in young SNRs (some examples are: G1.9+0.3, G330.2+1.0, Tycho, RCW 86, RX J1713.7−3946, SN 1006, etc.)* and in the GeV range for middle-age SNRs ($t_{\rm age} \gtrsim 1000$ yr, e.g., W28, IC 443, W44, W51C; Acero et al. 2015). For an extensive review of the high energy signatures coming from SNR shocks the reader is referred to the work by Reynolds (2008). For the majority of these detections, however, the contribution of the γ-ray mechanisms, i.e. π^0-decay produced after inelastic collisions between relativistic protons and ambient nuclei, bremsstrahlung or inverse Compton emission, is not clearly established (e.g. Supan et al. 2016, Fukui et al. 2017, Bykov et al. 2018, H. E. S. S. Collaboration et al. 2018, Devin et al. 2018, etc.).

Diffusive shock acceleration is the leading mechanism invoked for producing energetic particles in SNR shocks, which relies in that particle velocities are randomized by scattering in magnetic irregularities on both sides of the shock (see, for instance, the emblematic works by Drury 1983, Blandford & Eichler 1987, and Jones & Ellison 1991). In this context, SNRs are presumed to be primary sites for the production of Galactic cosmic rays up to the spectral knee energy of $\sim 3 \times 10^{15}$ eV. Though the current status of data (collected especially in X- and γ-rays) presents compelling evidences that these sources produce energetic particles, their energies fall short of the knee energy. Also disturbing is the fact that γ-ray spectra show an energy spectral index steeper than the value predicted from linear and non-linear diffusive shock acceleration theory (Blasi, 2013; Amato, 2014). Moreover, observations do not provide a robust evidence for freshly accelerated protons, the dominant CR particles. On this latter issue, identifying interaction sites of SNRs and molecular clouds (which provide sufficiently high densities) is an important piece to solve the cosmic ray puzzle, as it constitutes a direct evidence for the acceleration of protons in SNRs. Not many years ago, it was considered that the long-awaited confirmation of accelerated protons on SNRs shock fronts had been found by the

been overtaken yet by the shock propagating back toward the center of the SNR.

*See `http://tevcat.uchicago.edu` for an up-to-date catalog of γ-ray energy sources.

discovery of the π^0-decay γ-ray signal in the interacting SNRs IC 443 and W44 (Ackermann et al., 2013). There are works, however, that have shown how simple stochastic re-acceleration of pre-existing CRs can effectively explain the γ-ray emission for SNRs interacting with molecular clouds (e.g., Uchiyama et al. 2010, Caprioli et al. 2018, Tang 2019, Cristofari & Blasi 2019, Cardillo 2019). More sensitivity and higher angular resolutions are therefore crucial at γ-ray energies to improve the spectra of currently known interacting SNRs and identify new cases of γ rays production in the region of SNR shocks directly impacting on the surrounding medium. The planned Cherenkov Telescope Array will be a potent tool to this respect. The search of new interaction sites will benefit from observations by low radio frequency facilities which, as discussed in Sect. 2.1., offer a unique opportunity to provide diagnostics of the interaction sites through absorption. Equally critical is to progress in detecting γ-ray emitting material from molecular clouds associated with CRs escaped from adjacent SNR shocks (Celli et al. 2019, and references therein).

4. Summary

This brief review is intended to illustrate the power that multi-wavelength spectral and morphological studies have to gain a better understanding of physical phenomena related to SNRs, which operate in other astrophysical environments as well. Observations confirm the existence of energetic particles in SNRs. Theory demonstrates that they can be accelerated through diffusive shock acceleration (in a linear or non-linear scheme). There are, however, many pending issues that need to be solved. The non-detection of SNRs at energies higher than 100 TeV challenges the role of these sources as the dominant sites for Galactic CRs production. A further complication related to the CR production process in SNRs concerns the lack of a direct proof of freshly accelerated hadrons. SNRs interacting with molecular environments can shed light, via π^0 production and decay, on the hadronic component of the γ-ray radiation. Although an extensive work has been done, there is no complete comprehension of the efficiency in the acceleration process so far. In addition, there is no compelling observational evidence to support that particle acceleration at SNR reverse shocks is a common feature in young sources.

Finally, X-ray observations are key to map the products of fresh nucleosynthesis. This fact is especially crucial to construct high-fidelity 3D SN simulations that are relevant to figure out possible progenitor scenarios in different Galactic environments. Current X-ray facilities produce very high quality data enabling excellent imaging and spectroscopy applications. Microcalorimeter detector concepts and larger detector arrays in future X-ray observatory missions (like Athena) will represent, however, a major breakthrough in SNRs research.

Acknowledgements: I am grateful to organizers for their invitation to attend this meeting and for helpful discussions. I would like to thank Leonardo Supan and Elsa Giacani for helpful comments on the manuscript. I also want to express my gratitude to Leonardo Supan for assistance with images presented in this work.

References

Acero F., et al., 2015, A&A, 580, A74
Ackermann M., et al., 2013, Science, 339, 807
Allen G.E., Houck J.C., Sturner S.J., 2008, ApJ, 683, 773
Amato E., 2014, Int. J. Mod. Phys. D, 23, 1430013
Anderson L., et al., 2018, *American Astronomical Society Meeting Abstracts #231*, *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, vol. 231, 408.08
Arias M., et al., 2018, A&A, 612, A110
Arias M., et al., 2019a, AJ, 158, 253
Arias M., et al., 2019b, A&A, 627, A75
Badenes C., 2010, Proceedings of the National Academy of Science, 107, 7141
Bamba A., et al., 2005, ApJ, 621, 793
Bhalerao J., et al., 2019, ApJ, 872, 31
Bhatnagar S., et al., 2011, ApJL, 739, L20
Blandford R., Eichler D., 1987, PhR, 154, 1
Blasi P., 2013, A&A Rv, 21, 70
Borkowski K.J., et al., 2018, ApJL, 868, L21
Broderick J.W., Fender R.P., Miller-Jones J.C.A., 2018, MNRAS, 475, 5360
Brogan C.L., et al., 2004, AJ, 127, 355
Brogan C.L., et al., 2005, AJ, 130, 148
Bykov A.M., et al., 2018, SSRv, 214, 41
Caprioli D., Haggerty C., 2019, *36th International Cosmic Ray Conference (ICRC2019)*, *International Cosmic Ray Conference*, vol. 36, 209
Caprioli D., Zhang H., Spitkovsky A., 2018, J. Plasma Phys., 84, 715840301
Cardillo M., 2019, Galaxies, 7, 49
Castelletti G., et al., 2003, AJ, 126, 2114
Castelletti G., et al., 2006, A&A, 459, 535
Castelletti G., et al., 2007, A&A, 471, 537
Castelletti G., et al., 2011a, A&A, 534, A21
Castelletti G., et al., 2011b, A&A, 534, A21
Celli S., et al., 2019, MNRAS, 490, 4317
Cristofari P., Blasi P., 2019, MNRAS, 489, 108
Decourchelle A., et al., 2001, A&A, 365, L218
DeLaney T., et al., 2014, ApJ, 785, 7
Devin J., et al., 2018, A&A, 617, A5
Dewey D., Delaney T., Lazendic J.S., 2007, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, vol. 30, 84–89
Drury L.O., 1983, RPPh, 46, 973
Dubner G., Giacani E., 2015, A&A Rv, 23, 3
Dubner G.M., et al., 1998, AJ, 116, 1842
Ellingson S.W., et al., 2009, IEEE Proceedings, 97, 1421
Ellison D.C., Decourchelle A., Ballet J., 2005, A&A, 429, 569
Fesen R.A., et al., 2006, ApJ, 645, 283
Fukui Y., et al., 2017, ApJ, 850, 71
Green D.A., 2019, JApA, 40, 36
Green D.A., Stephenson F.R., 2003, *Historical Supernovae*, vol. 598, 7–19
H. E. S. S. Collaboration, et al., 2018, A&A, 612, A6
Helder E.A., Vink J., 2008, ApJ, 686, 1094
Hurley-Walker N., et al., 2019, arXiv e-prints, arXiv:1911.08126
Hwang U., Laming J.M., 2003, ApJ, 597, 362
Hwang U., Laming J.M., 2012, ApJ, 746, 130
Jones F.C., Ellison D.C., 1991, SSRv, 58, 259

Kassim N.E., 1989, ApJ, 347, 915
Kassim N.E., et al., 1995, ApJL, 455, L59
Katsuda S., Tsunemi H., 2006, ApJ, 642, 917
Koyama K., et al., 1995, Nature, 378, 255
Lee S.H., et al., 2014, ApJ, 791, 97
Lee Y.H., et al., 2017, ApJ, 837, 118
Lu F.J., et al., 2015, ApJ, 805, 142
Luna G.J.M., et al., 2016, A&A, 590, A70
Pivato G., et al., 2013, ApJ, 779, 179
Reynolds S.P., 2008, ARA&A, 46, 89
Reynolds S.P., Ellison D.C., 1992, ApJL, 399, L75
Reynoso E.M., Walsh A.J., 2015, MNRAS, 451, 3044
Rho J., et al., 2002, ApJ, 581, 1116
Sato T., Hughes J.P., 2017, ApJ, 845, 167
Sato T., et al., 2018, ApJ, 853, 46
Sato T., et al., 2019, ApJ, 879, 64
Supan L., Supanitsky A.D., Castelletti G., 2016, A&A, 589, A51
Supan L., et al., 2018, A&A, 616, A98
Tang X., 2019, MNRAS, 482, 3843
Tingay S.J., et al., 2013, PASA, 30, e007
Uchida H., et al., 2011, PASJ, 63, 199
Uchiyama Y., et al., 2007, Nature, 449, 576
Uchiyama Y., et al., 2010, ApJL, 723, L122
Urošević D., Pannuti T.G., Leahy D., 2007, ApJL, 655, L41
van Haarlem M.P., et al., 2013, A&A, 556, A2
Vink J., 2012, A&A Rv, 20, 49
Vink J., Laming J.M., 2003, ApJ, 584, 758
Vink J., et al., 2006, ApJL, 648, L33
Willingale R., et al., 2003, A&A, 398, 1021
Xiao L., et al., 2008, A&A, 482, 783
Zhang G.Y., et al., 2019, ApJ, 875, 81
Zirakashvili V.N., Aharonian F.A., 2010, ApJ, 708, 965

Interacción entre el RSN G359.1-0.5 y el medio interestelar

L.K. Eppens[1,3], E.M. Reynoso[1], J.A. Combi[2,3] & J. Lazendic-Galloway[4]

[1] *Insituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*
[2] *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET–CICPBA, Argentina*
[3] *Facultad de Ciencias Astronomicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[4] *School of Physics and Astronomy, Monash University, Melbourne, Australia*

Contacto / laukar23@gmail.com

Resumen / G359.1-0.5 es un remanente de supernova detectado en dirección al centro de la Galaxia que presenta una morfología del tipo cáscara en el continuo de radio y emisión de rayos X extendida de naturaleza térmica en su interior, por lo cual se lo clasifica como perteneciente al tipo de morfología mixta. Los valores de la densidad columnar de H obtenidos sugieren que este remanente está ubicado a una distancia muy cercana al centro de la Galaxia. Los primeros estudios moleculares alrededor de G359.1-0.5 muestran que existe una estructura anular de CO en el rango de velocidades entre -190 y -60 km s^{-1}, coincidente con una nube de HI a velocidades similares, concéntrica con el remanente. Sobre el borde de la cáscara de continuo de radio se detectaron seis máseres de OH a 1720 MHz a velocidades cercanas a -5 km s^{-1}, muy distintas de las encontradas en estudios moleculares anteriores. En este trabajo se identificó una estructura molecular en las líneas de ^{12}CO y ^{13}CO J=1-0 a velocidades entre -12.48 y $+1.83$ km s^{-1} con grumos en su interior que aparentemente se encuentran asociados a los máseres de OH. Además, el análisis de los datos de archivo del observatorio XMM-Newton arrojó evidencias de que el gas situado en el interior de G359.1-0.5 no se encontraría en equilibrio de ionización. Finalmente, con los resultados obtenidos se introduce un posible escenario astrofísico para el remanente de supernova G359.1-0.5.

Abstract / G359.1-0.5 is a supernova remnant near the Galactic center region that belongs to the mixed morphology type, showing a radio continuum shell and diffuse thermal X-ray emission inside. Earlier molecular studies around the location of G359.1-0.5 revealed an annular CO structure in the velocity range from -190 to -60 km s^{-1} with an HI counterpart, both concentric with the remnant. Six OH masers at 1720 MHz along the edge of the radio-continuum shell were detected at velocities around -5 km s^{-1}, largely different from those found in previous molecular studies. In this work, we identify a molecular structure in the ^{12}CO and ^{13}CO J=1-0 lines between the velocities -12.48 and $+1.83$ km s^{-1} which contains CO clumps apparently related to the OH masers. In addition, analyzing XMM-Newton archival data, we found evidence that part of the interior gas is not in ionization equilibrium. Finally, based on the collected data, we suggest a likely astrophysical scenario for G359.5-0.1.

Keywords / ISM: clouds — ISM: individual objects (G359.1-0.5) — ISM: molecules — ISM: supernova remnants — X-rays: ISM — radiation mechanisms: thermal

1. Introducción

El remanente de supernova (RSN) G359.1-0.5 es clasificado como perteneciente al tipo de morfología mixta (MM; Rho & Petre, 1998) por presentar emisión no térmica ($\alpha = -0.37$; Reich & Fuerst, 1984) con forma de cáscara en la banda de radio y emisión térmica de rayos X en su interior (Egger & Sun, 1998). Está situado en dirección al centro de la Galaxia (Altenhoff et al., 1979), donde se observan otras fuentes peculiares. Entre ellas se pueden encontrar el radio púlsar conocido como *Mouse* hacia el este de la cáscara, cuya posible vinculación al RSN fue descartada (Hales et al., 2009), y el filamento de emisión no térmica conocido como *Snake* (Gray et al., 1991) hacia el noroeste, cuyo nombre se debe a su morfología curvada y con quiebres. Este filamento cruza el borde del remanente pero su posible interacción todavía permanece en duda (Uchida et al., 1992a) ya que podrían coincidir en proyección pero encontrarse a distintas distancias.

La primera detección de CO hacia el centro de la Galaxia reveló un gran estructura molecular entre las velocidades de -190 y -60 km s^{-1} que en proyección posee una forma anular concéntrica con G359.1-0.5 (Uchida et al., 1992a), por lo que se pensó que podrían estar asociadas. Posteriormente, Uchida et al. (1992b) encontraron una contrapartida en la línea del HI al anillo de CO a velocidades similares.

Este RSN fue detectado por primera vez en rayos X con el telecopio ROSAT (Egger & Sun, 1998). Subsiguientes observaciones obtenidas con el instrumento ASCA (Bamba et al., 2000) permitieron realizar el primer estudio espectral sugiriendo que la emisión X se encuentra en equilibrio de ionización. Contrariamente, el análisis de las observaciones del satélite Suzaku (Uchida et al., 1992a) parece indicar que se trata de un gas en equilibrio altamente sobre-ionizado.

Los resultados del ajuste espectral en X indican que la densidad columnar de hidrógeno (2×10^{22} cm^2) se corresponde con los valores encontrados para otras fuentes situadas en el entorno del centro de la Galaxia (Sakano

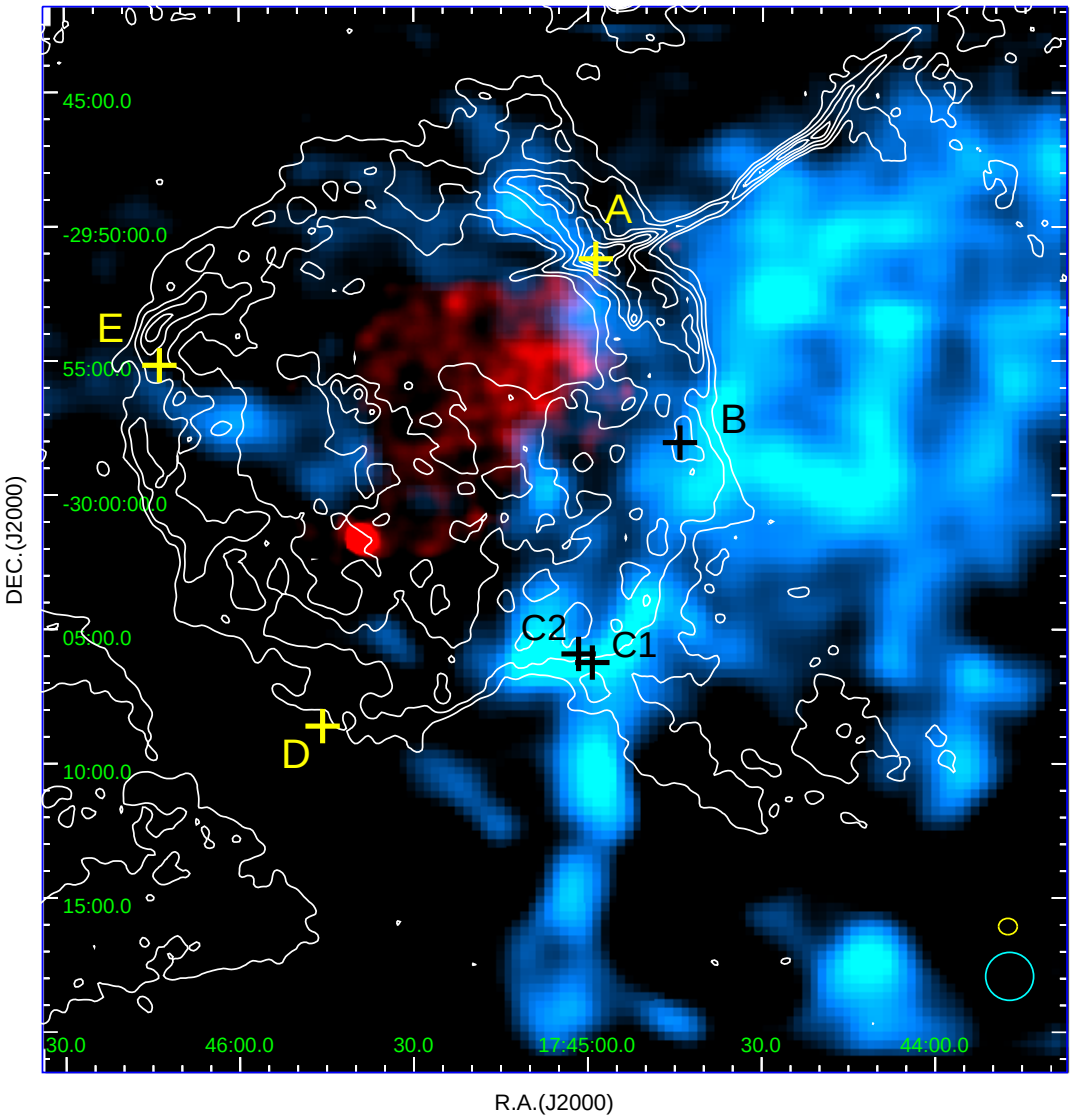


Figura 1: Mapa combinado de la distribución de ^{12}CO(J=1-0) integrando entre -12.48 y $+1.83$ km s^{-1} en color celeste en unidades de mJy beam^{-1} (el tamaño del haz de $53\farcs6 \times 53\farcs6$ es indicado con un círculo celeste) y de la emisión en rayos X del gas interior en el remanente entre $0.8 - 7.0$ keV en color rojo. Se encuentran superpuestas la emisión del continuo de radio de G359.1-0.5 a 1.5 GHz en contornos blancos a 0.007, 0.0011, 0.002, 0.003, 0.005, 0.006, 0.009 mJy beam^{-1} (el tamaño del haz de $20\farcs87 \times 18\farcs20$, P.A.=-180.°5 es indicado con una elipse amarilla) y las posiciones de los máseres A, D y E con cruces amarillas y B, C_1 y C_2 con cruces negras.

et al., 1999). Además, el estudio de la absorción de HI en dirección a la fuente indica que su distancia estaría en el rango de $8 - 10.5$ kpc (Uchida et al., 1992a). En este trabajo se adopta el valor de 8.5 kpc como la distancia al RSN.

Yusef-Zadeh et al. (1995) encontraron seis máseres de OH a 1720 MHz a lo largo de la cáscara del remanente a una velocidad promedio de -5 km s^{-1}, los cuales no concordaban con las velocidades reportadas previamente para el anillo de CO.

En este trabajo estudiamos la emisión de ^{12}CO y ^{13}CO J=1-0 en dirección a G359.1-0.5 con el propósito de identificar gas molecular que pudiera estar asociado a los máseres de OH. Además, analizamos las observaciones del satélite *XMM-Newton* para estudiar las propiedades del plasma interior e intentar contribuir con una caracterización más detallada sobre el RSN G359.1-0.5 y el medio que lo rodea.

2. Observaciones y reducción de datos

Las observaciones de las líneas de ^{12}CO(1-0) a 115.271204 GHz y ^{13}CO(1-0) a 110.201353 GHz fueron realizadas con el telescopio de 12 Metros ubicado en Kitt Peak, Arizona, EE.UU. Se utilizó la técnica de observación *on the fly* cubriendo la emisión extendida en un

Tabla 1: Nubes cercanas a los máseres de OH. Se informan la velocidad media V_g de los grumos de CO y la velocidad media V_m de los máseres de OH, en el sistema LSR, así como la densidad volumétrica aproximada de cada nube $n_{\rm H_2}$, tomando un distancia de 8.5 kpc.

Grumo	A	B	C_1	C_2
V_g(km s^{-1})	-5.0	-2.7	-3.1	-6.3
V_m(km s^{-1})	-4.5	-2.9	-3.2	-5.6
$n_{\rm H_2}$(cm^{-3})	10^2	10^3	10^2	10^3

área de $38' \times 38'$. En las observaciones se usaron dos espectrómetros centrados a -5.0 km s^{-1} con 256 canales. Para ^{12}CO y ^{13}CO se utilizaron resoluciones espectrales entre 250 y 500 kHz (0.65 y 1.3 km s^{-1}) y entre 100 y 500 kHz (0.27 y 1.35 km s^{-1}) respectivamente. Los datos fueron procesados con el paquete de tareas AIPS. El cubo de ^{12}CO se construyó con una resolución espacial de $53\farcs6 \times 53\farcs6$, mientras que en el cubo de ^{13}CO la resolución fue de $56\farcs0 \times 56\farcs0$.

Las observaciones de rayos X fueron extraídas de la base de datos del satélite *XMM-Newton*[⋆] con el código de observación 0763140101. Se utilizaron las cámaras EPIC-MOS y EPIC-PN en modo *full window*, obteniendo imágenes de alta sensibilidad en el rango de energías comprendido entre 0.15 y 15 keV con resoluciones espectrales $E/\Delta E$ ∼20-50 y espaciales de $6''$. Los datos fueron analizados con los programas HEASOFT 6.5 y *Science Analysis System* (SAS) versión 16.1.0, aplicando el algoritmo CIFBUILD para obtener los últimos archivos de calibración (*Current Calibration Files*, CCF). Los intervalos de tiempos buenos, que excluyen aquellos eventos provocados por la actividad solar, se obtuvieron extrayendo las curvas de luz por encima de los 10 keV en el campo total de cada cámara. En las observaciones encontramos emisión difusa en el interior del remanente de supernova entre $0.3 - 7.0$ keV.

3. Resultados

3.1. Emisión molecular

Con el propósito de estudiar la distribución del gas molecular con el que, de acuerdo a la presencia de los máseres de OH a 1720 MHz, se encuentra interactuando el RSN G359.1-0.5, inspeccionamos los cubos de ^{12}CO y ^{13}CO a distintas velocidades. Del análisis logramos identificar cuatro grumos próximos en velocidad y posición a los máseres A, B, C_1 y C_2. Se descubrió, además, que estos grumos forman parte de una extensa estructura de CO que se distribuye a lo largo del borde oeste de la cáscara del RSN y se extiende en velocidad en el rango $-12.48 < v < +1.83$ km s^{-1} (ver Fig. 1). No logramos encontrar estructuras moleculares que pudieran estar asociadas a los máseres D y E.

Encontramos que los grumos de CO aparecen centrados a la misma velocidad media que cada máser de OH (ver Tabla 1) y poseen densidades de H_2 entre 10^2-10^3 cm^{-3}. Estos valores de densidad sugerieren que si bien los grumos moleculares se encuentran interactuando con el frente de choque del remanente, el material molecular observado aún no ha sido chocado.

3.2. Asociación entre la emisión molecular y en rayos X.

Analizando la emisión de rayos X en las bandas de $0.8 - 1.2$ keV (rayos X blandos), $1.2 - 2.2$ keV (rayos X medios) y $2.2 - 7.0$ keV (rayos X duros), encontramos un plasma de emisión extendida. Del espectro de rayos X obtenido sobre la región interior al RSN G359.1-0.5 en el rango de 0.8-7 keV pudimos identificar tres líneas de emisión: Si XIII, Si XIV y S XV, lo cual confirma que el origen de emisión del plasma es térmico. Dejando las abundancias del S y Si como parámetros libres, el mejor ajuste fue obtenido utilizando el modelo combinado que propusieron Bamba et al. (2000), en el cual se suman un plasma frío en equilibrio (VMEKAL) y un plasma caliente fuera del equilibrio de ionización (VNEI). De los parámetros obtenidos en el ajuste, estimamos una densidad electrónica (n_e) de 0.3 cm^{-3}, la cual permite establecer que la edad del remanente es aproximadamente de 10 000 años.

En la Fig. 1 se puede observar que el mínimo de emisión de CO coincide con la zona de mayor emisión en la banda de rayos X. Una posible explicación a esta situación podría ser que una parte de la nube de CO se haya evaporado gradualmente en esa zona originando la emisión en rayos X del plasma caliente que se encuentra en el interior del remanente. Sin embargo, también es posible que la emisión central en rayos X se origine en el gas del RSN que ha logrado alcanzar a la nube de CO.

Estos son resultados preliminares de un trabajo en proceso. Una versión extensa de este estudio será publicada a la brevedad.

Agradecimientos: LKE es financiada por la beca doctoral CONICET. EMR y JAC son miembros de la Carrera de Investigador Científico de CONICET, Argentina. JAC es financiado por el PIP 0102 (CONICET), el subsidio PICT-2017-2865 (ANPCyT), la Agencia Estatal de Investigación del Ministerio de Economía y Competitividad (AYA2016-76012-C3-3-P-MINECO) y la Consejería de Economía e Innovación. Este estudio fue parcialmente financiado por los subsidios PIP 112-201207-00226, 112-201701-00604 (CONICET) y PICT-2017-2865 (ANPCyT).

Referencias

Altenhoff W.J., et al., 1979, A&AS, 35, 23
Bamba A., et al., 2000, PASJ, 52, 259
Egger R., Sun X., 1998, D. Breitschwerdt, M.J. Freyberg, J. Truemper (Eds.), *IAU Colloq. 166: The Local Bubble and Beyond*, *Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag*, vol. 506, 417–420
Gray A.D., et al., 1991, Nature, 353, 237
Hales C.A., et al., 2009, ApJ, 706, 1316
Reich W., Fuerst E., 1984, A&AS, 57, 165
Rho J., Petre R., 1998, ApJL, 503, L167
Sakano M., et al., 1999, Adv. Space Res., 23, 969
Uchida K., Morris M., Yusef-Zadeh F., 1992a, AJ, 104, 1533
Uchida K.I., et al., 1992b, ApJ, 398, 128
Yusef-Zadeh F., Uchida K.I., Roberts D., 1995, Science, 270, 1801

[⋆] `http://nxsa.esac.esa.int/nxsa-web/#search`

Radio observations of young stellar objects of the Cygnus region

N.L. Isequilla[1], P. Benaglia[1,2], C-H. Ishwara-Chandra[3] & H. Intema[4,5]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET–CICPBA, Argentina*
[3] *National Centre for Radio Astrophysics, Tata Institute of Fundamental Research, Pune, India*
[4] *Leiden Observatory, Leiden University, Leiden, Países Bajos*
[5] *International Centre for Radio Astronomy Research, Curtin University, Perth, Australia*

Contact / nisequilla@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / La región de Cygnus, que aloja diferentes tipos de fuentes emisores de radioondas, como remanentes de supernova, sistemas estelares binarios, objetos tipo discos protoplanetarios, también es una zona muy rica en objetos estelares jóvenes. Estos objetos, evidencias de las primeras etapas de la formación estelar, se clasifican en tipos de acuerdo a su etapa evolutiva, según cual sea su índice espectral en el infrarrojo. Utilizando el Giant Metrewave Radio Telescope (GMRT) se relevó en dos bandas un área de Cygnus de ≈ 10 deg^2. La región contiene ≈ 730 objetos estelares jóvenes, en su mayoría en la asociación de Cygnus OB2, de lo cuáles 22 fueron detectados en ondas de radio. Presentamos resultados prelimiares del estudio de la emisión detectada con el GMRT en la posición de esos objetos, específicamente su densidad de flujo en radio y su índice espectral, para obtener información sobre los procesos físicos que en ellos ocurren.

Abstract / The Cygnus region of the sky hosts different types of radio-emitting sources, such as supernova remnants, binary stellar systems, protoplanetary disk-like sources, and is also a very rich area in young stellar objects. These objects, evidences of the first stages of star formation, are classified into types according to their evolutionary stage, following their spectral index in the infrared. Using the Giant Metrewave Radio Telescope (GMRT), an area of ~ 10 deg^2 of Cygnus was surveyed in two bands. The region contais ≈ 730 young stellar objects, mostly in the association of Cygnus OB2, of which 22 were detected in radio waves. We present preliminary results of a study of the emission detected with the GMRT at the position of these objects, especifically their radio flux density spectral index, in order to unveil physical processes acting on them.

Keywords / ISM: individual objects (Cygnus) — radio continuum: stars — stars: formation — stars: protostars

1. Introduction

The active star formation region located in the northern sky at a distance of 2.5 kpc (Reipurth & Schneider, 2008), called Cygnus, is composed, according to the present OB stars (Humphreys, 1978), by nine OB associations, named Cygnus OB1 to OB9. Cygnus OB2 and OB8 are the ones with younger populations, while the associations Cyg OB3, OB7 and OB9 show older ages (Uyanıker et al., 2001). The Cygnus complex extends along $65° \leq l \leq 95°$, $-8° \leq b \leq +8°$, a large celestial area where different kind of radio sources are found. Within them, there are young stellar objects (YSO) that are largely important for the study of star formation. The Cygnus region is rather opaque at various spectral ranges, due to the high column density of the matter in the line of sight. In that sense, studies at radio wavelengths are key, since radiation is not suppressed. For instance, Andre et al. (2000) presented a study of young objects very embedded in the clouds, and radio observations allowed to detect their central sources. Based on radio data, Feigelson & Montmerle (1999) provided information on magnetic fields activity and high energy processes.

In the case of YSO, observations at the infrared domain of the electromagnetic spectrum can be used to identify them and its evolutionary phase, according to the excess of emission radiated by their discs and dust envelopes. Their spectral index $\alpha = \delta \log(\lambda F_\lambda) / \delta(\log(\lambda))$, obtained between 2.2 and 25 μm, permit to divide them into different classes: Classes 0-I or protostar stadium ($\alpha \geq 0$), Class II or classic T-Tauri stars with $-2 < \alpha < 0$, and Class III or T-Tauri stars with weak emission corresponding to a spectral index $\alpha < -2$ (Lada, 1987). In the radio band, studies at low frequencies are crucial to provide information of the emission processes and eventually on the presence of shocks and relativistic particles.

2. Data & method

The observations were carried out at the frequency bands centred at 325 and 610 MHz, with the Giant Metrewave Radio Telescope (GMRT) interferometer in India. The average noise and synthesized beam size obtained were 0.5 mJy beam^{-1}, 10″ at 325 MHz, and 0.2 mJy beam^{-1}, 6″ at 610 MHz. Details on data reduction are given in Benaglia et al. (in prep.). The

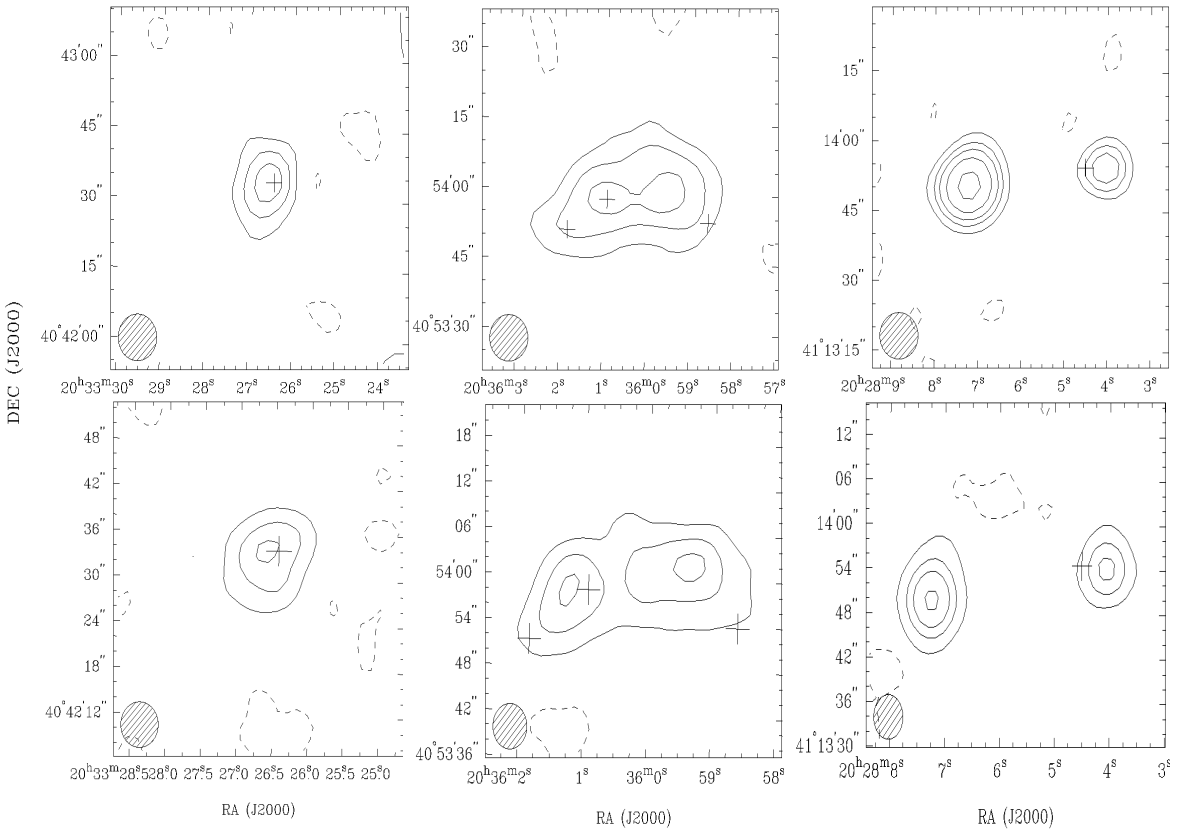


Figure 1: Examples of radio emission at the position of YSOs detected with GMRT at the Cygnus region. Upper panels show maps at 325 MHz and lower panels at 610 MHz. In both bands, sources with different spatial emission pattern were detected: discrete emission sources (left panels), extended emission sources (central panels), and double-peaked emission sources (right panels). In each panel, the cross marks the position of the YSO object possibly associated with the radio emission, and the hatched region indicates the synthesized beam. Contour levels correspond to $-0.6, 1.1, 2.1, 3.1$ and $-0.15, 0.5, 1, 1.5$ mJy beam^{-1} (in the left top and bottom panels, respectively), $-0.7, 2, 3.5, 5$ and $-0.2, 1, 2, 3$ mJy beam^{-1} (in the central top and bottom panels, respectively), and $-0.55, 3, 5, 7, 10$ and $-0.15, 1, 3, 5.5, 10$ mJy beam^{-1} (in the right top and bottom panels, respectively).

observed region comprises an area of ≈ 10 deg^2.

The whole region was studied by dividing it in five areas, corresponding to the field-of-view at 325 MHz with individual radius of $54'$. To obtain the population of YSO located in the region under study, we extensively used the SIMBAD database*. This first search resulted in 730 YSOs cataloged in the existing literature.

We correlated the GMRT images at each frequency band with the cataloged objects, and found that 22 of them showed radio emission at their position, at the two bands. This constitutes a 3 per cent of all the YSOs listed in the region according to the Simbad database.

All the 22 YSOs found with radio counterparts have been detected by Kryukova et al. (2014) at the infrared range, by means of Spitzer observations. The authors provide the coordinates, luminosities, and infrared spectral indices between 3.6 and 24 μm.

We measured the flux densities at 325 and 610 MHz using the MIRIAD package (Sault et al., 2011), either by fitting a Gaussian function or by estimating the value above the 3-rms contour for resolved sources. We then computed the radio spectral index α (and its uncertainty) between the two observing bands, using the expression $\alpha = \log(S_2/S_1)/\log(\nu_2/\nu_1)$.

*http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/

3. Results

We divided the radio sources possible associated with the 22 YSOs in three groups, according to their shape and structure. A first group was composed by individual discrete sources (i.e., sources of the size comparable to the synthesised beam, -then, unresolved): eight objects fulfill this description. A second group, with objects with extended emission and/or resolved structure (sources for which at least some structure has been revealed), containing nine radio objects. And finally, cases where radio emission presented two peaks, and the YSO position either corresponds to one of them, or is in between. Figure 1 depicts examples of the three groups,

Table 1: Coordinates of the YSOs with single peak radio emission counterparts.

Source ID	$\alpha_{\rm IR}$ [h,m,s]	$\delta_{\rm IR}$ [d,m,s]	$\alpha_{\rm 325MHz}$ [h,m,s]	$\delta_{\rm 325MHz}$ [d,m,s]
YSO1	20:33:26.440	40:42:33.74	20:33:26.554	40:42:35.04
YSO2	20:20:51.55	41:22:04.7	20:20:51.054	41:22:06.673
YSO3	20:20:19.080	40:58:02.18	20:20:18.601	40:58:03.517
YSO4	20:20:36.150	40:57:53.58	20:20:35.617	40:57:55.134
YSO5	20:28:31.350	40:59:59.24	20:28:30.856	40:59:59.178
YSO6	20:19:49.770	42:0:11.20	20:19:49.365	42:00:12.606
YSO7	20:34:6.770	41:16:00.46	20:34:06.656	41:16:01.467
YSO8	20:19:38.49	40:56:33.7	20:19:38.883	40:56:35.881

for radio sources at the two bands. Cases belonging to groups 2 and 3 will be treated elsewhere. Here we focus on the single discrete counterparts, and present some preliminary results.

We list the coordinates of the eight discrete radio sources found by us, at 325 MHz, columns 4 and 5– and the corresponding YSOs – taken from the Simbad database, columns 2 and 3 – in Table 1. It can be appreciated that the differences between coordinates do not exceed $2''$. Thus, we propose that the detected emission may be associated with the corresponding YSO.

Table 2 shows the flux densities measured from the GMRT data at the observed frequencies of 325 and 610 MHz and spectral indices determined from them. Kryukova et al. (2014) provided positive infrared spectral indices, an indication that these YSOs are Class 0 to I. In general, the flux densities measured are low, at the mJy level. The exception is object YSO4, which has a higher flux density. According to the radio spectral indices, negative values are found as well as positive values. Specifically, five of the radio sources detected at the position of the YSO, present a positive spectral index, while three of them show negative ones.

Table 2: Radio flux density and spectral index for the single peaked possible YSO counterparts.

Source	$S_{\rm 325MHz}$ [mJy]	$S_{\rm 610MHz}$ [mJy]	$\alpha_{\rm radio}$
YSO1	2.11 ± 0.46	3.73 ± 0.32	0.89 ± 0.85
YSO2	1.90 ± 0.05	1.77 ± 0.04	-0.11 ± 0.12
YSO3	5.70 ± 0.27	6.10 ± 0.07	0.11 ± 0.18
YSO4	189 ± 1.89	227 ± 1.26	0.28 ± 0.04
YSO5	2.53 ± 0.07	4.74 ± 0.05	0.9 ± 0.10
YSO6	8.83 ± 0.29	5.07 ± 0.05	-0.88 ± 0.12
YSO7	3.55 ± 0.07	1.40 ± 0.04	-1.47 ± 0.13
YSO8	3.63 ± 0.32	6.39 ± 0.91	0.89 ± 0.06

4. Conclusions and further work

A search at the mJy level for radio continuum counterparts to the 730 YSOs present in an area of $\approx$ 10 deg^2 of the Cygnus region yielded the detection of 22 sources at the two frequency bands of 325 and 610MHz. The sources are either discrete (eight cases), or resolved/extended (fourteen cases).

The YSOs possibly associated with discrete radio objects are identified in the IR band as Class 0-I. From them, six presented emission consistent with a thermal source, optically thick (higher positive values of radio spectral index) or either a contribution of both thermal and non-thermal emission or optically thin plasmas (radio spectral index close to 0). This emission is characteristic of accretion discs, ionized jets or compact HII regions (see for instance Shang et al., 2004).

Two of the discrete sources show strong negative non-thermal radio spectral indices, with larger absolute values than those typically found in the literature. To find conclusive evidence of non-thermal (synchrotron) emission, and propose a plausible scenario where it can be produced by an YSO, these objects need to be studied in detail.

Next steps include the study of the extended/resolved objects, and the production of spectral index distribution maps, in order to reveal jet-like structures and discs. For the more extended cases, observations with the GMRT at 150 MHz (lower frequencies, angular resolutions of the order of 25 arcsecs) can be used to probe the acceleration of particles to relativistic energies, level at which non-thermal emission is expected to be strong. For the 22 detected YSO counterparts, observations along the full radio range, up to mm wavelengths. Such data is needed to infer their spectral energy distribution (SED) and study their contributions to the observed data. These efforts aim at helping to determine what physical processes could be acting in YSOs in order produce the observed characteristics in the measured radiation.

Acknowledgements: The radio data presented here were obtained with the GMRT, operated by the National Centre for Radio Astrophysics of the Tata Institute of Fundamental Research. We thank the staff of the GMRT that made these observations possible. This research used the SIMBAD database, operated at CDS, Strasbourg, France, as well as NASA's Astrophysics Data System bibliographic services. N.L.I. and P.B. acknowledge support from ANPCyT PICT 0773–2017. N.L.I. also thanks the Asociación Argentina de Astromomía (AAA) and FCAG-UNLP for their support to participate in the 2019 annual meeting of the AAA.

References

Andre P., Ward-Thompson D., Barsony M., 2000, Protostars and Planets IV, 59
Feigelson E.D., Montmerle T., 1999, ARA&A, 37, 363
Humphreys R.M., 1978, ApJS, 38, 309
Kryukova E., et al., 2014, AJ, 148, 11
Lada C.J., 1987, M. Peimbert, J. Jugaku (Eds.), *Star Forming Regions*, *IAU Symposium*, vol. 115, 1
Reipurth B., Schneider N., 2008, *Star Formation and Young Clusters in Cygnus*, 36
Sault R.J., Teuben P., Wright M.C.H., 2011, MIRIAD: Multi-channel Image Reconstruction, Image Analysis, and Display
Shang H., et al., 2004, ApJL, 612, L69
Uyanıker B., et al., 2001, A&A, 371, 675

Wolf-Rayet stars and their interaction with the surrounding interstellar medium

S.B. Cárdenas[1,2], S. Cichowolski[1], R. Gamen[2,3] & L.A. Suad[1]

[1] *Insituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*
[2] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[3] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*

Contact / scardenas@iafe.uba.ar

Resumen / Analizamos el medio interestelar que circunda una muestra de 69 estrellas Wolf-Rayet galácticas. Utilizamos imágenes del continuo de radio a 1420 MHz y en dos bandas de infrarrojo para identificar estructuras de gas y polvo que puedan estar relacionadas con las estrellas. Clasificamos el medio circundante según su morfología y probabilidad de estar relacionado con la estrella central. Del total de la muestra, hallamos emisión evidentemente asociada a las estrellas en un 93 %, en el continuo de radio, y en un 91 %, en ambas bandas de infrarrojo.

Abstract / We analyzed the interstellar medium that surrounds a sample of 69 galactic Wolf-Rayet stars. We used images in the 1420 MHz radio frequency and two infrared bands to identify gas and dust structures that could be related to the stars. We classified the surrounding medium according to its morphology and probability of having a relation to the central star. We found emission distribution evidently associated with the stars in a 93 %, in the radio continuum, and a 91 %, in both infrared bands, of the whole sample.

Keywords / ISM: structure — stars: massive — stars: Wolf–Rayet

1. Introduction

Massive stars disturb their environs in an irreversible way due to their winds and ionizing radiation, throughout their evolutionary path. The morphology, scale and evolution of the varied structures created by these stars in the interstellar medium (ISM) strongly depend on the number of stars which are acting, their spectral types, their evolutionary states, and their location in the Galaxy.

In this work we carry out a morphological analysis of the effects that massive stars produce on the ISM. These stars ionize the gas that surrounds them, raise raise the temperature of the dust and, photo-dissociate the molecular gas in their vicinity. We propose to analyze radio continuum and infrared (IR) images around 69 Wolf-Rayet (WR) stars discovered by Shara et al. (2012). Two of the total of 71 stars of their original sample were not considered in this work, due to the lack of 1420 MHz continuum maps in those cases.

The aim of this work is to both identify structures that could be the result of the action of the WR stars in the ISM, as well as to characterize these structures according to their observed morphology.

2. Data used

2.1. Radio continuum at 1420 MHz

We used images taken from the VLA Galactic Plane Survey (VGPS, Stil et al., 2006), the Southern Galactic Plane Survey (SGPS, McClure-Griffiths et al., 2005), and the Multi-Array Galactic Plane Imaging Survey (MAGPIS, Helfand et al., 2006), with spatial resolutions of $1', 2'$, and $6''$, respectively.

2.2. Infrared

We used images from the Wide-Field Infrared Survey Explorer (WISE, Wright et al., 2010)) at 12 and 22 μm (W3 and W4 bands), with spatial resolutions of $6.5''$ and $12''$, respectively.

3. Classification criteria

To perform the analysis, we defined a criteria of classification based on visual inspection of the detected structures, as to asseshow probable it would be for a certain star/s to be related to a given structure. Specifically, we classified the structures that were identified in the vicinity of the WR stars in four types:

Type 1. There is no emission present in the location of the star or nearby, and only noise is detected.

Type 2. There is emission detected in the position of the star and/or nearby. That is, there could also be some kind of structure in the vicinity of the object. However, it is not clear that this emission is related to the star in any way, nor is there any kind of evidence that could support a feasible relation.

Type 3. The star is either immerse in a big and complex structure, or located on its border, but in any case it is evident that there is some part of the emission that surrounds the star that could be associated with it. However, in this category the star is located in a very complex zone and a more in-depth analysis is needed.

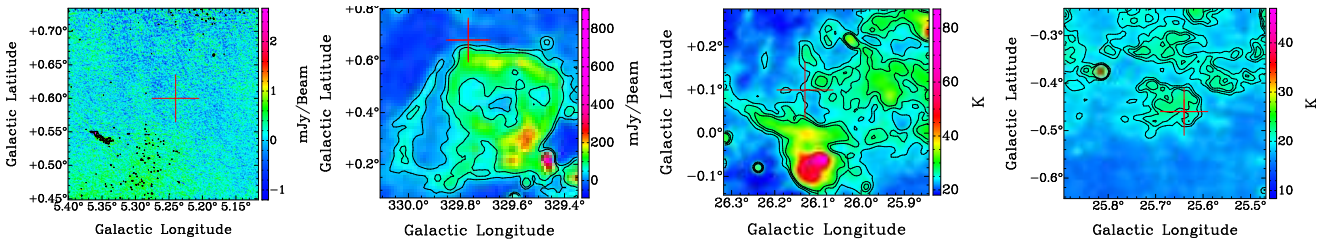


Figure 1: Examples of structures classified as type 1, 2, 3 and 4 (see text), from left to right. Crosses indicate the locations of WR stars.

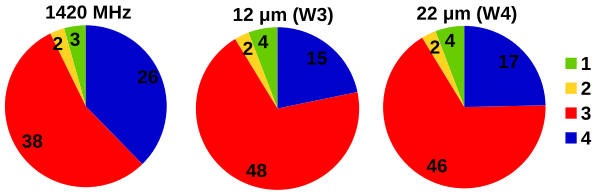


Figure 2: Charts summarizing the classification in each band.

Several factors that could have a strong influence in the morphology of the region must be taken into consideration as well.

Type 4. There is emission observed in the vicinity of the star, and evicently associated with it, for which we are able to assign a clear boundary. Also, we can distinguish a structure whose morphology could quite possibly be the result of the interaction between the star and its local ISM.

Fig. 1 provides observational maps at 1420 MHz for each of the four possible classifications.

4. Results

As shown in Fig. 2, we found that the majority of the structures in the sample can be classified as type 3 in the three frequencies. Most of the rest of the structures can be classified as type 4, in all the frequencies as well. We also found that there are more structures of type 3 (red) detected in the two IR bands than at 1420 MHz. We also found that about half the structures which were classified as type 4 (blue) in the radio frequency, were not classified as such in the IR frequencies.

We next compare the classifications obtained in each band for the 69 stars. The result of this comparison is shown in Fig. 3. We found that the emission distribution around 27 stars ($\sim$ 39 %) is classified as type 3 in the three bands, being this the classification with the largest number of coincidences in all the bands. Then, there were 11 stars ($\sim$ 16 %) whose structure is classified as type 4 in all the bands. Lastly, there was only one instance in which the structure was classified as type 1 in the three bands.

5. Discussion and conclusions

Of all the cases analysed in the radio continuum, 93 % (64 out of 69 stars) were classified as type 3 or 4, while in both IR bands this happened in 91 % of the cases. This is an expected result, since it is consistent with the fact that WR type stars can modify their surroundings by ejecting material, ionizing the local gas and heating the nearby dust. The maps presented in Fig. 4 (top) show the emission detected in each frequency in the vicinity of star WR 1342-208L, which was one of the cases classified as type 4 in the three bands. In all these images, we can see the star projected onto a simple, isolated, well-defined arc of emission.

There are more cases classified as type 3 in both IR bands than in the radio frequency, while structures of type 4 are more numerous in the radio emission than in the IR bands. This significant difference in the number of structures of type 3 and 4 according to the frequency they are observed at, could be due to:

- the different spatial resolutions of the surveys utilized, or
- differences in the distribution/composition of the dust/gas when analyzing varying regions of the Galactic plane.

In the middle panels of Fig. 4, the emission surrounding the star WR 1698-70L is shown as an example of a structure classified as type 4 in the radio frequency and type 3 in the IR bands. In this case, the radio emission that surrounds the star forming an arc-like structure appears to have a simpler form than its IR counterparts, which show more complex and extended structures, with multiple arc features.

We found other instances in which the classification corresponding to the radio emission differed from the ones obtained in the IR bands. In particular, there are cases in which the classification was of type 4 at 1420 MHz and type 1 in the two IR bands. An example of this is shown in the bottom panels of Fig. 4, which show the environment of star WR 1669-24L. In the emission map at 1420 MHz we can see that the star is encircled by a simple arc of emission; on the other hand, even though an emission gradient is present in the IR maps, we do not observe any structures that could be related to the star.

Finally, we highlight that our analysis and classification was done based solely on visual inspection of the emission distribution detected around each star. In this sense, we are aware that this methodology introduces a degree of subjectivity in our results, but despite this, our findings will serve as inputs for the development of an algorithm capable of identifying different kinds of structures. By applying this algorithm to the most complete catalogue of Galactic WR stars, we plan to carry out

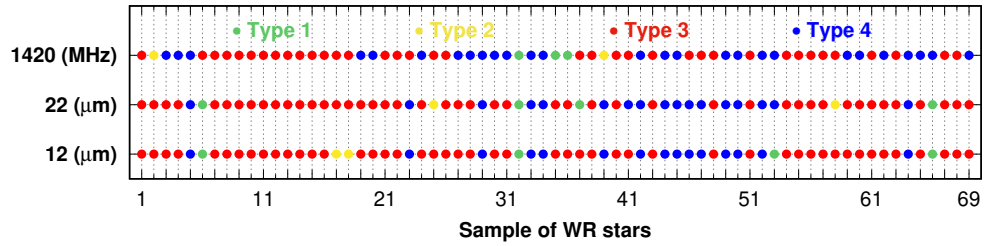


Figure 3: Classifications obtained for the 69 WR stars in the 1420 MHz radio frequency and the WISE IR bands.

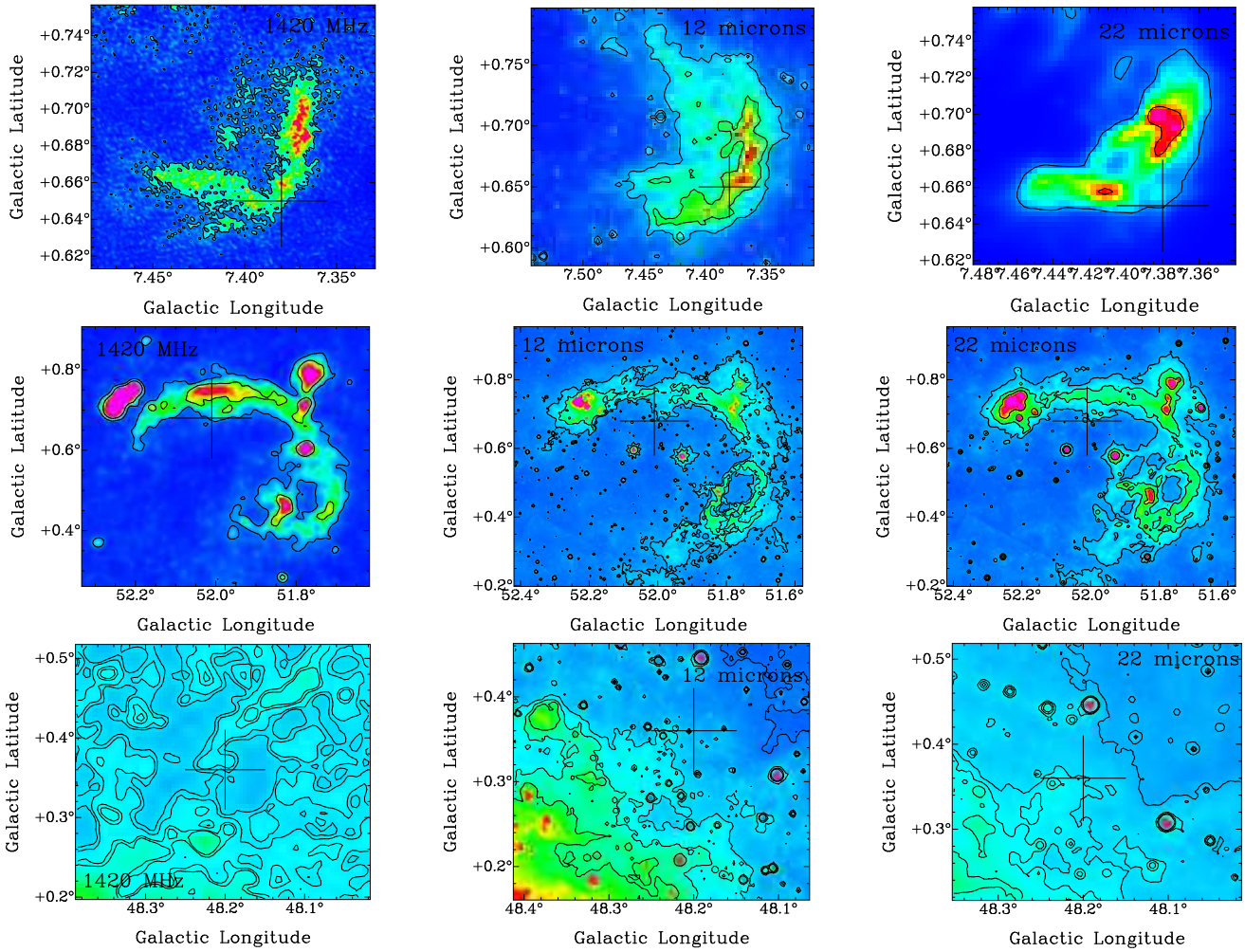


Figure 4: Emission distribution in the vicinity of stars WR 1342-208L (top panels), WR 1698-70L (middle panels), and WR 1669-24L (bottom panels), with the cross indicating the location of the star in each panel. Left panels correspond to the band 1420 MHz, middle panels to the band 12 μm (W3), and right panels to the band 22 μm (W4).

statistical studies to find correlations between different physical parameters of the stars and their associated structures.

McClure-Griffiths N.M., et al., 2005, ApJS, 158, 178
Shara M.M., et al., 2012, AJ, 143, 149
Stil J.M., et al., 2006, AJ, 132, 1158
Wright E.L., et al., 2010, AJ, 140, 1868

References

Helfand D.J., et al., 2006, AJ, 131, 2525

Studying the molecular gas towards a bright rimmed cloud at the infrared dust bubble N30

A. Solerno[1], M.B. Areal[1] & S. Paron[1]

[1] *Insituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*

Contact / sparon@iafe.uba.ar

Resumen / Se presenta un estudio del gas molecular hacia una nube de borde brillante ubicada hacia el norte de la burbuja infrarroja de polvo N30. Utilizando la emisión de la línea J=3–2 del ^{12}CO, ^{13}CO, y C^{18}O, junto a datos del infrarrojo y del continuo de radio se realizó una caracterización de la burbuja y de la nube molecular relacionada. Adicionalmente se presenta un análisis del comportamiento de la relación de abundancia ^{13}CO/C^{18}O hacia la nube de borde brillante y se buscan indicios de formación estelar reciente en la región.

Abstract / We present a study on the molecular gas towards a bright-rimmed cloud located to the north of the infrared dust bubble N30. Using the emission from the ^{12}CO, ^{13}CO, and C^{18}O J=3–2 line, together with infrared and radio continuum data, we characterized the bubble and the related molecular cloud. In addition, we show an analysis of the behaviour of the abundance ratio ^{13}CO/C^{18}O towards the bright-rimmed cloud, and we search for clues on recent star-formation.

Keywords / ISM: bubbles — ISM: clouds — HII regions

1. Introduction

The HII regions identified as infrared dust bubbles in Churchwell et al. (2006), are promising objects to study the interplay between the ionization/photodissociation and the cold molecular gas. Their study can provide us an insight into the properties of the interstellar medium (ISM) in which they are expanding and the possible triggered star formation mechanisms that may occur in their surroundings. In particular, we have studied bubble N29 and its secondary inner bubble N30, centred on the galactic coordinates $l = 23.10$, $b = +0.58$, at a distance of 2.2 kpc, with a systemic velocity v_{LSR} of ≈ 30 km s^{-1} (Beaumont & Williams, 2010; Deharveng et al., 2010).

Figure 1 shows an image of the studied region displaying the 8 μm emission (in red) extracted from the Galactic Legacy Infrared Midplane Survey Extraordinaire (GLIMPSE/*Spitzer*⋆) survey, and the radio continuum emission at 20 cm (in blue) obtained from the Multi-Array Galactic Plane Imaging Survey (MAGPIS⋆⋆). In particular, the emission at 8 μm allows us to identify a pronounced curvature towards the upper edge of bubble N30, where the ionized gas, traced by the emission at 20 cm, is very likely stalling, suggesting that the ionization and photodissociation fronts of the HII region are interacting with a dense molecular clump. This type of structure is known as bright rimmed clouds (BRCs) and it is usually associated with the star formation process known as radiative driven implossion (RDI) (e.g. Morgan et al. 2009). This BRC, not previously studied, is an interesting feature to be analyzed through the emission of molecular lines.

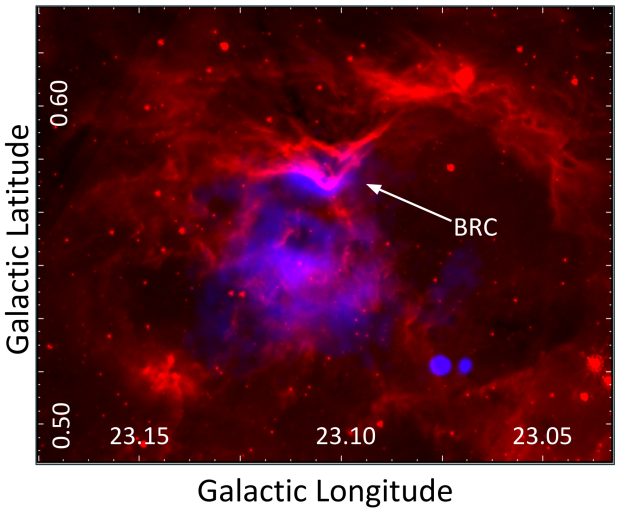


Figure 1: GLIMPSE/*Spitzer* emission at 8 μm (red) and the radio continuum emission at 20 cm from the MAGPIS (blue) towards bubble N30. The presence of a BRC is indicated.

2. Molecular data

We used molecular data of the ^{12}CO, ^{13}CO and C^{18}O J=3–2 emission obtained from the public database of the 15 m James Clerk Maxwell Telescope. The ^{12}CO data correspond to the observation program M08AH03A, while the data of the ^{13}CO and C^{18}O to the observation program M12AU28. The angular resolution of the whole set of molecular data is $\approx 14''$.

⋆https://irsa.ipac.caltech.edu/data/SPITZER/GLIMPSE/
⋆⋆https://third.ucllnl.org/gps/

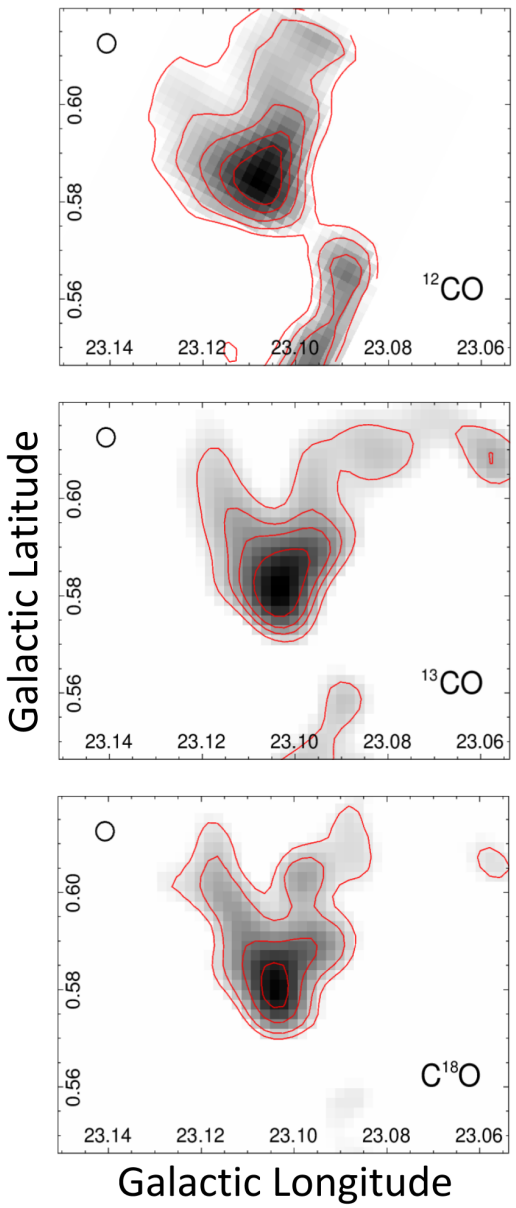


Figure 2: ^{12}CO, ^{13}CO and C^{18}O J=3–2 integrated maps between 30 and 45 km s^{-1}. The beam of the data are included at the top left corner in each panel. The contours levels are: 18, 35, 40, 60 and 66 K km s^{-1} (^{12}CO), 8, 12, 15, and 20 K km s^{-1} (^{13}CO), and 1.0, 1.5, 2.5 and 3.5 K km s^{-1} (C^{18}O).

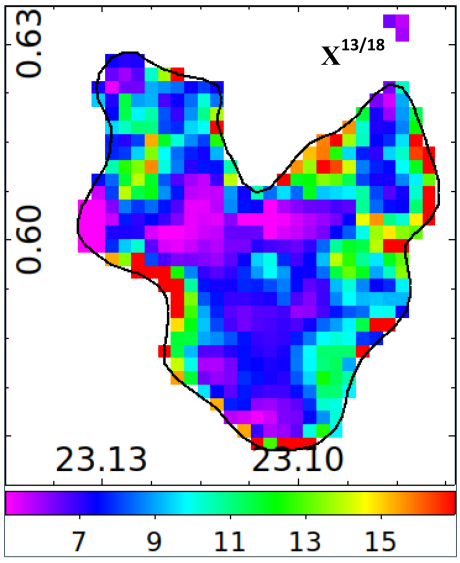


Figure 3: Map of abundance ratio X$^{13/18}$ (N(^{13}CO)/N(C^{18}O)) towards the analyzed BRC at the border of bubble N30.

3. Results and discussion

3.1. Molecular characterization of the BRC

We carefully analyzed the data cubes along the whole velocity range of each CO isotope, and we found that the molecular emission related to the BRC is concentrated between 30 and 45 km s^{-1}. Figure 2 shows the integrated maps of each isotope along this velocity range. Figure 4 displays the C^{18}O J=3–2 emission (in blue with white contours) superimposed to the 8 and 4.5 μm emissions, which clearly shows a perfect morphological correspondence between the molecular feature and the BRC.

By assuming local thermodynamic equilibrium (LTE), and following the typical formulae (see for instance Areal et al. 2018) the column density of C^{18}O (N(C^{18}O)) was estimated towards the BRC. Using the obtained N(C^{18}O) and the relation [H$_2$]/[^{18}O]= 5.8×10^6 (Frerking et al., 1982) a H$_2$ column density was obtained. Finally, assuming a distance of about 2.2 kpc and considering the cloud morphology, a molecular mass of about 230 M$_\odot$ was derived for the molecular feature associated with the BRC, which has a size of about 1.5 pc. The obtained molecular mass and the size are typical for this kind of structures, and these values are usually used in the simulations of the RDI process in BRCs (e.g. Fukuda et al. 2013).

3.2. ^{13}CO/C^{18}O abundance ratio

Given that the ^{13}CO/C^{18}O abundance ratio is an useful parameter to study the relation between the molecular gas and the far ultraviolet (FUV) radiation (e.g. Paron et al. 2018; Shimajiri et al. 2014), by assuming LTE as done above (again, see the formulae and the whole procedure in Areal et al. 2018), we calculated the ^{13}CO and C^{18}O column densities pixel-by-pixel within the molecular feature delimited by the C^{18}O emission. The map of the abundance ratio X$^{13/18}$ (N(^{13}CO)/N(C^{18}O)) towards the BRC is presented in Figure 3. It can be seen that this ratio in general increases towards the edges of the molecular structure. This suggests that C^{18}O is selectively photodissociated with respect to ^{13}CO in the regions most intensely irradiated by the FUV radiation from the stars that gave rise to the HII region. It is likely that this radiation, in turn, is shaping the studied molecular structure.

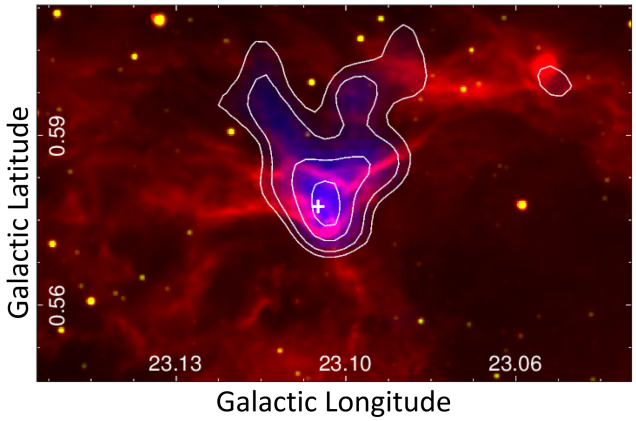


Figure 4: Three colour image displaying the GLIMPSE/*Spitzer* emissions at 8 and 4.5 μm (red and green, respectively) with the integrated $C^{18}O$ J=3–2 emission (in blue). The contours are the same as presented in Figure 2 bottom panel. The cross indicates the position of the source SSTGLMC G023.1052+00.5816.

3.3. Young stellar object candidate in the BRC

From a catalog search we found a young stellar object (YSO) candidate within the analyzed region. The object is the intrinsically red source observed by *Spitzer* SSTGLMC G023.1052+00.5816, which according to Robitaille et al. (2008) could be a YSO. The position of this source is indicated in Figure 4 with a cross. We can see that its location coincides in projection with the BRC, suggesting that it could have been formed through the RDI star formation process mentioned in Section 1. A further analysis about the internal and external pressures in the BRC will determine whether the RDI mechanism is ongoing in the region.

Acknowledgements: M.B.A. thanks the financial support received to assist to the AAA meeting held in Viedma. M.B.A. is a doctoral fellow of CONICET. This work is part of the grade thesis (*licenciatura*) done by A.S. at Universidad de Buenos Aires.

References

Areal M.B., et al., 2018, A&A, 612, A117
Beaumont C.N., Williams J.P., 2010, ApJ, 709, 791
Churchwell E., et al., 2006, ApJ, 649, 759
Deharveng L., et al., 2010, A&A, 523, A6
Frerking M.A., Langer W.D., Wilson R.W., 1982, ApJ, 262, 590
Fukuda N., et al., 2013, ApJ, 773, 132
Morgan L.K., Urquhart J.S., Thompson M.A., 2009, MNRAS, 400, 1726
Paron S., Areal M.B., Ortega M.E., 2018, A&A, 617, A14
Robitaille T.P., et al., 2008, AJ, 136, 2413
Shimajiri Y., et al., 2014, A&A, 564, A68

Espectroscopía de campo integral de la nebulosa del Espirógrafo: Observaciones VLT-MUSE de IC 418

R.A. Pignata[1,2], D. Mast[1,2] & W. Weidmann[1,2]

[1] *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*
[2] *Consejo de Investigaciones Científicas Técnicas, Argentina*

Contacto / rafael.pignata@unc.edu.ar

Resumen / Presentamos un análisis preliminar de las observaciones de la nebulosa planetaria IC 418 utilizando espectroscopía de campo integral con el instrumento VLT-MUSE. A partir de los mapas de intensidad de flujo de las líneas Hα, Hβ, [O III] 5007 Å, [S II] 6717 Å y [S II] 6731 Å, se analiza la distribución del polvo, la densidad electrónica (Ne) y las regiones de emisión de la nebulosa del Espirógrafo

Abstract / We present a preliminary analysis of the observations of the planetary nebula IC 418 using integral field spectroscopy with the VLT-MUSE instrument. From the flux intensity maps of the Hα, Hβ, [O III] 5007Å, [S II] 6717Å, and [S II] 6731Å emission lines, we derive the dust distribution, the electron density, and the emission regions of the Spirograph nebula.

Keywords / planetary nebulae: individual (IC 418) — dust, extinction

1. Introducción

Los primeros trabajos sobre IC 418 no dudaban en clasificarla como el paradigma de nebulosa morfológicamente simple (e.g. Flower, 1969; Reay & Worswick, 1979). Estudios más recientes (e.g. Morisset & Georgiev, 2009; Ramos-Larios et al., 2012) fueron mostrando estructuras complejas, en particular las observaciones realizadas con el telescopio Espacial Hubble (Sahai et al., 2011), a partir de las cuales IC 418 tomó su apodo de nebulosa del Espirógrafo. Dopita et al. (2017) fueron los primeros en utilizar la técnica de espectroscopía de campo integral (IFS, por sus siglas en inglés) para estudiar este objeto. Utilizando el Espectrógrafo de Campo Amplio (WiFeS, por sus siglas en inglés), con un campo de visión de $38'' \times 25''$ y un muestreo espacial de $1'' \times 1''$, estos autores construyen un modelo a partir de cocientes de líneas y presentan un mapa de temperatura electrónica (T_e). Si bien es la primera vez que se puede resolver espacialmente esta propiedad física, la relativamente baja resolución espacial de instrumento ($1.5''$) impide intentar correlacionar las variaciones espaciales observadas con las estructuras morfológicas detectadas en las imágenes.

¿Pueden los espectrógrafos de campo integral de última generación revelar nueva información de objetos tan estudiados como esta nebulosa? Nuestro objetivo es aportar información espectroscópica, espacialmente resuelta, mejorando la resolución espacial, a partir de las excelentes capacidades de multiplexado del instrumento Multi Unit Spectroscopic Explorer (MUSE) del Very Large Telescope (VLT), del European Southern Observatory (ESO). En particular, buscamos correlacionar las estructuras derivadas de la morfología con los mapas de las propiedades físicas derivadas de la IFS, para brindar elementos que permitan entender el origen del intrincado patrón espiralado y su evolución.

2. Observación y reducción

El instrumento MUSE está compuesto por 24 módulos IFU (Integral Field Units) idénticos, los cuales operan en el rango espectral $4600 - 9300$ Å, con una resolución de 2000 a 4000 Å. MUSE combina un amplio campo de visión (FoV, por sus siglas en inglés) de $1' \times 1'$, un muestreo espacial de $0.2'' \times 0.2''$ y una resolución espacial que puede alcanzar los $0.3''$ a $0.6''$, según se esté utilizando óptica adaptativa (AO, por sus siglas en inglés) o *seeing* natural.

Las observaciones se llevaron a cabo durante el turno de verificación científica en abril de 2015. Se realizaron dos observaciones con tiempos de exposición de 10 s y 600 s, con el objetivo de poder determinar, en la primera, las líneas más intensas sin saturación y, en la segunda, una buena señal en líneas más débiles sin importar la saturación en las más intensas.

La dimensión de los cubos es de 314×307 spaxeles (de *spatial pixel*, pixel espacial, contiene el espectro de la sección muestreada) y 3681 voxels (de *velocity pixel*, unidad de datos en las que se divide cada spaxel) cada uno. Durante la observación el *seeing* promedio fue de $1''$. La reducción y calibración en flujo de los datos, es decir el proceso que convierte los datos brutos de los 24 CCDs en un cubo de datos combinado (con dos ejes espaciales y uno de longitud de onda) que se corrige por efectos instrumentales y atmosféricos, fue realizada en el Instituto de Astrofísica de Canarias (IAC).

Para la reducción se utilizó el *pipeline* MUSE-1.4 (Weilbacher et al., 2012), proceso que se divide en dos niveles. El primero es responsable de las calibraciones básicas, es decir, la corrección por *bias, dark, flat-field*

de cielo y lámpara, y el manejo de las lámparas de comparación para la calibración de longitud de onda. El segundo nivel realiza el manejo de las imágenes de calibración de cielo, es decir, la derivación de un espectro del cielo (si es necesario), una curva de respuesta de flujo y una corrección astrométrica espacial. Los resultados se aplican a la salida del primer nivel, utilizando un algoritmo que transforma las tablas de píxeles en el cubo de datos final.

3. Extracción y ajuste de los espectros

En este trabajo presentamos el estudio preliminar del cubo de 10 s de exposición. Este cubo de datos, de 2.86 Gbytes, está formado por 96 398 spaxels, donde cada uno contiene el espectro de una porción espacial del campo observado. Utilizando el código IFSCUBE⋆ se extrajeron de cada uno de los espectros los parámetros de las líneas de interés realizando un ajuste gaussiano sobre las mismas. De la extracción y ajuste de los espectros individuales se obtiene para cada línea de emisión el flujo total de la línea, el ancho a mitad de altura (FWHM que se traducirá en σ), la posición del centroide (que se traducirá en velocidad radial) y los errores del ajuste. Con todos estos parámetros para cada spaxel, construimos mapas de las cantidades mencionadas para realizar así un estudio espacialmente resuelto de la física de IC 418

Presentamos aquí el análisis preliminar de los mapas de flujo de las principales líneas observadas en el rango de longitud de onda $4600 - 9300$ Å. Se construyeron también mapas de cocientes de líneas para derivar diferentes propiedades físicas de la nebulosa.

4. Mapas y análisis

Con los ajustes a los espectros correspondientes al cubo de 10 s de exposición se construyeron los mapas de las líneas de Hα, Hβ, [O III] 5007 Å, [S II] 6717 Å y [S II] 6731 Å. Debido a que el diámetro angular de IC 418 ($20''$) es mucho menor que el FoV de MUSE ($1' \times 1'$), los mapas fueron recortados a la región central donde se encuentra IC 418. Estos mapas abarcan un total de 12 880 spaxels.

En el mapa Hα (Fig. 1), hay regiones con valor nulo en la zona ionizada de la NP. Estas corresponden a spaxels donde las líneas de emisión estaban saturadas, por lo que no es posible efectuar el ajuste. Para solucionar este inconveniente realizamos una interpolación entre los valores cercanos a estos spaxeles saturados. Además, se realizó un suavizado gaussiano de $0.4''$ con el paquete IRAF. Considerando un *seeing* de $1''$ y el muestreo espacial de $0.2''$, un suavizado de dos elementos de muestreo mejora la representación sin perder resolución espacial. Este suavizado se aplicó a los mapas de Hα (Fig. 2), [O III] 5007 Å (Fig. 3), c(Hβ) (Fig. 4) y N_e (Fig. 5). Para el análisis de los cocientes se utilizaron los mapas sin el suavizado.

⋆IFSCUBE - Author: Daniel Ruschel Dutra, URL: `https://bitbucket.org/danielrd6/ifscube/`

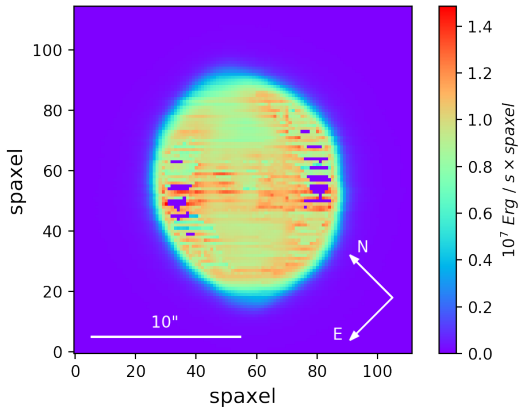


Figura 1: Mapa de flujo de Hα donde puede apreciarse las zonas con líneas saturadas, representadas con valor 0 en el mapa.

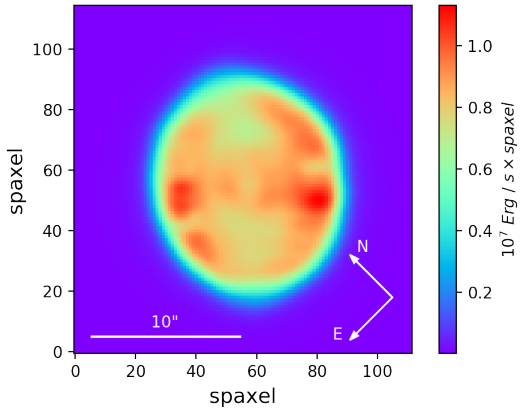


Figura 2: Mapa de flujo de Hα luego de la interpolación con valores adyacentes a las saturaciones y con un suavizado gaussiano de $0.4''$.

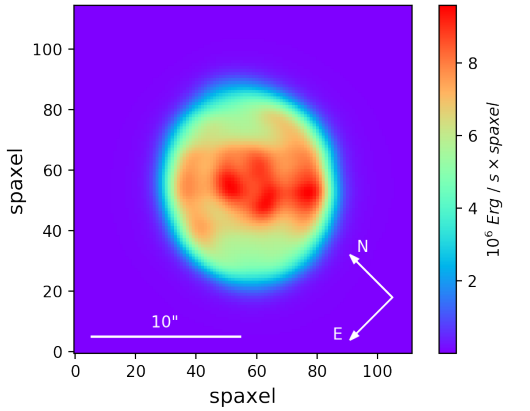


Figura 3: Mapa de flujo de [O III] 5007Å con un suavizado gaussiano de $0.4''$.

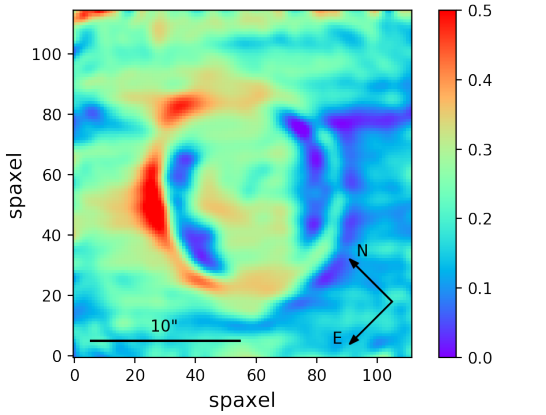


Figura 4: Mapa de la constante de extinción interestelar c(Hβ) en el cual se puede observar la distribución del polvo en el campo observado.

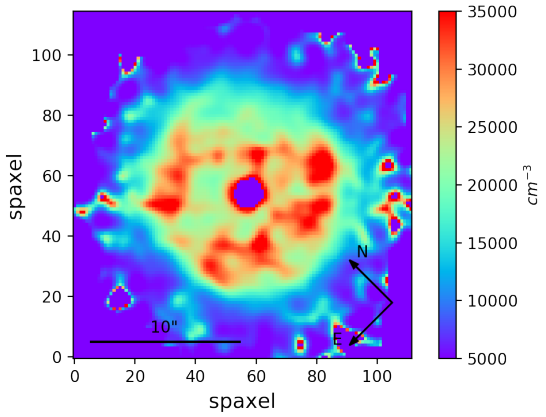


Figura 5: Mapa de N_e obtenido con la relación [S II] 6717/ 6731 Å.

De la Fig. 3 podemos ver cómo la burbuja ionizada interior es muy intensa en [O III], mientras que en Hα (Fig. 2) es considerablemente más débil, coincidiendo con los resultados fotométricos obtenidos por Ramos-Larios et al. (2012).

Utilizando el cociente entre Hα y Hβ obtuvimos el mapa del decremento de Balmer, que utilizamos para determinar el coeficiente de extinción interestelar c(Hβ). Considerando un valor teórico Hα/Hβ = 2.85, correspondiente al Caso B (Osterbrock, 1989), una temperatura electrónica $T_e = 10^4$ K y una densidad electrónica $N_e = 10^4$ cm^{-3}, y utilizando la ley estándar de extinción (Seaton, 1979) obtuvimos el mapa de c(Hβ) (Fig. 4).

Este resultado se utilizó para realizar la corrección por extinción interestelar a todas las líneas. Por último, se utilizaron las líneas ya corregidas del [S II] 6717−31 Å para construir el mapa de N_e (Fig. 5), asumiendo una temperatura $T_e = 10^4$ K.

En ambos mapas (Fig. 4 y 5) podemos observar una inhomogeneidad muy marcada en IC 418, tanto en su interior, como en el medio en el que se desarrolla. En el mapa de cHβ se ve una distribución del polvo con una clara asimetría. En la región norte (N) a sureste (SE) tenemos una gran cantidad de polvo, mientras que en el Sur (S) a Noroeste (NO) la concentración de polvo es más baja. Esta asimetría va a impactar en la evolución de IC 418. Por otro lado en el mapa de N_e vemos que ésta es mayor en la parte interior de esta nebulosa, en la región entre la burbuja interior y la cáscara exterior.

5. Conclusiones y trabajo futuro

El análisis realizado muestra como utilizando la técnica de IFS es posible aportar nuevos elementos al estudio de objetos extensos como las NPs, aún en casos tan estudiados previamente como IC 418.

Continuamos trabajando en el análisis de los mapas presentados y en el estudio de las otras líneas de emisión del cubo de datos de 10 s de exposición. Construiremos mapas de T_e (usando [N II]) y mapas de N_e (usando [Cl III]). Además, estudiaremos la presencia de shocks en el gas utilizando cocientes de líneas como el [S II]/Hα. A partir de los mapas de la velocidad radial del gas y la dispersión de velocidades, analizaremos la cinemática del gas, lo que nos permitirá estudiar la estructura de la nebulosa mediante modelos tridimensionales, correlacionando las propiedades físicas de la nebulosa con las estructuras espaciales observadas, descifrando la evolución de las diferentes componentes en IC 418.

La próxima etapa del proyecto consiste en incorporar el análisis del cubo de datos de 600 s y en ambos casos estudiar el medio circundante a IC 418 analizando el FoV completo observado por MUSE, con la intención de analizar la forma en que el halo de la nebulosa interactúa con el medio.

Agradecimientos: Agradecemos a la Dra. A. Monreal-Iberó del Instituto de Astrofísica de Canarias (IAC) y al Dr. J. R. Walsh del European Southern Observatory (ESO) por proveernos los datos reducidos.

Referencias

Dopita M.A., et al., 2017, MNRAS, 470, 839
Flower D.R., 1969, MNRAS, 146, 243
Morisset C., Georgiev L., 2009, A&A, 507, 1517
Osterbrock D.E., 1989, *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*
Ramos-Larios G., et al., 2012, MNRAS, 423, 3753
Reay N.K., Worswick S.P., 1979, A&A, 72, 31
Sahai R., Morris M.R., Villar G.G., 2011, AJ, 141, 134
Seaton M.J., 1979, MNRAS, 187, 785
Weilbacher P.M., et al., 2012, *Design and capabilities of the MUSE data reduction software and pipeline, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, vol. 8451, 84510B

Fractal gravitation

T. Canavesi[1,2]

[1] *Instituto de Física de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[2] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

Contact / tobiascanavesi@gmail.com

Resumen / Considerando los datos de GAIA para $\approx 10^6$ estrellas alrededor del baricentro, estimamos la dimensión fractal para diferentes regiones en la Via Láctea. Luego utilizamos esas dimensiones fractales para calcular el potencial gravitacional considerando al medio como un fractal continuo. Por último, utilizamos el potencial gravitacional para derivar la velocidad circular y ajustar la curva de rotación en la Vía Láctea. Para ello, utilizamos dos modelos numéricos, el primero considerando densidad uniforme y el segundo, más realista, de núcleo y disco. En ninguno de los modelos consideramos materia oscura. Estudiamos su validez contrastándolos con los datos de velocidad circular de la Vía Láctea.

Abstract / Considering the GAIA data for $\approx 10^6$ stars around the barycenter, we estimate the fractal dimension for different regions in the Milky Way. Then we use those fractal dimensions to calculate the gravitational potential considering the medium as a continuous fractal. Finally, we use the gravitational potential to infer the circular velocity and adjust rotation curves in the Milky Way. For this, we use two numerical models, the first considering uniform density and a second more realistic of a bulge and a disk. In none of these models we consider dark matter. We study their validity comparing them with circular speed data from the Milky Way.

Keywords / methods: numerical — Galaxy: structure — HII regions

1. Introduction

In the first part of the twentieth century mathematics was concerned with sets that are sufficiently regular, and functions over them, to which classical calculus can be applied. But in many relevant situations, irregular objects provide a better representation of natural phenomena. In such cases Fractal geometry is a better tool to deal with the real world irregularities than Euclidean geometry.

It is known that star formation regions in galaxies have a fractional dimension (Elmegreen, 2000; Elmegreen & Elmegreen, 2001) with $D \approx 2.3$. In others words the regions occupied by matter can be considered as a fractal embedded in 3 dimensional Euclidean geometry.

In this work we consider the matter distribution in the Galaxy as a fractal media, and use fractional integrals to calculate the Newtonian potential, following the work by Muslih & Agrawal (2010). We use two numerical models, the first one considering uniform density and a second more realistic one of a bulge and a disk. In none of these models we consider dark matter. Finally we contrasts our results again the rotation curve of the Milky Way.

2. Data

Gaia is a mission of the European Space Agency (ESA) that provides radial velocity and position measurements for more than one billion stars in our Galaxy and the entire Local Group.

The data of the Gaia mission (Data Release 2) was used to obtain the Cartesian coordinates of $\approx 10^6$ stars (Bailer-Jones et al., 2018).

3. Box counting and mass dimension of fractal systems

A fractal is a set for which the Hausdorff-Besicovitch dimension is not equal to the topological dimension. The Hausdorff-Besicovitch dimension is not practical to compute, so alternative definitions are used. The most common is the box-counting dimension. For a subset of points $F \in \mathbf{R}^n$ the definition is

$$dim_B F = \lim_{\delta \to 0} \frac{\log N_\delta(F)}{-\log \delta}, \tag{1}$$

where $N_\delta(F)$ is the number of δ-mesh cubes that intersect F.

Eq. (1) requires the size of the mesh δ to vanish. However, in real systems the fractal structure of the media cannot be observed at all scales. In general, physical systems have a minimal length scale R_0, which is the smallest size from which we can regard the structure as a fractal. In our case $R_0 = 147$ pc $\sim 4.53 \times 10^{18}$ m.

We therefore need a physical analog to Eq. (1). For this we introduce the mass dimension, based on the idea of how the mass of a system scales with the system size, considering unchanged density (Tarasov, 2011).

Let $M(W)$ be the mass of a region W of the medium of characteristic size R. The mass dimension is defines as

$$M_D \sim \left(\frac{R}{R_0}\right)^D. \tag{2}$$

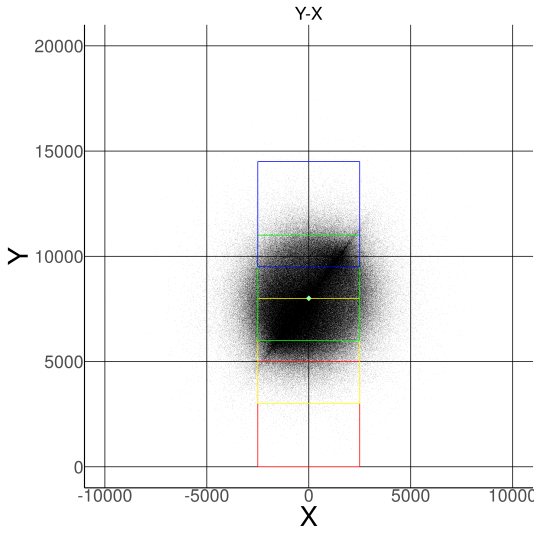


Figure 1: A slice in the X-Y plane from the set of data. In color, different cubes are plotted with a difference of 500 pc to determine local variation of the box counting dimension. The red cube starts in the center of the Milky Way, while the blue one ends at about 13.5 kpc.

By taking the logarithm of this formula we can show that D approximates $dim_B F$ as long as $R \gg R_0$. From now on we use the terms "box counting dimension" and "mass dimension" interchangeably.

The mass dimension characterizes how the system fills the Euclidean space. If we assume that matter is distributed over a fractal with constant density, then the mass enclosed in a volume of characteristic size R satisfies the power-law Eq. (2), with non integer D, whereas for a regular n-dimensional Euclidean object $D = n$. So a fractal medium is a medium with non integer mass dimension.

3.1. Box counting dimension for the milky way

We developed a R code to calculated this dimension in 2D and 3D, avoiding both boundary and small data set problems.

We used our code to calculate the box counting dimension of a cube of 5 kpc sides, including the $\approx 10^6$ stars of the work by Bailer-Jones et al. (2018). We consider different boxes with a step of 100 pc outward from the Milky Way center, where each box slides over the 3D data overlapping the previous placement. Fig. 1 illustrates the pattern of scanning. We find that fractal dimension is changing from $D = 2.3$ to $D = 2.7$ being very close to $D = 3$ when the center of the cube is about 5 kpc from the galactic center (see Fig. 4). To establish this we consider the galactocentric reference frame, which requires specifying the distance from the Sun to the galactic center. The default position of the galactic center in international celestial reference system (ICRS) coordinates was taken from Reid & Brunthaler (2004), and the distance to the galactic center is set to 8.3 kpc (Gillessen et al., 2009).

4. Fractal dimension and rotation curves

4.1. Mass distribution on fractals

The mass on a set $W \subset \mathbb{R}^3$ distributed with density $\bar{\rho}(\bar{\mathbf{r}}, t)$ is defined by

$$M_3(W) = \int_W \bar{\rho}(\bar{\mathbf{r}}, t)\, \mathrm{d}\bar{V}_3, \tag{3}$$

where $\mathrm{d}\bar{V}_3 = \mathrm{d}\bar{x}\,\mathrm{d}\,\mathrm{d}\bar{y}\,\mathrm{d}\bar{z}$ for Cartesian coordinates $\bar{x}$,$\bar{y}$,$\bar{z}$. Introducing the dimensionless variables $x = \bar{x}/R_0$, $y = \bar{y}/R_0$, $z = \bar{z}/R_0$, $\mathbf{r} = \bar{\mathbf{r}}/R_0$, where R_0 is the aforementioned characteristic scale, and the density $\rho(\mathbf{r}, t) = R_0^3\, \bar{\rho}(\mathbf{r}R_0, t)$ with units of mass, we obtain

$$M_3(W) = \int_W \rho(\mathbf{r}, t)\, \mathrm{d}V_3, \tag{4}$$

where $\mathrm{d}V_3 = \mathrm{d}x\,\mathrm{d}y\,\mathrm{d}z$. This representation allows us to generalize Eq. (4) to fractal media and fractal distribution of mass, as follows. Let us consider a mass distribution on a metric set W with fractional dimension D, with density function $\rho(\mathbf{r}, t)$, then the mass is defined as (Tarasov, 2011)

$$M_D(W) = \int_W \rho(\mathbf{r}, t)\, \mathrm{d}V_D, \tag{5}$$

where $\mathbf{r}$, x, y and z are dimensionless variables, so $\rho(\mathbf{r}, t)$ has units of mass, and

$$dV_D = c_3(D, \mathbf{r})\, \mathrm{d}V_3, \tag{6}$$

$$c_3(D, \mathbf{r}) \propto |x|^{\alpha_1 - 1} |y|^{\alpha_2 - 1} |z|^{\alpha_3 - 1}, \tag{7}$$

with $D = \alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3$. Here, $c_3(D, \mathbf{r})$ is the density of the points of W in the Euclidean space $\mathbb{R}^3$, the form of which is defined by the symmetries of the fractal medium. The overall numerical factor will not affect the final results.

For $\rho(\mathbf{r}) = \rho(|\mathbf{r}|)$, we have $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = D/3$, implying for a homogeneous medium $\rho(\mathbf{r}) = \rho_0 = const$ on a ball $W = \{\mathbf{r} : |\mathbf{r}| \le R\}$

$$M_D(W) = \alpha\, \rho_0 \int_W |\mathbf{r}|^{D-1}\, \mathrm{d}|\mathbf{r}|, \tag{8}$$

where α is a proportionality factor. As a result, we have $M(W) \sim R^D$, *i.e.* we derive Eq. (2) up to the numerical factor. This allows us to describe the fractal medium with non-integer mass dimension D. Eq. (5) was used to describe fractal media in the framework of fractional continuous model (Tarasov, 2005a,b).

4.2. Fractal potential

The central proposal of the present note is to replace the solution of Poisson equation in three dimensions by the corresponding solution on a fractal set, given by Muslih & Agrawal (2010)

$$\phi(\mathbf{r}) = -G\gamma \int_W \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^{D-2}}\, \mathrm{d}V'_D, \tag{9}$$

where $\mathbf{r}$ and $\mathbf{r}'$ are dimensionless radius vectors and D the fractional mass dimension of the matter distribution. The dimensionful proportionality constant γ is given by

$$\gamma = \frac{\Gamma[(D-2)/2]}{\pi^{\frac{D-2}{2}} R_0^{D-2}}. \tag{10}$$

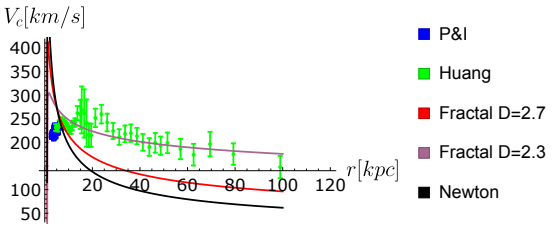


Figure 2: Results of the uniform density bulge model. Velocity data of Huang et al. (2016) (green squares) and Pato & Iocco (2017) (blue squares). The color curves indicate the fits using the fractal dimension $D = 2.7$ (red) and $D = 2.3$ (purple), as well as the Newtonian case $D = 3$ (black). In all cases the mass of the bulge is set to $M_b = 6.29 \times 10^{10}$ $M_\odot$ and its size to $R_b = 1.08$ kpc.

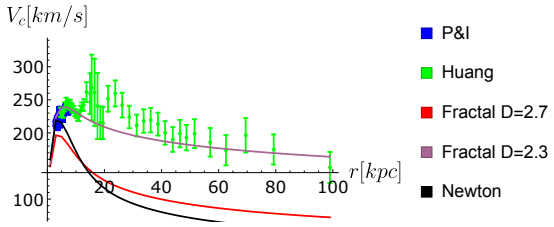


Figure 3: Same as Fig. 2, but for the bulge-disk model.The mass of the bulge set to $M_b = 1.02 \times 10^{10}$ $M_\odot$ and the mass of the disk to $M_d = 5.27 \times 10^{10}$ $M_\odot$.

We assume that gravity propagates on the fractal defined by the matter distribution. This is similar to a gravity localization effect (Randall & Sundrum, 1999). Notice that in $D = 3$ we recover the standard Newtonian form of the potential.

4.3. Rotation curves

The rotation curves of spiral galaxies are one of the best tools to determine their mass distribution, they also provide fundamental information to understand their dynamics. To find out how our model fits the data, we use the circular velocity given by $v_c^2(r) = r\,\frac{\mathrm{d}\phi}{\mathrm{d}r}$.

5. The fit in the Milky Way

For the milky way we first tested our simplest model of a spherical bulge of uniform density with fractional dimension $D = 2.7$ and $D = 2.3$, which correspond to the two limits found for the dimension (see Fig. 4). We assumed a total mass of $M_{b+d} = 6.29 \times 10^{10}$ $M_\odot$ and we adjusted the bulge radii R_b to the data of Huang et al. (2016); Pato & Iocco (2017) using a nonlinear model on Mathematica®. We obtained $R_b = 1.08$ kpc with a coefficient of determination $R^2 \approx 0.943$, 0.926, and 0.898, for $D = 2.3$, 2.7 and 3, respectively. (see Fig. 2).

To improve the fit we considered a bulge and disk model proposed by Scelza & Stabile (2015), adapted to our fractal form of the potential with a fractional dimension $D = 2.3$ and $D = 2.7$ (Sec. 3.1.). We considered the bulge and disk mass of $M_b = 1.02 \times 10^{10}$ $M_\odot$ and $M_d = 5.27 \times 10^{10}$ $M_\odot$ respectively from Licquia & Newman (2015) (see Fig. 3). For the bulge-disk mdodel, we find $R^2 \approx 0.984$, 0.942, and 0.916, for $D = 2.3$, 2.7 and 3, respectively.

It is important to highlight that in none of the models we considered the presence dark matter.

6. Conclusions

The uniform density model (Fig. 2) shows a good fit for large radii for the case of $D = 2.3$, but in no case it provides a good fit closer to the center of the Milky Way. This model is too simple to accurately represent

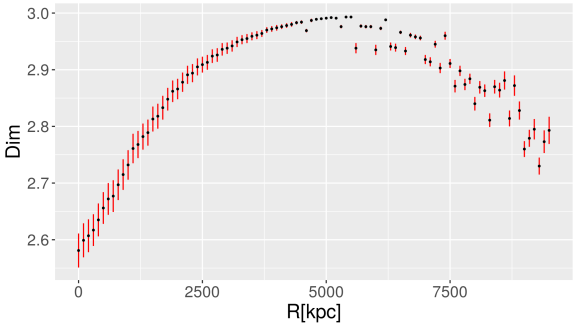


Figure 4: Fractal dimension Dim as a function of position R.

the distribution of matter in our galaxy. The mass we use for the milky way inside the sphere of constant density is the sum of the mass of the bulge and the disk $M_{b+d} = 6.29 \times 10^{10}$ $M_\odot$, with this mass we find a radii of $R_b = 1.08$ kpc. The mass that we use is in the order of the expected mass for the total stellar mass Licquia & Newman (2015). On the other hand, the bulge and disk model (Fig. 3) shows a better fit for $D = 2.3$, compared to the simpler uniform model. In this case we find a remarkably good fit not only for large radii but also for small ones. As described in Sec. 5., the overal goodness of fit of the different models was quantified computing their coefficient of determination R^2. The best performance measure is obtained by the bulge-disk $D = 2.3$ model.

Acknowledgements: The author thank N. Grandi and S. Hurtado.

References

Bailer-Jones C.A.L., et al., 2018, AJ, 156, 58
Elmegreen B.G., 2000, ApJ, 530, 277
Elmegreen B.G., Elmegreen D.M., 2001, AJ, 121, 1507
Gillessen S., et al., 2009, ApJ, 692, 1075–1109
Huang Y., et al., 2016, MNRAS, 463, 2623
Licquia T.C., Newman J.A., 2015, ApJ, 806, 96
Muslih S., Agrawal O., 2010, Int. J. Theor. Phys., 49, 270
Pato M., Iocco F., 2017, SoftwareX, 6, 54
Randall L., Sundrum R., 1999, PhRvL, 83, 3370
Reid M.J., Brunthaler A., 2004, ApJ, 616, 872–884
Scelza G., Stabile A., 2015, Ap&SS, 357, 44
Tarasov V., 2011, *Fractional Dynamics*, Springer, Berlin.
Tarasov V.E., 2005a, Phys. Lett. A, 336, 167
Tarasov V.E., 2005b, Ann. Phys., 318, 286

Bayesian analysis of five open clusters in the Milky Way

M.S. Pera[1], G.I. Perren[1], G. Carraro[4], E. Giorgi[1], H.D. Navone[2] & R.A. Vázquez[1]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Facultad de Ciencias Exactas, Ingeniería y Agrimensura, UNR, Argentina*
[3] *Dipartimento di Fisica e Astronomia Galileo Galilei, Università degli Studi di Padova, Padova, Italia*

Contact / msolpera@gmail.com

Resumen / Presentamos resultados derivados de la aplicación de nuestro conjunto de códigos numéricos *Automated Stellar Cluster Analysis* sobre cinco cúmulos abiertos mayormente ignorados, ubicados en el tercer cuadrante de la Vía Láctea. Nuestra fotometría *UBV* Johnson-Kron-Cousin fue combinada con datos de la segunda publicación de datos de la misión Gaia. Obtenemos probabilidades de membresía y finalmente se utiliza un algoritmo Bayesiano de tipo *Markov chain Monte Carlo* para derivar los parámetros fundamentales de los cúmulos.

Abstract / We present results derived from the application of our suite of numerical codes *Automated Stellar Cluster Analysis* on five mostly overlooked open clusters, located in the third quadrant of the Milky Way. Our *UBV* Johnson-Kron-Cousin photometry was combined with data from the second data release of the Gaia survey. Membership probabilities are obtained and finally a Bayesian Markov chain Monte Carlo algorithm is used to derive the fundamental parameters of the clusters.

Keywords / methods: statistical — galaxies: star clusters: general — open clusters and associations: general — techniques: photometric — parallaxes — proper motions

1. Introduction

The five clusters analyzed in this article are: Ruprecht 41, Ruprecht 42, Ruprecht 44, Ruprecht 152, and Haffner 14 (RUP41, RUP42, RUP44, RUP152, HAF14). These are all mostly overlooked open clusters located in the third quadrant of the Milky Way. We cross-matched our *UBV* Johnson-Kron-Cousin photometry, obtained using the 1.0 m Swope telescope* at Las Campanas, Chile, with publicly available data from the second data release of the Gaia survey (DR2). This allows us to add the *G* magnitude along with parallax and proper motions data, to our full set of observed stars.

Our suite of numerical codes *Automated Stellar Cluster Analysis* (ASteCA) (Perren et al., 2015) is a powerful tool especially developed to perform an automatic analysis of observational cluster data (structural, photometric, and if available, parallax and proper motions). A comprehensive study of stellar coordinates allows the code to determine center and cluster radius values. Following this, membership probabilities are assigned to all stars within the defined cluster regions through a Bayesian decontamination algorithm. This method combines photometric data with parallax and proper motions to better estimate the per-star probability of being a cluster member. Finally, a Bayesian Markov chain Monte Carlo (MCMC) parallel algorithm is applied to derive the fundamental parameters: metallicities, ages, extinctions, distances, and masses.

*https://obs.carnegiescience.edu/swope

2. Analysis

The analyzed frames for two of the five clusters (RUP44 and HAF14) are shown in Fig. 1 as examples, as given by the DSS colored survey. Center coordinates for all clusters are shown in Table 1. The analyzed data is composed of *UBV* photometry cross-matched with Gaia DR2 parallaxes and proper motions. A small fraction of the processes applied by ASteCA on the data associated to each cluster are presented in Figs. 2, 3 and 4. The parallax data from Gaia DR2 is shifted by an offset of +0.029 mas, as suggested by Lindegren et al. (2018). More recent studies suggest that this offset might be too conservative, and larger values (up to +0.075 mas) have been suggested.

Table 1: Center coordinates for each cluster

Name	RA (2000)	DEC (2000)
RUP 41	07:53:51.81	-26:57:42.9
RUP42	07:57:38.88	-25:56:6.0
RUP44	07:58:54.00	-28:34:60.0
RUP152	07:54:30.48	-38:13:12.0
HAF14	07:44:49.20	-28:22:48.0

The structural density maps for RUP44 and HAF14 are shown in Fig. 2. This analysis is performed to help identify the center coordinates, and the radius used to limit the cluster region (green lines and green circle, respectively). About half of the clusters are immersed in regions of heavy field stars contamination, as can be seen in the density maps.

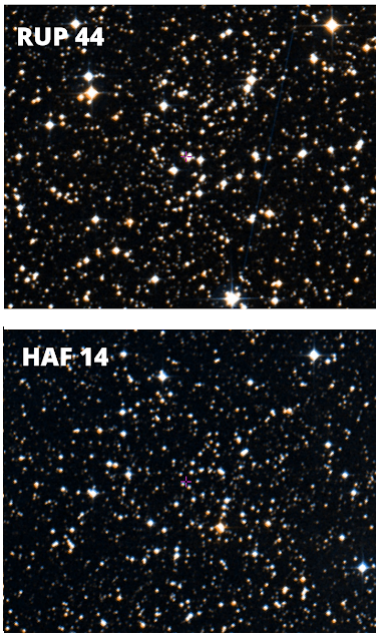


Figure 1: Frames for open clusters RUP44 and HAF14, located in the third quadrant of the Milky Way. Images obtained through the Aladin (CDS) service.

Table 2: Results obtained for the metallicity ([Fe/H]), age (log(age)), extinction (E_{BV}), distance modulus (dm), and mass (M in solar masses) for the five analyzed open clusters. For each quantity its mean value and standard deviation (in parenthesis, below) is reported.

Name	[Fe/H]	log(age)	E_{BV}	dm	M)
RUP41	0.16	8.63	0.28	13.71	200
	(0.10)	(0.20)	(0.02)	(0.14)	(100)
RUP42	-0.25	8.34	0.39	14.01	800
	(0.16)	(0.05)	(0.01)	(0.06)	(200)
RUP44	-0.22	7.21	0.69	13.33	700
	(0.09)	(0.02)	(0.01)	(0.06)	(100)
RUP152	-0.63	8.58	0.59	14.76	1800
	(0.27)	(0.02)	(0.01)	(0.11)	(100)
HAF14	-1.05	8.66	0.66	12.23	1100
	(0.38)	(0.03)	(0.01)	(0.05)	(100)

A Bayesian decontamination algorithm is applied over all the stars within this cluster region, to assign membership probabilities to all of them. This algorithm compares the color - magnitude (CMD) position of observed stars within the cluster region, with those of field stars in the same CMD. In this case we employ the V vs $(B-V)$ vs $(U-B)$ three dimensional CMD to perform this analysis. The colors in Fig. 3 and Fig. 4 for the plotted stars (ie: those within the cluster region) are associated to these probabilities.

In Fig. 3 we show the Bayesian parallax analysis proposed by Bailer-Jones (2015) on the cluster region stars. This analysis makes use of all stars, even those with negative parallax values of no apparent (physical) value. The distances obtained are heavily affected by the selected offset applied on the parallax, so they should be taken with care.

To estimate the fundamental parameters of the clusters, i.e.: metallicity, age, extinction, distance, and total mass, ASteCA generates synthetic clusters that are compared to the observed one. By means of a Bayesian MCMC algorithm, the analysis is performed millions of times to stimate the probability distribution of each parameter. The algorithm, called ptemcee (Vousden et al., 2016), is used to explore the posterior probability of all the free parameters involved in the model. Only the binary fraction parameter is fixed to 0.3, which is a commonly accepted value for open clusters (Sollima et al., 2010). As an example, Fig. 4 shows the result of this analysis for open clusters RUP44 and HAF14.

We find that all the analyzed clusters are younger than 500 million years, with metal content values that range from markedly sub-solar like HAF14, to slightly above solar in the case of RUP41. RUP44 is affected by the largest extinction, reaching almost the maximum value estimated by Schlafly & Finkbeiner (2011) of $\sim$ 0.7 mag. It is also the youngest cluster of the sample.

Table 2 summarizes the results obtained for the fundamental parameters of all the studied clusters. There are appreciable differences in the distances estimated by Gaia parallax versus ASteCA's photometric analysis. The difference between the Gaia and the ASteCA

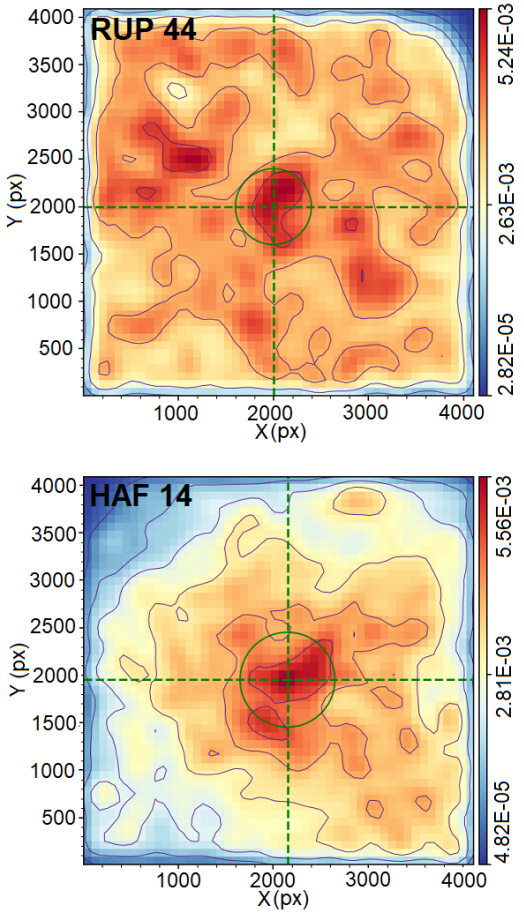


Figure 2: Structural density maps for open clusters RUP44 and HAF14. The color bars to the right are associated with the stellar density in the field.

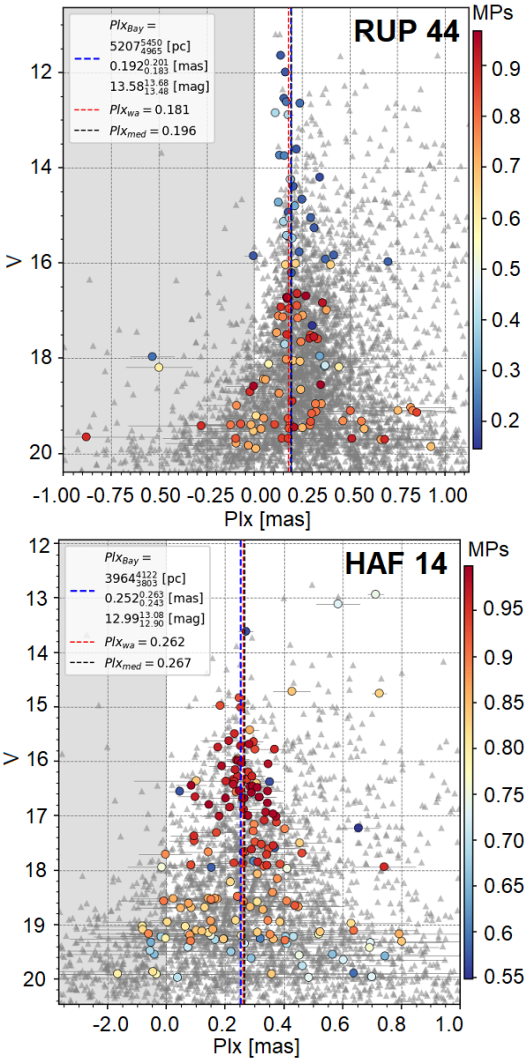


Figure 3: Bayesian parallax analysis for open clusters RUP44 and HAF14. The dashed vertical lines represent the Bayesian distance obtained (blue), the weighted average of the parallaxes (red), and the median of the parallaxes (black). The color bars indicate the membership probability.

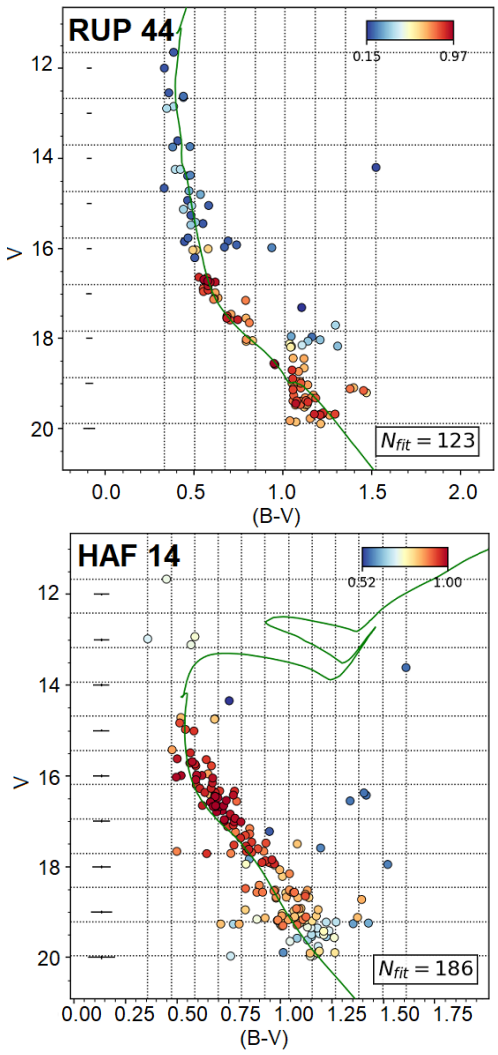


Figure 4: Data points (color circles) for clusters RUP44 and HAF14, and the isochrone (in green) used to generate the best synthetic fit. In each case N_{fit} indicates the number of stars used in the fitting process.

based estimates are: RUP41 ≈ -1.5 kpc, RUP42 ≈ -0.8 kpc, RUP44 ≈ 0.6 kpc, HAF14 ≈ 1.2 kpc, RUP152 ≈ -1.8 kpc.

3. Conclusions

The results of applying ASteCA over the combined UBV+G (Johnson-Kron-Cousin plus Gaia systems) photometric data are very promising. Due to the Bayesian inference method recently implemented, the code is able to find reasonable solutions for all the parameters of each analyzed cluster (Table 2). Upcoming versions of ASteCA will aim at improving its computational time performance.

References

Bailer-Jones C.A.L., 2015, PASP, 127, 994
Lindegren L., et al., 2018, A&A, 616, A2
Perren G.I., Vázquez R.A., Piatti A.E., 2015, A&A, 576, A6
Schlafly E.F., Finkbeiner D.P., 2011, ApJ, 737, 103
Sollima A., et al., 2010, MNRAS, 401, 577
Vousden W.D., Farr W.M., Mandel I., 2016, MNRAS, 455, 1919

Clusters of galaxies: structure and dynamics in the last 8 Gyr

A. Biviano[1,2]

[1] *Osservatorio Astronomico di Trieste, INAF, Trieste, Italia*
[2] *Institute for Fundamental Physics of the Universe, SISSA–ICTP–INAF–INFN, Trieste, Italia*

Contact / andrea.biviano@inaf.it

Resumen / Los cúmulos de galaxias, al estar dominados por la materia oscura, han sido durante mucho tiempo y siguen siendo los objetivos cosmológicos ideales para estudiar la naturaleza de la materia oscura. Las informaciones sobre la naturaleza de la materia oscura provienen en particular de la determinación observacional de la distribución de la masa total y bariónica en cúmulos, en comparación con los resultados de simulaciones numéricas cosmológicas. Presento aquí resultados pasados y recientes sobre este tema de investigación.

Abstract / Clusters of galaxies, being dark matter dominated, have long been and still are the ideal cosmological targets to study the nature of dark matter. Constraints on the nature of dark matter comes in particular from the observational determination of the distribution of total and baryonic mass in clusters, by comparison with results from cosmological numerical simulations. I present here past and recent results on this research topic.

Keywords / galaxies: clusters: general — galaxies: kinematics and dynamics — dark matter

1. Introduction

Clusters of galaxies are the largest gravitationally bound systems in the universe, first catalogued by Abell (1958). They were identified as overdensities of galaxies since the XVIII century and discovered as strong X-ray emitters in the 1970 (Biviano, 2000)⋆. After the discovery of X-ray emission from clusters of galaxies it became clear that most of the baryonic matter in clusters was not in galaxies but in the X-ray emitting diffuse, hot plasma. But most of the mass in clusters of galaxies is not in baryons, but in an unknown form of dark matter (DM hereafter). DM dominates the mass budget of clusters everywhere except near their centers, where many clusters (at least at redshift $z < 1$, van der Burg et al., 2014) are dominated by the stellar mass of a massive ($\geq 10^{12}\,M_\odot$) central galaxy (the Brightest Cluster Galaxy, BCG hereafter, see Fig. 1). Since their mass content is mostly in the form of DM, clusters of galaxies constitute an ideal laboratory to test for the nature of this yet undetected form of matter.

It was in clusters that the existence of DM was first postulated, based on the observations of the relatively nearby and massive Coma cluster (Zwicky, 1933). Zwicky (1933) applied the virial theorem to the observed spatial and velocity distribution of a few galaxies in the Coma cluster to estimate the cluster mass, and found it to be much larger than the light of the galaxies would suggest. More recently, observations of the so-called Bullet cluster in the optical and X-ray bands, allowed Clowe et al. (2004) to claim a direct detection of DM. Their claim was based on the observed displacement of the baryons (traced by the X-ray gas emissivity) and the gravitational potential (traced by weak lensing distortion of galaxies in the cluster background). Such a displacement cannot be explained by theories of modified gravity where there is no other mass component than the baryons.

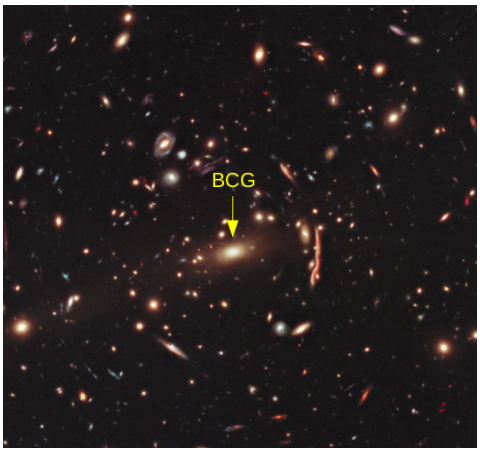


Figure 1: Image of the $z = 0.44$ cluster MACS1206. The arrow indicates the Brightest Cluster Galaxy (BCG) that dominates the cluster center (credits: NASA, ESA, M. Postman.)

One way to explore the nature of DM is by comparison with predictions of cosmological numerical simulations feeded with a particular type of DM, the most popular choice being collision-less Cold DM. Navarro et al. (1996, 1997) analysed the internal structure of simulated halos in Cold DM cosmological simulations

⋆http://ned.ipac.caltech.edu/level5/Biviano2/frames.html

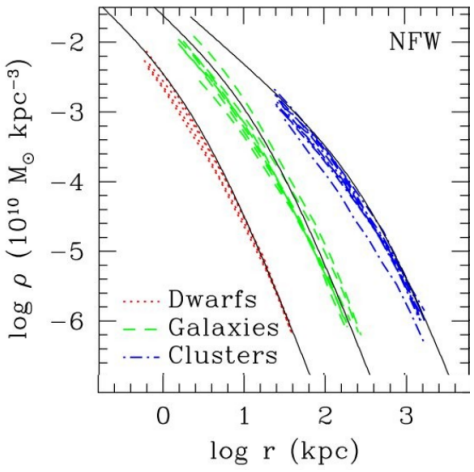


Figure 2: The mass density profiles of simulated halos of different masses are displayed together with their best-fit NFW model (solid black curves). From Navarro et al. (2004).

and discovered a surprising similarity in the mass density profiles of halos of very different masses (see Fig. 2). These profiles can be described by the simple law (NFW profile hereafter)

$$\rho(r) \propto (1 + r/r_{-2})^{-2} \, (r/r_{-2})^{-1}, \qquad (1)$$

where r_{-2} is the radius where the logarithmic derivative of the mass density profile $\mathrm{d}\ln\rho/\mathrm{d}\ln r = -2$. It can also be written as $r_{-2} = r_{200}/c$, where c is the concentration of the mass density profile, and r_{200} is the radius where the mean mass density of the cluster is 200 times the critical density of the Universe.

Deviation of the cluster mass profile from the NFW shape could indicate that DM differs from the Cold DM model that was used by Navarro et al. (1996) in their cosmological simulations. DM could be warm (Bode et al., 2001) or self-interacting (Spergel & Steinhardt, 2000) rather than cold and/or collision-less. Deviations of the cluster mass profile from the NFW shape could also be due to baryonic effects, that were not included in the simulations of Navarro et al. (1996). Several baryonic processes could affect the cluster mass profile; adiabatic contraction (Blumenthal et al., 1986; Gnedin et al., 2004), mass accretion (Laporte et al., 2012; Diemer & Kravtsov, 2014; Schaller et al., 2015), dynamical friction (El-Zant et al., 2001, 2004), and feedback from a giant active galactic nucleus (AGN hereafter) located in the BCG (Ragone-Figueroa et al., 2012; Peirani et al., 2017).

2. Measuring cluster mass profiles

The determination of the mass distribution of clusters of galaxies can be obtained in several ways (see, e.g., Pratt et al., 2019, for a review). The most popular are:

- through the X-ray emission, or through the Sunyaev-Zel'dovich effect (Sunyaev & Zeldovich, 1969), by assuming that the emitting plasma is in hydrostatic equilibrium in the gravitational potential;
- through gravitational lensing distortion of the shape of galaxies in the background of clusters;
- through the analysis of the projected phase-space distribution of cluster galaxies, used as tracers of the gravitational potential.

The first two methods work better with data taken from space-based observations, and are thus quite expensive. The third method requires extensive spectroscopy to measure the velocity distribution of cluster galaxies, and so it is generally based on ground-based observations. In this contribution I will present methods and results relative to the third method.

When galaxies are used as tracers of the gravitational potential, the halo mass profile can be determined by application of the spherical Jeans equation Binney & Tremaine (1987),

$$M(r) = -\frac{r\sigma_r^2(r)}{G}\left(\frac{\mathrm{d}\ln\nu}{\mathrm{d}\ln\mathrm{r}} + \frac{\mathrm{d}\ln\sigma_\mathrm{r}^2}{\mathrm{d}\ln\mathrm{r}} + 2\beta(r)\right), \qquad (2)$$

where $\nu(r)$ is the 3D galaxy number density profile, $\sigma_r(r)$ is the radial component of the 3D velocity dispersion profile, and $\beta(r) \equiv 1 - (\sigma_\theta^2 + \sigma_\phi^2)/(2\sigma_r^2)$, is the profile of anisotropy of the galaxy velocity distribution, $\sigma_\theta, \sigma_\phi$ representing the tangential components of the 3D velocity dispersion profile, with the usual assumption $\sigma_\theta \equiv \sigma_\phi$.

Equation 2 can be described as the equivalence between the gravitational pull of the cluster mass and the pressure resulting from the galaxy motions inside the cluster. Since these motions depend on the galaxy orbits, the function $\beta(r)$ enters the equation. Unfortunately we do not have direct observational access to 3D phase-space but only to projected galaxy positions and line-of-sight galaxy velocities. Given spherical symmetry it requires a simple integration to convert the projected galaxy number density profile into the 3D number density profile, $\nu(r)$, that enters eq. 2 (the Abel integral, see Binney & Tremaine, 1987). On the other hand, to convert the observed, line-of-sight velocity dispersion $\sigma_{\rm los}$ to σ_r requires knowledge of $\beta(r)$, since we need to know the relative strengths of the radial and tangential components of the velocity tensor to be able to deproject it from the line-of-sight observable. The solution for the Jeans equation is therefore generally considered to be degenerate between $M(r)$ and $\beta(r)$, the Mass-Anisotropy Degeneracy or Jeans' MADness.

Following an early suggestion by Merritt (1987), Mamon et al. (2013) developed an algorithm, named MAMPOSSt**, to cure Jeans' MADness. The idea is that it is possible to reduce the Mass-Anisotropy Degeneracy by exploiting the full information available from the projected phase-space distribution, that is not restricted to the projected galaxies number density and line-of-sight velocity dispersion profiles. In practice, MAMPOSSt adopts parametrized models for $M(r), \nu(r)$, and $\beta(r)$ to estimate the probability of observing a cluster member at a given position in projected phase-space, i.e. at the observed projected distance from the cluster center, and with the observed cluster rest-frame velocity. By maximizing the products of the probabilities of all cluster members, MAMPOSSt finds the optimal parameters of the $M(r), \nu(r)$, and $\beta(r)$ models (see Fig. 3).

** *M*odelling *A*nisotropy and *M*ass *P*rofiles of *O*bserved *S*pherical *Sys*tems

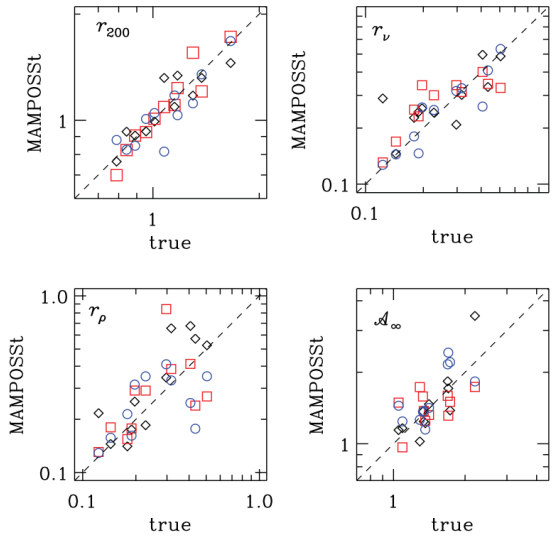


Figure 3: Correlation of MAMPOSSt-derived and true values of four jointly fitted parameters (r_{200}, r_ρ for M(r), r_ν for $\nu(r)$, $\mathcal{A}_\infty$ for $\beta(r)$) for several simulated halos with 500 tracers each. Each panel corresponds to a different parameter, as labelled. Different symbols identify different projections. From Mamon et al. (2013).

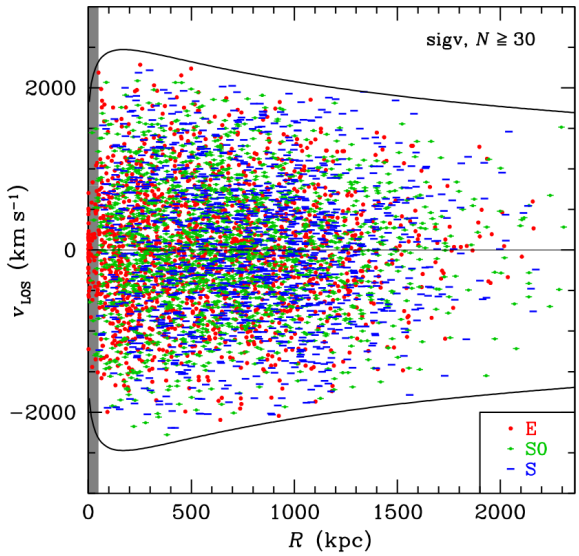


Figure 4: The projected phase-space distribution of cluster members in the stack of 54 WINGS clusters. Different symbols/colors represents galaxies of different morphological types. From Mamon et al. (2019). Reproduced with permission from Astronomy & Astrophysics, ©ESO.

Typically one considers only members located within the cluster virial radius (e.g. as estimated from a scaling relation) to ensure validity of the Jeans equation assumption of dynamical equilibrium. Also, the region dominated by the gravitational potential of the BCG (the central $\sim 30-50$ kpc) is typically excluded from the analysis, unless the models do explicitly account for the presence of the BCG and its gravitational potential in addition to that of the cluster.

While MAMPOSSt is able to constrain the parameters of $M(r), \nu(r)$, and $\beta(r)$ simultaneously, in this contribution I focus on results for $M(r)$. Apart from the NFW model presented in Sect. 1., several other models have been proposed for the mass distribution of clusters of galaxies, and are generally used in the MAMPOSSt analysis. One is the generalization of the NFW profile (gNFW profile hereafter),

$$\rho(r) \propto (1 + r/r_{-2})^{\gamma-3} (r/r_{-2})^{-\gamma}, \quad (3)$$

where γ is the value of the slope of the profile near the cluster center. Other profiles are characterized by different values of γ and/or the asymptotic slope of the profile at large radii, γ_∞. Relevant examples are the profiles of Burkert (1995, Bur profile hereafter) with $\gamma = 0, \gamma_\infty = 3$, of Hernquist (1990, Her profile hereafter) with $\gamma = 1, \gamma_\infty = 4$, and the softened isothermal sphere (SIS profile herafter) with $\gamma = 0, \gamma_\infty = 2$. Finally, the profile of Einasto (1965, Ein profile hereafter) is characterized by a slope that continuously changes with radius, $\gamma = 2\,(r_{-2}/r)^m$ with $m \simeq 5$ (see, e.g., Biviano et al., 2013).

3. The data sets

In this contribution I will present results from three data sets.

- WINGS (Fasano et al., 2006): 76 clusters at redshifts $z < 0.2$, with spectroscopy from WYFFOS at the WHT and 2dF at the AAT (Cava et al., 2009), with an average of 90 cluster members with positions and velocities per cluster (Cava et al., 2017);
- CLASH-VLT (Rosati et al., 2014; Caminha et al., 2017): 12 clusters at $0.2 < z < 0.5$ with spectroscopy from VIMOS and MUSE at the VLT, totalling $\sim$ 8000 cluster members with positions and velocities;
- GOGREEN (Balogh et al., 2017): 14 clusters at $0.9 < z < 1.5$, with spectroscopy from GMOS at the Gemini telescopes, totalling ~ 500 cluster members with positions and velocities, when including data from the GCLASS survey (Wilson et al., 2009; Muzzin et al., 2012).

4. Results: the *total* mass profile

4.1. Low-redshift clusters

I describe here the recent results obtained by Mamon et al. (2019) in their analysis of WINGS clusters. Their results are based on a stack of the subset of 54 WINGS clusters (see Fig. 4) that have been found to be free of major internal substructures by the analysis of Cava et al. (2017) and that contain at least 30 member galaxies. Stacking of the different clusters is done by estimating a value of r_{200} for each cluster, based on scaling relations of this parameter with either the line-of-sight velocity dispersion, or with the cluster X-ray temperature, or with the cluster richness (i.e. the number of cluster members within a certain range in rest-frame velocity and within a certain distance from the cluster center). Two different definitions were used for the cluster center, the location of the BCG and the peak of the X-ray emission. Results on $M(r)$ of the stack cluster are

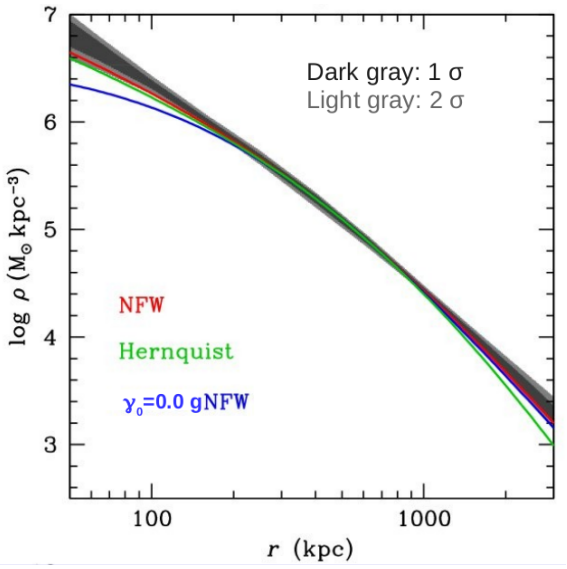


Figure 5: The total mass density profile of a stack of WINGS clusters as derived from MAMPOSSt adopting the gNFW model (grey shadings). Curves of different colors correspond to different models adopted in the MAMPOSSt analysis. From Mamon et al. (2019). Reproduced with permission from Astronomy & Astrophysics, ©ESO.

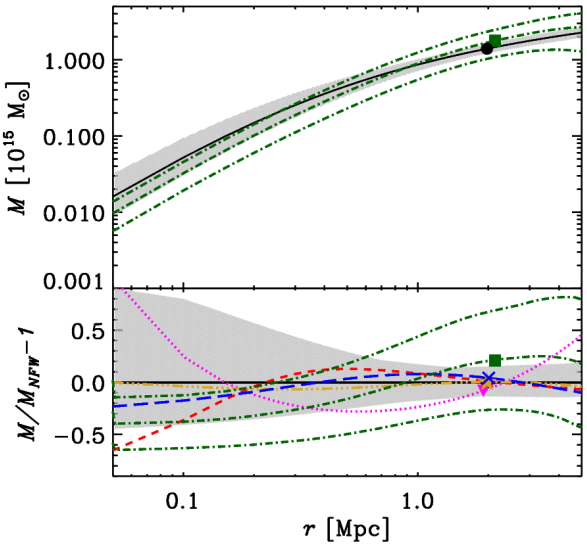


Figure 6: The total mass profile of the $z = 0.44$ cluster MACS1206, as derived from MAMPOSSt. *Top panel:* MAMPOSSt $M(r)$ best-fit NFW model (black curve) and 1 σ confidence region (grey shading). *Bottom panel:* Fractional difference between different mass profiles and the MAMPOSSt best-fit to the NFW $M(r)$ (displayed in the top panel). The Her, Ein, Bur, SIS models are represented by the blue long-dashed, gold triple-dot-dashed, and red short-dashed, and magenta curve, respectively. The green lines in both panels represent results from the Caustic technique(Diaferio, 1999), but they are not discussed in this contribution. From Biviano et al. (2013). Reproduced with permission from Astronomy & Astrophysics, ©ESO.

only mildly dependent on the choice of the scaling relation to determine r_{200} and to the choice of the cluster centers. In the stack cluster, all cluster-centric distances are normalized by r_{200}, and all rest-frame velocities are normalized by $v_{200} \equiv 10\,H(z)\,r_{200}$, where $H(z)$ is the Hubble constant at the mean redshift of the cluster.

The final stack pseudo-cluster contains more than 5000 members that are used to trace the gravitational potential. Mamon et al. (2019) considered many possible models in their MAMPOSSt analysis. They found that the highest likelihoods are obtained for gNFW models with steeper inner slope than NFW (see Fig. 5). However, there is no strong Bayesian evidence for a profile significantly different from NFW.

4.2. Medium-redshift clusters

At intermediate redshifts, the MAMPOSSt analysis has been applied so far to three of the CLASH-VLT clusters, all very massive, MACS J1206.2-0847 at $z = 0.44$ (Biviano et al., 2013) with 600 cluster members, MACS J0416.1-2403 at $z = 0.40$ (Balestra et al., 2016) with 800 cluster members, Abell S1063 at $z = 0.35$ (Sartoris et al., in prep.) with 1100 cluster members. We discuss Abell S1063 in Sect. 5.. For the other two clusters, results from MAMPOSSt indicate that the mass profile of MACS J1206.2-0847 is best fit by a NFW model (see Fig. 6) and cored models such as SIS and Bur are disfavored. On the other hand, the mass profile of MACS J0416.1-2403 is best fit by a SIS model, that is a model with a central core.

The different mass distribution between the two CLASH-VLT clusters might be attributed to their different dynamical status. MACS J1206.2-0847 appears

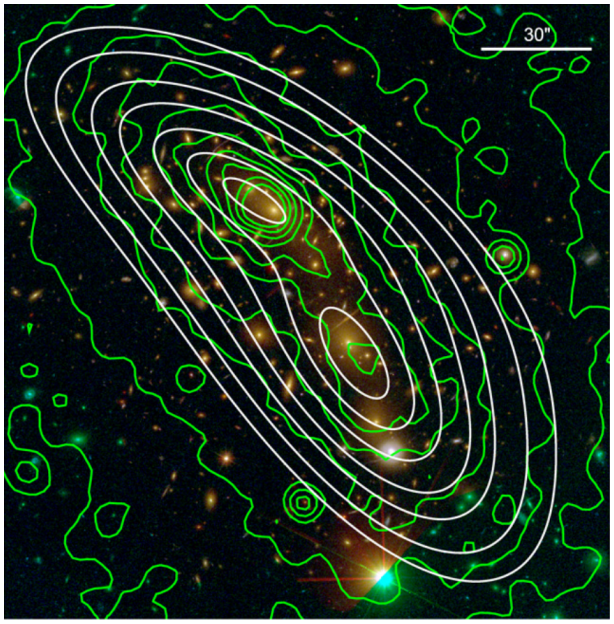


Figure 7: HST color image of the cluster MACS J0416.1-2403 with extended mass halo from strong lensing modeling (white) contours and 0.5–2 keV X-ray emission (green) contours overlaid. From Balestra et al. (2016). Reproduced with permission from Astronomy & Astrophysics, ©ESO.

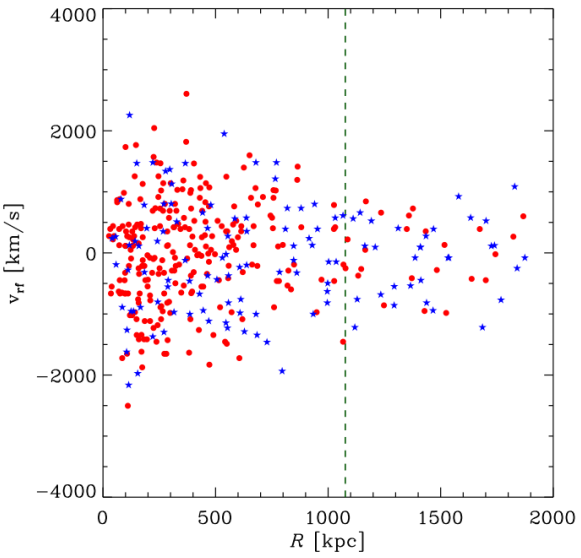


Figure 8: The projected phase-space distribution of cluster members in the stack of 10 GCLASS clusters. Blue/red points identify blue/red galaxies, resp. From Biviano et al. (2016). Reproduced with permission from Astronomy & Astrophysics, ©ESO.

to be dynamically relaxed (Girardi et al., 2015), while MACS J0416.1-2403 shows evidence of an ongoing merger of two massive sub-clusters near the cluster center (see Fig. 7 Balestra et al., 2016). Such a merger could temporarily affect the central mass distribution of the cluster, destroying its central cusp, as seen in other clusters (e.g., Biviano et al., 2017).

4.3. High-redshift clusters

Using 10 clusters from the GCLASS survey at $0.87 < z < 1.34$, Biviano et al. (2016) constructed a stack cluster of 418 cluster members (see Fig. 8), in a similar way as described in Sect. 4.1.. Because of the clusters high-z, X-ray emission could not be measured, so neither the X-ray peak emission could be used to define the cluster centers, nor the X-ray temperature could be used to derive the cluster r_{200}. Centers were fixed at the cluster BCG positions, and r_{200} values were derived from the scaling relation with line-of-sight velocity dispersions (Munari et al., 2013).

Biviano et al. (2016) analyzed this stack cluster with MAMPOSSt and found that its mass distribution is better fit by a Bur model than by an Ein, a Her, or a NFW model. While all models were found to be statistically acceptable in terms of their likelihoods, the fact that the Bur model is slightly favored by the data suggests that the slope of the central mass density profile is less steep than NFW, $\gamma < 1$.

My ongoing MAMPOSSt analysis of the new GOGREEN data set, that includes the GCLASS sample, appears to confirm that $z \sim 1$ clusters are characterized by total mass density profiles that are flatter than NFW near the center.

Taken together, results described in Sect. 4.1., 4.2., 4.3. suggest a steepening with time of the inner slope of the total mass density profile of clusters, a finding I discuss in Sect. 6..

5. Results: the mass profile of the DM component

Results presented in the previous Section are for the *total* cluster mass profile. This includes not only the dominant mass component, DM, but also the baryonic components, namely the BCG stellar mass, the stellar and gas mass of all the other cluster galaxies, and the mass of the hot intra-cluster plasma (see, e.g., Biviano & Salucci, 2006). DM is dominant at all distances from the center except very near the center, where the stellar mass of the BCG can take over (Sand et al., 2004). If one wants to check the validity of the NFW model, it is the DM mass profile that must be determined, rather than the total mass profile. In fact, numerical simulations that include the baryonic components and not only DM, have shown that the inner slope of the total mass density profile can be steeper than NFW in nearby clusters (Schaller et al., 2015), in qualitative agreement with our findings (see Sect. 4.1.).

As a matter of fact, the total mass distribution of the low-z WINGS clusters (described in Sect. 4.1.) is almost equally well fit by a gNFW model with $\gamma > 1$ or by a combination of two NFW models, one describing the cluster and the other the BCG mass distributions (Mamon et al., 2019). This result suggests (but does not prove) that it is the BCG baryonic mass that makes the inner slope of the total mass density profile $\gamma > 1$, at least at low-z. At higher z the mass contribution by the BCG might be less important if the BCG formation time is delayed with respect to its cluster host as indicated by some observations (DeMaio et al., 2019).

Disentangling the baryonic component from the total mass to determine the DM mass distribution requires an accurate and precise characterization of the different baryonic components, in particular of the BCG. In fact, it is the study of the inner cluster regions that is most important to discriminate among different kinds of DM. In a series of papers, Sand et al. (2004, 2008) and Newman et al. (2013) have used the combined information from the internal kinematics of the BCG and gravitational lensing, to determine the inner slope γ_{DM} of the DM mass density profile. They found $\gamma_{DM} = 0.5$, averaged over 7 clusters, with a random error of ± 0.1 and a slightly larger systematic error (see Fig. 9). Such a value is inconsistent with NFW.

This claimed discrepancy between the observed value of γ_{DM} and the expected value from DM-only simulations, has been addressed in the paper by He et al. (2019). Using halos from the Cluster-EAGLE hydrodynamic simulations they confirmed the approximately NFW inner slope of the DM mass distribution of cluster-size halos. At the same time, they tested and validated the observational procedure of Newman et al. (2013) to determine γ_{DM}. The discrepancy between simulated and observed values of γ_{DM} can only be solved, according to He et al. (2019), if the scale radii r_{-2} of

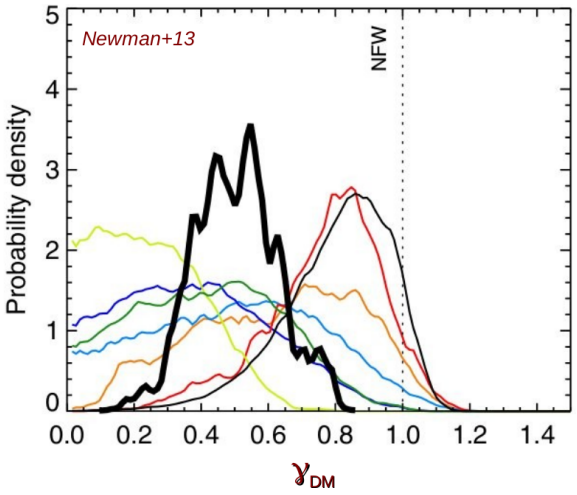


Figure 9: The probability distribution of the inner slope of the DM mass density profile γ_{DM} for several medium-z clusters. The combined probability distribution is shown by a thick black curve. From Newman et al. (2013). © AAS. Reproduced with permission.

the clusters analyzed by Sand et al. (2004, 2008) and Newman et al. (2013) were over-estimated (by 50%), because an over-estimation of r_{-2} propagates into an under-estimation of γ_{DM} due to significant covariance between these two parameters.

Within the CLASH-VLT team we are using new and archival MUSE data for the BCG of some CLASH-VLT clusters to determine their values of γ_{DM}. Our approach is similar but somewhat different from the one adopted by Sand et al. (2004, 2008) and Newman et al. (2013). We are combining the information coming from the kinematics and surface brightness of the BCG, observed with MUSE, with the information coming from the projected phase-space distribution of cluster galaxies, observed with VIMOS. The likelihood coming from MAMPOSSt is combined with the likelihood coming from the fit to the binned line-of-sight velocity dispersion profile of the BCG.

Preliminary results for two CLASH-VLT clusters, Abell S1063 (Sartoris et al., in prep.) and MACS J1206.2-0847 (Biviano et al., in prep.) indicate γ_{DM} values in better agreement with the theoretical predictions of He et al. (2019) than the previous determinations by Sand et al. (2004, 2008) and Newman et al. (2013).

6. Discussion

The analysis of the projected phase-space of cluster galaxies shows that the cluster total mass density profile is almost invariant and not very different from the NFW model since $z \sim 1$, that is, over the last 8 Gyr of cosmic history. This leaves $\lesssim 2$ Gyr time for clusters to achieve their final stage of dynamical equilibrium since their formation (the most distant formed cluster known is at $z = 1.8$, Andreon et al., 2014). The cluster dynamical evolution after their formation must therefore be rapid, and this can be achieved via the violent (Lynden-Bell, 1967) or discreteness-driven relaxation (Beraldo e Silva et al., 2019).

Despite the fact that the total cluster mass is DM dominated, there are different theoretical expectations for the central logarithmic slope of the *total* and the *DM* mass density profile. A slope slightly larger than 1 is expected for the total mass density profile of massive clusters of galaxies (Schaller et al., 2015). A value $\gamma > 1$ is indeed found for the best-fit mass model of nearby clusters from WINGS (Mamon et al., 2019). However, there is a tendency for total mass density profiles to be flatter near the cluster center at higher redshifts. Possible explanations for this flattening include the following;

- mis-centering; we do not know the X-ray peak emission of distant clusters, so we must rely on the BCG position only, and at times, BCG could be offset from the bottom of the gravitational potential well.
- Dynamical disturbance; ongoing merger activity of two sub-clusters can at least temporarily remove a central cusp in the mass distribution. Since high-mass clusters form relatively recently (e.g. Lapi & Cavaliere, 2011), clusters at high-z are more likely to be observed in a disturbed phase of ongoing merging than clusters at low-z.
- AGN feedback (Ragone-Figueroa et al., 2012; Peirani et al., 2017); the energy input of the BCG AGN is able to reduce the concentration of the intra-cluster plasma near the cluster center. By consequence of gravitational interaction, also the DM distribution near the center is similarly affected. Such an AGN feedback may be more important at a stage when the BCG is still forming.
- Decreasing relative importance of the BCG baryonic component with increasing z. There is observational evidence that BCG may still be forming in high-z clusters (Miley et al., 2006; van der Burg et al., 2015) and its mass assembly is delayed relative to that of its host cluster (DeMaio et al., 2019).

Determining the DM-only, rather than the total, mass density profile from observations, is less straightforward. One needs to separately account for the different baryonic mass components, the BCG stellar mass, the intra-cluster plasma, and the gas and stellar mass in the other cluster galaxies. Since it is the central behavior of the DM density profile that can distinguish between different types of DM, it is the BCG baryonic contribution the most important one in this kind of analysis. So far, strong constraints have only come from one research group, and they indicate $\gamma_{DM} < 1$ (Newman et al., 2013, and references therein). He et al. (2019) have used the Cluster-EAGLE simulations to confirm the early predictions by Navarro et al. (1996), $\gamma_{DM} \approx 1$. He et al. (2019) have also shown that the observational procedure adopted by Newman et al. (2013) should lead to the correct values. He et al. (2019) mentioned the possibility of solving the discrepancy if the estimates of the cluster scale radii by (Newman et al., 2013) are biased low, but they did not prove this to be the case.

So, while there is agreement between theory and observations on the total mass distribution of clusters, this is not the case for the DM mass distribution. This could

have a strong impact on our understanding of the nature of DM. It is therefore very welcome that another group, the CLASH-VLT team, is addressing this issue, by using new MUSE data for the central cluster region coupled with VIMOS data for cluster galaxies out to large distances from the center, and an extension of the MAMPOSSt technique to include the information on the kinematics of the BCG. Preliminary results for two clusters indicate values for γ_{DM} in agreement with the theoretical expectation from He et al. (2019).

7. Conclusions

Clusters of galaxies, being DM-dominated systems, can be very powerful probes to ascertain the nature of DM. We can determine their mass distribution from the central kpc to several Mpc from their center, by combining the information coming from the projected phase-space distribution of cluster galaxies, and from the velocity dispersion and surface brightness profile of the BCG. The current observational evidence appears to give conflicting results when the *total* or the *DM*-only mass distributions are considered. New MUSE observations of the central regions of CLASH-VLT clusters will improve our constrain on the DM inner mass profile. Additional constraints might come from existing observations of nearby clusters (Rines et al., 2013; Loubser et al., 2018). In parallel, it is important to use cosmological hydrodynamic numerical simulations such as DIANOGA (Rasia et al., 2015; Biffi et al., 2016; Ragone-Figueroa et al., 2018) to understand the effects of baryons on the DM cluster mass profiles at different redshifts, and at different stages of the cluster evolution, and to validate the observational procedure against possible systematic biases, for instance those that could be induced by projection effects.

Acknowledgements: I wish to thank all my collaborators in the WINGS, CLASH-VLT, and GOGREEN teams, and in particular M. Balogh, A. Cava, G. Mamon, A. Mercurio, A. Moretti, B. Poggianti, P. Rosati, and B. Sartoris.

References

Abell G.O., 1958, ApJS, 3, 211
Andreon S., et al., 2014, A&A, 565, A120
Balestra I., et al., 2016, ApJS, 224, 33
Balogh M.L., et al., 2017, MNRAS, 470, 4168
Beraldo e Silva L., de Siqueira Pedra W., Valluri M., 2019, ApJ, 872, 20
Biffi V., et al., 2016, ApJ, 827, 112
Binney J., Tremaine S., 1987, *Galactic dynamics*, Princeton, NJ, Princeton University Press, 1987, 747 p.
Biviano A., 2000, *Constructing the Universe with Clusters of Galaxies*, 1
Biviano A., Salucci P., 2006, A&A, 452, 75
Biviano A., et al., 2013, A&A, 558, A1
Biviano A., et al., 2016, A&A, 594, A51
Biviano A., et al., 2017, A&A, 602, A20
Blumenthal G.R., et al., 1986, ApJ, 301, 27
Bode P., Ostriker J.P., Turok N., 2001, ApJ, 556, 93
Burkert A., 1995, ApJL, 447, L25
Caminha G.B., et al., 2017, A&A, 607, A93
Cava A., et al., 2009, A&A, 495, 707
Cava A., et al., 2017, A&A, 606, A108
Clowe D., Gonzalez A., Markevitch M., 2004, ApJ, 604, 596
DeMaio T., et al., 2019, arXiv e-prints, arXiv:1911.07911
Diaferio A., 1999, MNRAS, 309, 610
Diemer B., Kravtsov A.V., 2014, ApJ, 789, 1
Einasto J., 1965, Trudy Astrofizicheskogo Instituta Alma-Ata, 5, 87
El-Zant A., Shlosman I., Hoffman Y., 2001, ApJ, 560, 636
El-Zant A.A., et al., 2004, ApJL, 607, L75
Fasano G., et al., 2006, A&A, 445, 805
Girardi M., et al., 2015, A&A, 579, A4
Gnedin O.Y., et al., 2004, ApJ, 616, 16
He Q., et al., 2019, arXiv e-prints, arXiv:1907.01680
Hernquist L., 1990, ApJ, 356, 359
Lapi A., Cavaliere A., 2011, ApJ, 743, 127
Laporte C.F.P., et al., 2012, MNRAS, 424, 747
Loubser S.I., et al., 2018, MNRAS, 477, 335
Lynden-Bell D., 1967, MNRAS, 136, 101
Mamon G.A., Biviano A., Boué G., 2013, MNRAS, 429, 3079
Mamon G.A., et al., 2019, A&A, 631, A131
Merritt D., 1987, ApJ, 313, 121
Miley G.K., et al., 2006, ApJL, 650, L29
Munari E., et al., 2013, MNRAS, 430, 2638
Muzzin A., et al., 2012, ApJ, 746, 188
Navarro J.F., Frenk C.S., White S.D.M., 1996, ApJ, 462, 563
Navarro J.F., Frenk C.S., White S.D.M., 1997, ApJ, 490, 493
Navarro J.F., et al., 2004, MNRAS, 349, 1039
Newman A.B., et al., 2013, ApJ, 765, 25
Peirani S., et al., 2017, MNRAS, 472, 2153
Pratt G.W., et al., 2019, SSRv, 215, 25
Ragone-Figueroa C., Granato G.L., Abadi M.G., 2012, MNRAS, 423, 3243
Ragone-Figueroa C., et al., 2018, MNRAS, 479, 1125
Rasia E., et al., 2015, ApJL, 813, L17
Rines K., et al., 2013, ApJ, 767, 15
Rosati P., et al., 2014, The Messenger, 158, 48
Sand D.J., et al., 2004, ApJ, 604, 88
Sand D.J., et al., 2008, ApJ, 674, 711
Schaller M., et al., 2015, MNRAS, 452, 343
Spergel D.N., Steinhardt P.J., 2000, PhRvL, 84, 3760
Sunyaev R.A., Zeldovich Y.B., 1969, Nature, 223, 721
van der Burg R.F.J., et al., 2014, A&A, 561, A79
van der Burg R.F.J., et al., 2015, A&A, 577, A19
Wilson G., et al., 2009, ApJ, 698, 1943
Zwicky F., 1933, Helvetica Physica Acta, 6, 110

The effect of gas accretion on the radial abundance profiles of galaxies

F. Collacchioni[1,2], C.D.P. Lagos[3,4], P.D. Mitchell[5,6] & S.A. Cora[1,2]

[1] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[2] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[3] *International Centre for Radio Astronomy Research, Perth, Australia*
[4] *The Cosmic Dawn Center, University of Copenhagen, Copenhagen, Denmark*
[5] *Leiden Observatory, Leiden University, Leiden, The Netherlands*
[6] *Université Claude Berbard Lyon 1, Lyon, France*

Contact / fcollacchioni@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / El advenimiento de la espectroscopía de campo integral ha permitido la caracterización de los perfiles radiales de metalicidad (RMP, por sus siglas en inglés) de miles de galaxias locales y de varias docenas a alto corrimiento al rojo. Esto ha ayudado a encontrar que los gradientes radiales cambian como función de la masa estelar y la tasa de formación estelar y, sorprendentemente, se aplanan en las regiones externas de las galaxias. Estudiamos las causas físicas de estas tendencias usando la simulación cosmológica EAGLE y nos enfocamos especialmente en galaxias centrales de $M_\star \geq 10^{10}$ M$_\odot$. Encontramos una clara correlación entre la tasa de gas acretado ($\dot{M}_{\rm accr}$) y el gradiente interno (dentro de un radio efectivo) del RMP, de manera que galaxias con mayor $\dot{M}_{\rm accr}$ están asociadas a gradientes más grandes. Se encuentra que el gradiente de los RMPs presenta una dependencia más fuerte con $\dot{M}_{\rm accr}$ que con la masa estelar o la tasa de formación estelar, sugiriendo que el gas acretado es un trazador más fundamental de los RMPs de galaxias. Estas tendencias están presentes en la simulación para todo el rango de corrimiento al rojo estudiado aquí ($z \leq 1$).

Abstract / The advent of integral field spectroscopy has allowed the characterization of radial gas metallicity profiles (RMPs) in many thousands of local galaxies and several dozens at high redshift. This has helped in finding that radial gradients change as a function of stellar mass and star formation rate and, more surprisingly, that they flatten in the outskirts of galaxies. We study the physical causes of these trends using the state-of-the-art hydrodynamic simulation EAGLE and focusing specifically on central galaxies of $M_\star \geq 10^{10}$ M$_\odot$. We find clear correlations between the gas accretion rate ($\dot{M}_{\rm accr}$) and the internal (within an effective radius) gradient of the RMP, in a way that higher $\dot{M}_{\rm accr}$ are associated to larger gradients. The gradient of the RMPs is found to depend more strongly on $\dot{M}_{\rm accr}$ than on stellar mass or star formation rate, suggesting the gas accretion to be a more fundamental driver of the RMP of galaxies. These trends are present in the simulation for the full range of redshift studied here ($z \leq 1$).

Keywords / methods: numerical — galaxies: evolution — galaxies: formation

1. Introduction

Integral field spectroscopy (e.g. Sánchez et al., 2012; Carton et al., 2018) provides spatially resolved information that greatly contributed to advance our understandig of galaxy formation and evolution. In particular, the analysis of radial metallicity profiles (RMPs) is essential to understand how the galaxy chemical enrichment evolves, since it correlates the metal abundance of the gas-phase of a galaxy as a function of the distance to its centre.

There is still an open debate on the shape of the RMPs (in particular concerning their behaviour with radius) and what properties are involved in its shaping, encompassing both observational and theoretical arguments (see Collacchioni et al. 2019 for a brief summary). In this sense, gas accretion plays an important role, since it can dilute the metals present in the galaxy's gas, and it can also trigger star formation, which will then polute the interstellar medium with the material formed through nucleosinthesis (Perez et al., 2011; Finlator, 2017). However, due to the observational limitations to measure this gas accretion, we use a cosmological hydrodynamic simulation with the aim to understand the effect of gas accretion onto the RMPs and to determine the traces it leaves.

2. Methodology

We use a hydrodynamical simulation from the Evolution and Assembly of GaLaxies and their Environments (EAGLE) project⋆. EAGLE follows the evolution of dark matter and baryons, consistent with a flat ΛCDM cosmology characterised by the Planck Collaboration et al. (2014) parameters. The subgrid physical models are detailed in Schaye et al. (2015) and Crain et al.

⋆`http://icc.dur.ac.uk/Eagle/`

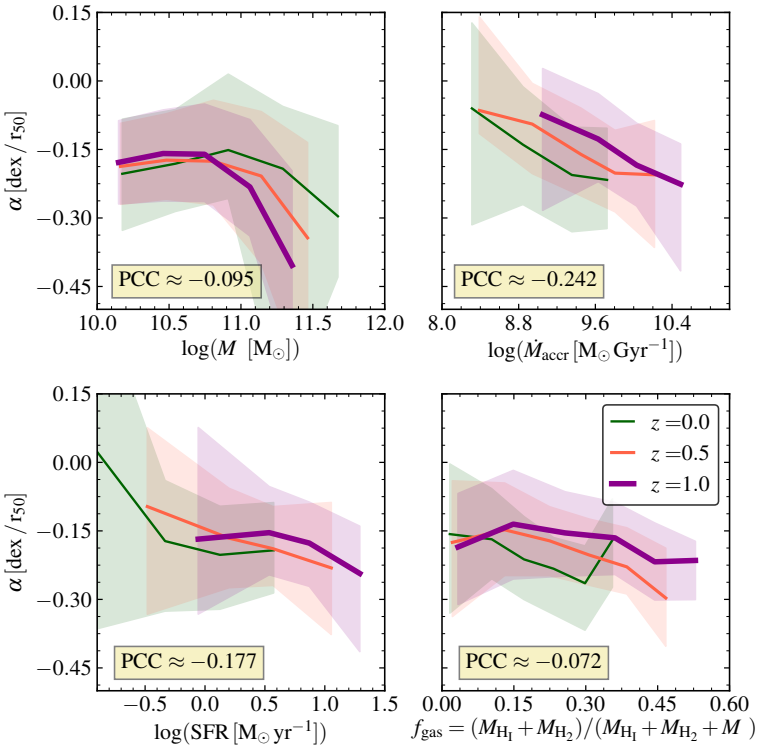


Figure 1: Gradient of the RMP, α, as a function of stellar mass (top left panel), $\dot{M}_{\rm accr}$ (top right panel), SFR (bottom left panel), and $f_{\rm gas}$ (bottom right panel). Galaxy gradients are calculated for radius of $r \leq {\rm r}_{50}$, where r_{50} is the effective radius. Solid lines depict median values of the relations, and shadows show the 1σ dispersion. Redshifts $z = 0.0$, $z = 0.5$ and $z = 1.0$ are represented by colours green, orange and violet, respectively. The mean temporal value of the Pearson Correlation Coefficient is shown for each relation. Statistically, α is more correlated with $\dot{M}_{\rm accr}$.

(2015), and the reader can refer to The EAGLE team (2017) for the description of the public release of particle data. The simulation we used implements the so-called reference model (100^3 cMpc^3 volume).

We use a particle tracking methodology (Neistein et al., 2012) to calculate the gas accretion rate, $\dot{M}_{\rm accr}$. The gas particles that compose the accreting gas mass of a given subhalo are those that fulfil the conditions of: *i)* being classified as star-forming (SF) at a given snapshot; *ii)* being bound to the main progenitor at the previous snapshot; and *iii)* being a not star-forming (NSF) particle at the previous snapshot. In this sense, we study the gas that changes its state from NSF to SF in the same subhalo (i.e., an smooth accretion that triggers star formation). Dividing the accretion gas mass by the time interval between snapshots we obtain the $\dot{M}_{\rm accr}$.

We estimate the metallicity whithin spherical shells centred at the potencial centre of each galaxy as

$$Z = \frac{M_{\rm metals}}{M_{\rm H} + M_{\rm He} + M_{\rm metals}}, \quad (1)$$

where $M_{\rm H}$, $M_{\rm He}$ and $M_{\rm metals}$ are the masses of hydrogen, helium and metals of the SF gas particles, respectively (see Collacchioni et al. 2019 for more detail). Our sample selection includes central, star-forming galaxies with $M_\star \geq 10^{10}$ M$_\odot$ (cut due to the simulation resolution).

3. Results

Fig. 1 shows the gradient of the RMP, α, as a function of $M_\star$ (top left panel), $\dot{M}_{\rm accr}$ (top right panel), star formation rate (SFR, bottom left panel) and gas fraction ($f_{\rm gas}$, bottom right panel)**. There is a common trend for all these properties (except maybe $f_{\rm gas}$) that α decreases when the value of the properties increases. This is also seen at all redshifts considered ($z \leq 1$). We calculate the Pearson Correlation Coefficient (PCC) to measure which of these four properties is more statistically fundamental in the change of α, as it is shown in each panel. We find that the $\dot{M}_{\rm accr}$ is more fundamental in changing the gradient than the other properties.

Since $M_\star$ shows an anti-correlation with α and it is also correlated with the other three properties, we eliminate its dependence by obtaining the residuals as

$$\Delta X = X - \bar{X}, \quad (2)$$

where X can be $\log(\dot{M}_{\rm accr})$, $\log({\rm SFR})$, or $f_{\rm gas}$, and $\bar{X}$ is the median value of X in the relation $\log(M_\star)$-X. Fig. 2 shows the relations of $\Delta\alpha$ as a funtion of $\Delta\,[\log(\dot{M}_{\rm accr})]$ (left panel), of $\Delta\,[\log(SFR)]$ (middle panel), and of $\Delta f_{\rm gas}$ (right panel). For these relations we calculate the PCC and find that, even when eliminating the dependence on $M_\star$, the rate $\dot{M}_{\rm accr}$ still shows an anti-correlation with α and, being the property that exhibits

**All properties are calculated using star-forming particles.

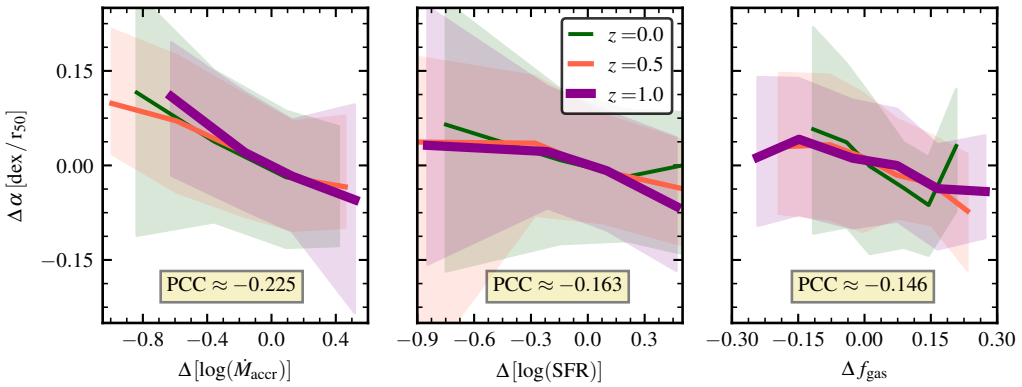


Figure 2: Residuals of the gradient of the RMP, $\Delta\alpha$, as a function of the residuals of the gas accretion rate ($\Delta\,[\log(\dot{M}_{\rm accr})]$, left panel), of SFR ($\Delta\,[\log(\rm SFR)]$, middle panel), and of the gas fraction ($\Delta\, f_{\rm gas}$, right panel). As in Fig. 1, galaxy gradients are calculated for radius of $r \leq \rm r_{50}$. Solid lines depict median values of the relations, and shadows show the 1σ dispersion. Redshifts $z = 0.0$, $z = 0.5$ and $z = 1.0$ are represented by colours green, orange and violet, respectively. The mean temporal value of the PCC is shown for each relation. Statistically, $\Delta\alpha$ is more correlated with $\Delta\,[\log(\dot{M}_{\rm accr})]$.

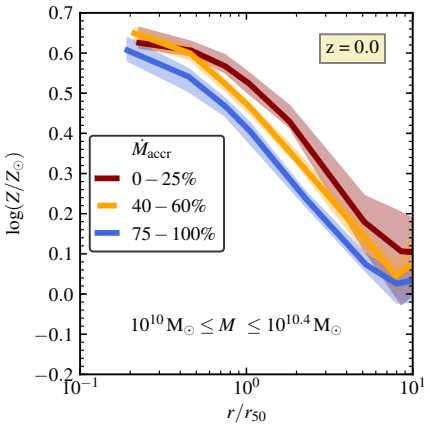


Figure 3: Median radial metallicity profiles for different values of $\dot{M}_{\rm accr}$ for galaxies with $10^{10}\ \rm M_\odot \leq M_\star \leq 10^{10.4}\ M_\odot$ at $z = 0.0$. Lines depict median values, while shadows represent the 1σ dispersion. Galaxies with the 25% lowest values of $\dot{M}_{\rm accr}$ are shown in red, intermediate values of $\dot{M}_{\rm accr}$ (between 40% and 60%) are shown in yellow, and with the higher values of $\dot{M}_{\rm accr}$ ($\geq$ 75%) are shown in blue. This panel is an example of all the cuts made in stellar mass and redshift. Same results are obtained for all other cuts.

the strongest correlation with α.

Fig. 3 shows how the RMP changes when considering different values of $\dot{M}_{\rm accr}$. This is an example for a range of stellar mass ($10^{10}\ \rm M_\odot \leq M_\star \leq 10^{10.4}\ M_\odot$) and redshift ($z = 0.0$), but we find similar results for other cuts. When considering galaxies with higher values of $\dot{M}_{\rm accr}$ (blue line), the inner profile ($r \lesssim r_{50}$, where r_{50} is the radius in which the galaxy reaches 50% of its stellar mass) is the steepest one. On the other hand, when considering galaxies with lower values of $\dot{M}_{\rm accr}$ (red line), the profile becomes flatter.

4. Conclusions

We use the EAGLE reference cosmological simulation to study how gas accretion shapes and intervenes on the radial metallicity profile of galaxies. We investigate how the gradient of the RMP, α, changes with $M_\star$, $\dot{M}_{\rm accr}$, SFR and $f_{\rm gas}$, finding that $\dot{M}_{\rm accr}$ is the more fundamental driver of the RMPs. We check our results using the Pearson Correlation Coefficient. We conclude that galaxies with higher values of $\dot{M}_{\rm accr}$ present more negative gradients, while galaxies with lower values of $\dot{M}_{\rm accr}$ present flatter profiles.

Acknowledgements: We thank the referee for the constructive comments that improved this manuscript. We acknowledge the Local Organizer and Scientific Committees of the 61$^{\rm th}$ Meeting of the AAA. 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, Bruyèresle-Châtel. We acknoledge funding from Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET, PIP-0387) and Universidad Nacional de La Plata (11-G150), Argentina. FC acknowledges CONICET and the Australian Endeavour programme for their supporting fellowships. CL acknowledges the Australian Research Council Centre of Excellence for All Sky Astrophysics in 3 Dimensions.

References

Carton D., et al., 2018, MNRAS, 478, 4293
Collacchioni F., et al., 2019, arXiv e-prints, arXiv:1910.05377
Crain R.A., et al., 2015, MNRAS, 450, 1937
Finlator K., 2017, A. Fox, R. Davé (Eds.), *Gas Accretion onto Galaxies*, *Astrophysics and Space Science Library*, vol. 430, 221
Neistein E., et al., 2012, MNRAS, 421, 3579
Perez J., Michel-Dansac L., Tissera P.B., 2011, MNRAS, 417, 580
Planck Collaboration, et al., 2014, A&A, 571, A1
Sánchez S.F., et al., 2012, A&A, 538, A8
Schaye J., et al., 2015, MNRAS, 446, 521
The EAGLE team, 2017, arXiv e-prints, arXiv:1706.09899

Signatures of first galaxies at FIR/sub-mm wavelengths

M.E. De Rossi[1,2] & V. Bromm[3]

[1] *Ciclo Básico Común, UBA, Argentina*
[2] *Insituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*
[3] *Department of Astronomy, University of Texas, Austin, EE.UU.*

Contact / mariaemilia.dr@gmail.com

Resumen / Exploramos la posibilidad de detectar las primeras galaxias con un telescopio genérico en el infrarrojo lejano y bandas submilimétricas aplicando un modelo analítico para la emisión de polvo primordial. Como se muestra en trabajos previos, las galaxias a corrimientos al rojo $z > 7$ experimentan una corrección K negativa fuerte de forma tal que sistemas de masas similares son más brillantes a mayores z. Más aún, a una dada masa y z, nuestro modelo predice que los flujos luminosos crecen proporcionalmente a los cocientes polvo-metal (D/M) de las fuentes primigenias. Evaluamos la observabilidad de las fuentes del modelo a diferentes $z > 7$ como función del área de sondeo observada ($\Delta\Omega$) y la sensibilidad (S) de un instrumento genérico. Asumiendo $\Delta\Omega \sim 10$ deg^2 y una plausible $S \sim 1$ μJy para un relevamiento en el futuro cercano, podríamos asegurar la detección de al menos una fuente típica con $D/M \sim 5 \times 10^{-3}$ a $z > 7$. Para $S \gtrsim 1$ μJy y $\Delta\Omega \lesssim 10$ deg^2, valores de D/M mayores que los típicos son requeridos para detectar al menos una fuente individual a $z > 7$. La observabilidad de las galaxias del modelo es también afectada por la distribución de tamaño de los granos de polvo, especialmente a altos z.

Abstract / We explore the possibility of detecting first galaxies with a generic far-infrared/sub-millimeter telescope by applying an analytical model of primordial dust emission. As shown in previous works, galaxies at redshifts $z > 7$ experience a strong negative K-correction in such a way that systems of similar masses are brighter at higher z. In addition, at a given mass and z, our model predicts that luminosity fluxes increase proportionally to the dust-to-metal ratios (D/M) of primeval sources. We evaluate the observability of model sources at different $z > 7$ as a function of the observed survey area ($\Delta\Omega$) and sensitivity (S) of a generic instrument. Assuming $\Delta\Omega \sim 10$ deg^2 and a plausible $S \sim 1$ μJy for a near future survey, we could assure the detection of at least one typical source with $D/M \sim 5 \times 10^{-3}$ at $z > 7$. For $S \gtrsim 1$ μJy and $\Delta\Omega \lesssim 10$ deg^2, higher than typical D/M are required to detect at least one individual source at $z > 7$. The observability of model galaxies is also affected by the size distribution of dust grains, specially towards higher z.

Keywords / galaxies: high-redshift — galaxies: evolution — galaxies: formation — galaxies: star formation — cosmology: theory

1. Introduction

With the advent of next-generation observational facilities operating at different wavelengths (e.g, the *James Webb Space Telescope* (JWST), the Square Kilometre Array (SKA) or the planned *Origins Space Telescope*, among others), the exploration of the early Universe is entering a golden age. In this context, first stars and galaxies constitute unique tools to test galaxy formation models (e.g. Bromm & Larson, 2004; Bromm et al., 2009; Bromm & Yoshida, 2011; Dayal & Ferrara, 2018). Thus, it is crucial to develop theoretical models that can make predictions regarding the nature and properties of primeval luminous sources in order to guide future surveys.

Given that *typical* dwarf galaxies at $z > 7$ are expected to have very low dust densities and, thus, low FIR fluxes, De Rossi & Bromm (2017) showed that their detection will be very challenging with current observatories. However, primeval galaxies at $z \gtrsim 7$ are promising targets for upcoming observational facilities. As discussed in De Rossi & Bromm (2019), future space-borne FIR telescopes could play a crucial role on the exploration of the nature and properties of the first dust-emitting galaxies at the very dawn of star formation. In this manuscript, we extend the work by De Rossi & Bromm (2019) by analysing in more detail the dependence of FIR fluxes on the dust-to-metal ratios (D/M) of first galaxies. We also explore in more detail the observability of model sources at $z > 7$ as a function of the observed sky area ($\Delta\Omega$) and sensitivity (S) of a generic FIR telescope.

2. Dust model

Dust emission was estimated using the methodology described in De Rossi & Bromm (2017) and De Rossi & Bromm (2019), which has proven to be useful for studying high-z galaxies (De Rossi et al., 2018). We referred the reader to those papers for a detail description of the dust model; here, we only present a brief summary of it.

A model galaxy consists of a dark matter halo hosting a central cluster of Pop II stars, surrounded by a mixed phase of gas and dust. Our standard model assumes a dust-to-metal mass ratio $D/M = 5 \times 10^{-3}$, a gas metallicity of $Z_{\rm g} = 5 \times 10^{-3}$ Z$_\odot$ and a star formation efficiency of $\eta = 0.01$, which are typical values expected

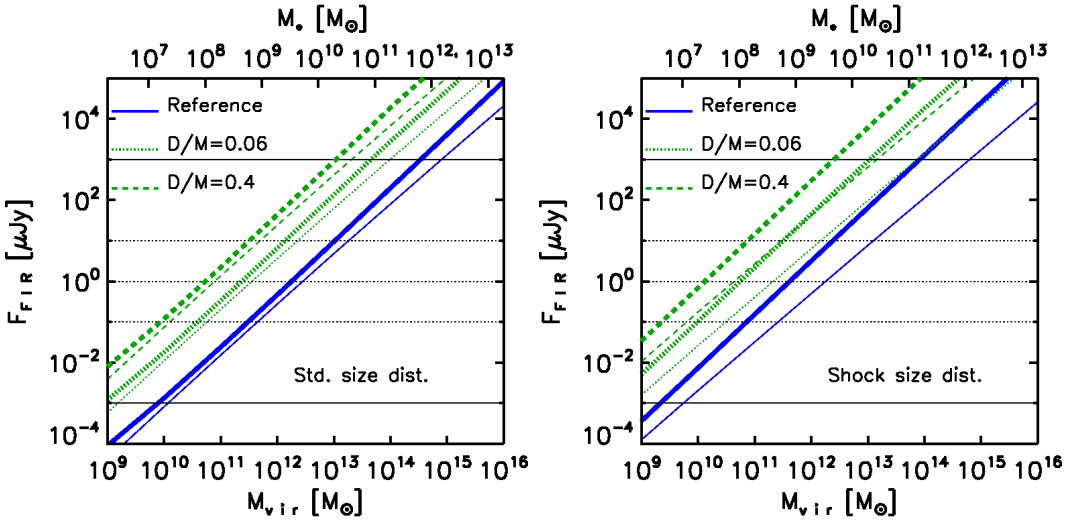


Figure 1: Impact of variations of the dust-to-metal ratio (D/M) on the $F_{\rm FIR} - M_{\rm vir}$ relation for the standard (left panel) and shock (right panel) grain size distributions at $z = 7$ (thin lines) and $z = 20$ (thick lines). For comparison, top axes show stellar mass. As a reference, horizontal lines indicate some characteristic sensitivity values discussed in De Rossi & Bromm (2019).

for first galaxies (Greif & Bromm 2006; Mitchell-Wynne et al. 2015; Schneider et al. 2016; see De Rossi & Bromm 2017, 2019 for more details regarding model parameters and the effects of their variations). The spectral energy distribution associated to stars was obtained from YGGDRASIL model grids (Zackrisson et al., 2011). We considered different silicon-based dust models given in (Cherchneff & Dwek, 2010). However, for the sake of clarity, we only present results corresponding to the so-called UM-ND-20 model (see De Rossi & Bromm 2017, for details). We have checked that other chemical compositions of dust lead to similar general trends. For the grain-size distribution, we adopted the 'standard' and 'shock' prescriptions used in Ji et al. (2014). Dust temperature ($T_{\rm d}$) was determined assuming thermal equilibrium and dust emissivity was estimated by applying the Kirchhoff's law for the estimated $T_{\rm d}$ profile.

By comparing plausible sensitivities of a generic instrument with the average observed fluxes ($F_{\rm FIR}$) of model galaxies at a reference FIR wavelength band ($\Delta\lambda = 250 - 750$ μm), we determined the lowest virial mass ($M_{\rm vir}$) that a galaxy should have to be detected at a given z. By combining our dust model for individual sources with the Sheth-Tormen mass function (Sheth et al., 2001), we estimated the projected number of detected sources that are located at redshift higher than z, within a given solid angle $\Delta\Omega$ (for a detail description of this methodology, see De Rossi & Bromm 2019).

3. Results

Fig. 1 shows the $F_{\rm FIR} - M_{\rm vir}$ relation as a function of D/M at $z = 7$ (thin lines) and 20 (thick lines). Results for the standard (left panel) and shock (right panel) grain size distributions are shown. We note that, for a given dust model, higher FIR fluxes are obtained for galaxies located at higher z. This is a consequence of the strong negative K-correction affecting primeval dust-emitting source at $z \gtrsim 7$ (see De Rossi & Bromm 2019, for a discussion). In addition, at a given mass, FIR fluxes increase almost proportionally to the increase of D/M, with higher fluxes obtained for the shock size distribution. Considering that next-generation FIR telescopes could reach a lowest sensitivity of ~ 1 μJy, we see that a minimum mass of $M_{\rm vir} \sim 10^{12}$ M$_\odot$ would be required to detect systems with typical $D/M = 5 \times 10^{-3}$ (reference case). For a higher $D/M = 0.4$ (0.06), the minimum mass limit would be $M_{\rm vir} \sim 10^{10-11}$ M$_\odot$ ($\sim 10^{10-11}$ M$_\odot$), with the exact value depending on z and the grain size distribution. Such values of $M_{\rm vir}$ correspond to very rare massive galaxies at $z \gtrsim 7$, which might be difficult to be find during blind surveys (De Rossi & Bromm, 2019).

In Fig. 2, we analyse the observability of primeval galaxies in the $\Delta\Omega$-S plane. In the left panel, we show the curves above (below) which the probability for detecting one individual source at $z > 7$ is $P(z > 7) = 1$ (< 1), considering different D/M and grain size distributions. We can see that, at a given $\Delta\Omega$, the minimum sensitivity required to assure at least one individual detection increases almost proportionally to D/M. For $\Delta\Omega = 0.1 - 10$ deg^2 and assuming $D/M = 5 \times 10^{-3}$, a sensitivity $S \lesssim 0.1 - 1$ μJy would be required to assure one detection at $z > 7$. For $\Delta\Omega = 0.1 - 10$ deg^2 and assuming a higher $D/M = 0.06$ (0.4), the required sensitivity would be $S \lesssim 1 - 10$ μJy ($S \lesssim 10 - 100$ μJy). In the case of a sensitivity $S \approx 1$ μJy (which could be a plausible value for a next-generation FIR telescope) and $D/M = 5 \times 10^{-3}, 0.06$ and 0.4, surveys areas $\Delta\Omega \gtrsim 1 - 10$ deg^2, $\gtrsim 10^{-3} - 10^{-2}$ deg^2 and $\gtrsim 10^{-4} - 10^{-3}$ deg^2 would be required to assure the detection of at least one individual source at $z > 7$.

In the middle and right panels of Fig. 2, we analyse the observability of sources located at redshifts higher than a given z, for the standard and shock size distribu-

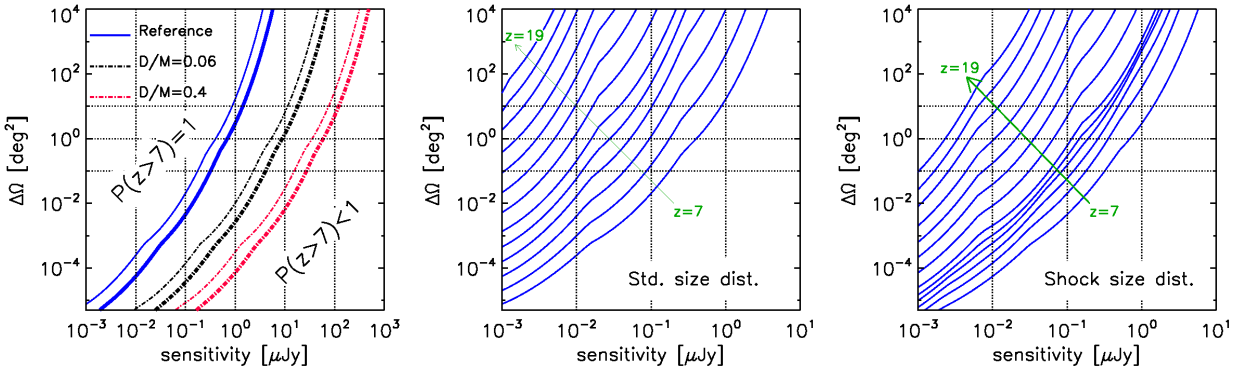


Figure 2: Constraints on the observability of FIR sources in the $\Delta\Omega$-sensitivity plane. Left panel: $\Delta\Omega$-sensitivity curves above (below) which the probability of detecting one individual source at $z > 7$ is $P(z > 7) = 1$ (< 1). Results are shown for different dust-to-metal ratios (D/M) considering the standard (thin lines) and shock (thick lines) size distributions. Middle and right panels: analysis of observability of sources at redshifts higher than z for $D/M = 5 \times 10^{-3}$ (reference model), considering the standard and shock size distributions, respectively. Results are shown for $z = 7 - 19$, with successive curves corresponding to variations of Δz=1 (i.e. $z = 7, 8, 9...$, etc).

tions, respectively. A reference value $D/M = 5 \times 10^{-3}$ has been adopted for these panels. For the standard size distribution, lower sensitivities and larger surveys areas are required for detecting sources at all analysed z, with such constraints being stronger towards higher z. Considering a $\Delta\Omega \lesssim 10$ deg^2 and a standard (shock) size distribution, $S \lesssim 1$, 0.1 and 0.01 μJy are required to detect at least one source at $z > 7$, 10 and 14 ($z > 7$, 13 and 18).

4. Conclusions

We explored the prospects of detecting the dust continuum emission from first galaxy populations with a generic FIR telescope. We analyse the FIR observed fluxes of these systems as a function of mass and redshift, considering also different dust-to-metal ratios and grain size distributions. According to our model, FIR radiation from first galaxies significantly depends on their dust content and dust properties. Assuming a sensitivity of $S \approx 1$ μJy for a next-generation telescope, we obtained that only rare massive systems could be detected at $z > 7$.

Combining our dust model for FIR emission of individual galaxies with the Sheth-Tormen mass function, we evaluated the observability of our galaxy population in the $\Delta\Omega - S$ plane. Assuming a sensitivity of $S \approx 1$ μJy and a typical $D/M = 5 \times 10^{-3}$, a $\Delta\Omega \gtrsim 10$ deg^2 would be required to detect at least one individual source at $z \gtrsim 7$. However, in the case of higher D/M, smaller survey areas are required.

Our results suggest that future FIR surveys could play a fundamental role on constraining the amount of dust in primeval galaxies at $z > 7$.

More information and results about this work are available in De Rossi & Bromm (2019).

Acknowledgements: MEDR thanks the Asociación Argentina de Astronomía for providing with partial financial support for attending its 61st annual meeting. MEDR is grateful to PICT-2015-3125 of ANPCyT (Argentina) and also to María Sanz and Guadalupe Lucia for their help and support. VB acknowledges support from NSF grant AST-1413501. We thank Alexander Ji for providing tabulated dust opacities for the different dust models used here. This work makes use of the Yggdrasil code (Zackrisson et al., 2011), which adopts Starburst99 SSP models, based on Padova-AGB tracks (Leitherer et al., 1999; Vázquez & Leitherer, 2005) for Population II stars.

References

Bromm V., Larson R.B., 2004, ARA&A, 42, 79
Bromm V., Yoshida N., 2011, ARA&A, 49, 373
Bromm V., et al., 2009, Nature, 459, 49
Cherchneff I., Dwek E., 2010, ApJ, 713, 1
Dayal P., Ferrara A., 2018, PhR, 780, 1
De Rossi M.E., Bromm V., 2017, MNRAS, 465, 3668
De Rossi M.E., Bromm V., 2019, ApJ, 883, 113
De Rossi M.E., et al., 2018, ApJ, 869, 4
Greif T.H., Bromm V., 2006, MNRAS, 373, 128
Ji A.P., Frebel A., Bromm V., 2014, ApJ, 782, 95
Leitherer C., et al., 1999, ApJS, 123, 3
Mitchell-Wynne K., et al., 2015, Nature Communications, 6, 7945
Schneider R., Hunt L., Valiante R., 2016, MNRAS, 457, 1842
Sheth R.K., Mo H.J., Tormen G., 2001, MNRAS, 323, 1
Vázquez G.A., Leitherer C., 2005, ApJ, 621, 695
Zackrisson E., et al., 2011, ApJ, 740, 13

Angular resolution at map level in the QUBIC instrument

M.M. Gamboa Lerena[1], C.G. Scóccola[1], P. Ade[2], J.G. Alberro[1], A. Almela[3], G. Amico[4], L.H. Arnaldi[5], D. Auguste[6], J. Aumont[7], S. Azzoni[8], S. Banfi[9,10], E.S. Battistelli[4,11], A. Baù[9,10], B. Bélier[12], D. Bennett[13], L. Bergé[14], J-Ph. Bernard[7], M. Bersanelli[15], M.A. Bigot-Sazy[16], N. Bleurvacq[16], J. Bonaparte[17], J. Bonis[6], A. Bottani[1], E. Bunn[18], D. Burke[13], D. Buzi[4], F. Cavaliere[15], P. Chanial[16], C. Chapron[16], R. Charlassier[16], A.C. Cobos Cerutti[3], F. Columbro[4,11], A. Coppolecchia[4,11], G. D'Alessandro[4,11], P. de Bernardis[4,11], G. De Gasperis[11,19], M. De Leo[4,29], M. De Petris[4,11], S. Dheilly[16], C. Duca[3], L. Dumoulin[14], A. Etchegoyen[3], A. Fasciszewski[17], L.P. Ferreyro[3], D. Fracchia[3], C. Franceschet[15], K. Ganga[16], B. García[3], M.E. García-Redondo[3], M. Gaspard[6], D. Gayer[13], M. Gervasi[9,10], M. Giard[7], V. Gilles[4], Y. Giraud-Heraud[16], M. Gómez Berisso[5], M. González[5], M. Gradziel[13], L. Grandsire[16], J-Ch. Hamilton[16], D. Harari[5], S. Henrot-Versillé[6], D.T. Hoang[16], F. Incardona[15], E. Jules[6], J. Kaplan[16], C. Kristukat[17], L. Lamagna[4,11], S. Loucatos[16], T. Louis[6], B. Maffei[20], S. Marnieros[14], W. Marty[7], S. Masi[4,11], A. Mattei[11], A. May[8], M. McCulloch[8], L. Mele[4,11], S. Melhuish[8], A. Mennella[15], L. Montier[7], L. Mousset[16], L.M. Mundo[1], J.A. Murphy[13], J.D. Murphy[13], F. Nati[9,10], E. Olivieri[14], C. Oriol[14], C. O'Sullivan[13], A. Paiella[4,11], F. Pajot[7], A. Passerini[9,10], H. Pastoriza[5], A. Pelosi[11], C. Perbost[16], M. Perciballi[11], F. Pezzotta[15], F. Piacentini[4,11], M. Piat[16], L. Piccirillo[8], G. Pisano[2], M. Platino[3], G. Polenta[21], D. Prêle[16], R. Puddu[22], D. Rambaud[7], P. Ringegni[1], G.E. Romero[23], M. Salatino[24], J.M. Salum[3], A. Schillaci[25], S. Scully[13,30], S. Spinelli[9], G. Stankowiak[16], M. Stolpovskiy[16], A.D. Supanitsky[3], A. Tartari[26], J.P. Thermeau[16], P. Timbie[27], M. Tomasi[15], S. Torchinsky[16], M. Tristram[6], G. Tucker[28], C. Tucker[2], D. Viganò[15], N. Vittorio[19], F. Voisin[16], F. Wicek[6], M. Zannoni[9,10] & A. Zullo[11]

[1] *The list of affiliations is provided at the end of the article.*

Contact / mgamboa@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Desde su descubrimiento en los años 1960, el fondo cósmico de microondas (CMB, por sus siglas en inglés) se ha convertido en una importante herramienta observacional para entender la física del universo temprano. El parámetro r, definido como la amplitud de las perturbaciones tensoriales relativas a las escalares, está acotado actualmente al rango $r < 0.056$. QUBIC es un instrumento terrestre diseñado para buscar señales muy débiles de los modos B en las anisotropías de la polarización a escalas angulares intermedias ($l \sim 30 - 200$). Para lograr este objetivo, QUBIC combina dos técnicas muy usadas en la comunidad CMB: interferometría y bolometría. En este trabajo calculamos la resolución angular de una simulación *end-to-end* con dos métodos independientes: *Fit* y *Sigma*. Concluimos que la reconstrucción que realiza el *software* es apropiada ya que la resolución medida con ambos métodos calibrados coincide con los valores teóricos de la resolución esperada.

Abstract / Since its discovery in the 1960s, the cosmic microwave background (CMB) radiation has become a very important observational tool to understand the physics of the early universe. The parameter r, defined as the relative amplitude of tensor to scalar perturbations, is currently constrained to the range $r < 0.056$. QUBIC is a ground-based instrument designed to search for very weak B-mode signals in polarization anisotropies at intermediate angular scales ($l \sim 30 - 200$). To achieve this goal, QUBIC combines two widely used techniques in the CMB community: interferometry and bolometry. In this work, we compute the angular resolution for an end-to-end simulation using two independent methods: *Fit* and *Sigma*. We conclude that the reconstruction performed by the software is appropriate since the resolution measured with both calibrated methods coincides with the theoretical value of the expected resolution.

Keywords / cosmic background radiation — early universe — instrumentation: interferometers

1. Introduction

The quest for the B-mode polarization of the cosmic microwave background (CMB) is one of the key goals of modern cosmology. Observing this mode appears to be the most powerful way to constrain Inflation models. The tensor-to-scalar ratio r, constrained via the primordial B modes in the CMB, is currently known to be $r < 0.056$, according to the Planck Collaboration (2018). However, detecting such a weak signal is an experimental challenge. In addition to high statistical sensitivity (requiring a large entrance aperture with the maximum number of sub-apertures, i.e. feedhorns, and a large focal plane well populated by detectors), future experiments will need excellent foreground removal and

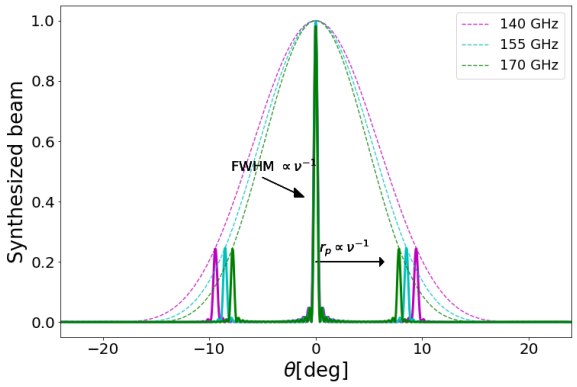


Figure 1: Radial cut of the normalized SB for 140 GHz (magenta), 155 GHz (cyan) and 170 GHz (green). The monochromatic SB changes for different frequencies. The distance r_p between the central and secondary peaks decreases with increasing frequency. The dashed line represents a Gaussian corresponding to the primary beam of a single horn for each frecuency.

unprecedented control of instrumental effects.

The Q&U Bolometric Interferometer for Cosmology (QUBIC), is a ground-based instrument that aims to measure the B-mode polarization anisotropy of the CMB (for details, see Mennella et al. 2019, García et al. 2019 , and references therein). It combines the sensitivity of transition edge sensors (TES) with the control of systematics allowed by the observation of interference fringe patterns (Bigot-Sazy et al. 2013) . A first module is planned to be installed at San Antonio de los Cobres, Salta, Argentina.

QUBIC will observe in two wide bands (25 %) centered at 150 GHz and 220 GHz. In this article, we focus on the 150 GHz focal plane. Since the synthesized beam (SB) is very well characterized, and thanks to the wide bandwidth, it is possible to reconstruct maps at many different subfrequencies within each frequency band. This spectral resolution defines QUBIC as a spectroimager. In Fig. 1 we see how the secondary peak locations, r_p, depend on frequency.

The aim of this work is to present a first approach to characterize the angular resolution of QUBIC instrument as modelled with the current software (pipeline). In Sec. 2., we explain the theoretical calculation of the SB. In Sec. 3., we show two independent methods developed to compute the resolution of reconstructed maps. We discuss our results for the measurements of the resolution with both methods in Sec. 4..

2. SB and theoretical resolution

The interference pattern is produced by the array of back-to-back horns and the optical combiner illuminating the focal plane. Depending on the number of open horns, n_h, the interference pattern will change due to the change in number of baselines.

The QUBIC pipeline simulates a full observation run, starting from an input simulated sky, x_ν, with $\nu \in (130, 170)$ GHz. The number of input maps has to be large enough to simulate a wide-band observation into the focal plane. Hence, we use 15 input sub-maps to build the Time Ordered Data (TOD) (see Stolpovskiy 2015 for details),

$$y = H_\nu \, \boldsymbol{x}_\nu + \mathbf{n}, \tag{1}$$

where $\mathbf{n}$ is the instrumental noise and H_ν the acquisition operator. Once we have the TOD, we invert Eq. (1) to reconstruct the observed sky, through the map-making procedure, $\boldsymbol{x_{\nu'}} = (H^T N^{-1} H)^{-1} H^T N^{-1} y$, where N is the noise covariance matrix and ν' are the frequencies at reconstruction, different from the ones used to build the TOD.

As shown in Eq. (1), the TOD depends on the H_ν operator, which in turn depends on instrument configuration and scanning strategy. Once the instrumental configuration is set, the SB is well determined. By modelling the horn array as a regular square grid of P horns on a side spaced by a distance Δx, the SB can be analytically computed (see Battistelli et al. 2011 and Stolpovskiy 2015 for a detailed explanation) and it is straightforward to define the theoretical full width at half maximum (FWHM_T) as

$$\mathrm{FWHM_T} = \frac{\lambda}{P\Delta x}. \tag{2}$$

3. Fit and Sigma methods

In order to measure the angular resolution of the reconstructed map, we developed two independent methods, namely *Fit* and *Sigma*. The resolution is tested by applying the map-making procedure of QUBIC with a point source convolved at the corresponding frequency. This corresponds to a single non-zero pixel in a HEALPix* (Górski et al. 2005) projection map, which is afterwards smoothed using a Gaussian symmetric beam with FWHM given by

$$\mathrm{FWHM}(\nu) = \sqrt{8 \ln 2}\, \sigma(\nu). \tag{3}$$

The *Fit* method performs a normalized 2D asymmetric Gaussian fit to the maps, and as a result gives a two-axis mean dispersion of the fitted function. The model used to fit the location (x_c, y_c) and dispersion σ_x, σ_y is $M(x,y) = A \exp\left(-\frac{(x-x_c)^2}{2\sigma_x^2} - \frac{(y-y_c)^2}{2\sigma_y^2}\right)$, with an effective $\sigma = \sqrt{\sigma_x \sigma_y}$. For a nearly symmetric Gaussian, as in our case, we can approximate $\sigma = (\sigma_x + \sigma_y)/2$, to first order in the expansion of the square root. Finally, using Eq. (3), we compute the FWHM for that frequency.

The *Sigma* method computes the variance of a map, considering the map as a probability distribution function (PDF), $M^{PDF}(x,y)$. Since we are considering the map as a PDF, all of its values must be positive, and the function must be normalized ($\int M(x,y) dx dy = 1$). Reconstructed maps, in general, can have some negative values, so we need to set a cutoff in the map. All values below the given cutoff level are set to zero. Then, σ is mathematically defined as $\sigma^2 = \int x^2 m^{PDF}(x) \mathrm{d}x -$

*http://healpix.sourceforge.net

Table 1: Parameters used for calibration of the methods and the QUBIC pipeline. The parameter P is configured as if the Full Instrument (FI) was used. The HEALPix parameters NSIDE and RESO are used for the projection of the maps.

Parameter	value
P (FI)	20
Δx	1.4 cm
ν	150 GHz (25 % bandwidth)
NSIDE	256
RESO	1.5

$\left(\int x m^{PDF}(x)\mathrm{d}x\right)^2$, where $m^{PDF}(x)$ is the marginalization of M over y-axis. Then, using Eq. (3) we compute the FWHM.

The parameters used for calibration and QUBIC simulations are summarized in Table 1. Eq. (2) with parameters values from Table 1 reads

$$\mathrm{FWHM_T}\ [^\circ] = 61.34\,\nu^{-1}\ [\mathrm{GHz}]. \quad (4)$$

3.1. Calibration of the methods

Before measuring the angular resolution of the instrument, we need to calibrate the methods. The calibration consists in measuring the resolution of a point source smoothed at a given frequency with a given method m, FWHM^m and computing the difference with the theoretical resolution $\mathrm{FWHM_T}$. The calibration was done using 50 equi-spaced values in the domain of $\nu \in (130, 170)$ GHz. For each frequency, a monte carlo simulation was carried out, and the results were averaged to obtain a measurement of the angular resolution.

The measured resolution is sensitive the HEALPix RESO and NSIDE parameters, for the projection and resolution of the map, respectively. The parameter NSIDE is chosen in such a way that the pixel resolution does not interfere with QUBIC resolution. To avoid loss of resolution due to the HEALPix projection, we set NSIDE = 256, corresponding to a pixel resolution of $13.7'$. For QUBIC, that resolution corresponds to a frequency of 268 GHz, which is out of the frequency range of interest. With those considerations, we perform a Monte Carlo simulation to calibrate the methods. The average difference between $\mathrm{FWHM_T}$ and $\mathrm{FWHM}^{\mathrm{Fit}}$ is $0.05^\circ \pm 0.01^\circ$, and between $\mathrm{FWHM_T}$ and $\mathrm{FWHM}^{\mathrm{Sigma}}$ is $0.03^\circ \pm 0.01^\circ$.

4. Results and discussion

After the methods are calibrated, we carry out a full simulation of an observation of a point source emitting in the broad band centered at 150 GHz. For the simulation, we use the QUBIC pipeline with the parameters in Table 1.

In Fig. 2 we show, in the upper figure, the measured values (light blue dots) of the FWHM computed with *Sigma* method and the calibrated (unbiased) values (blue dots). Dotted vertical lines represent the frequencies used to simulate the TOD. Each subpanel corresponds to an independent reconstruction using the same TOD. From the simulated TOD we can reconstruct a number of maps N_{rec} inside the band considered. We reconstructed the maps for six different $N_{rec} = 3, 4, 5, 6, 7$ and 8, while $N = 15$ was used to build the TOD. The lower figure shows the same results but for the measurements using the *Fit* method. We include the theoretical values of the FWHM for each frequency in black dots.

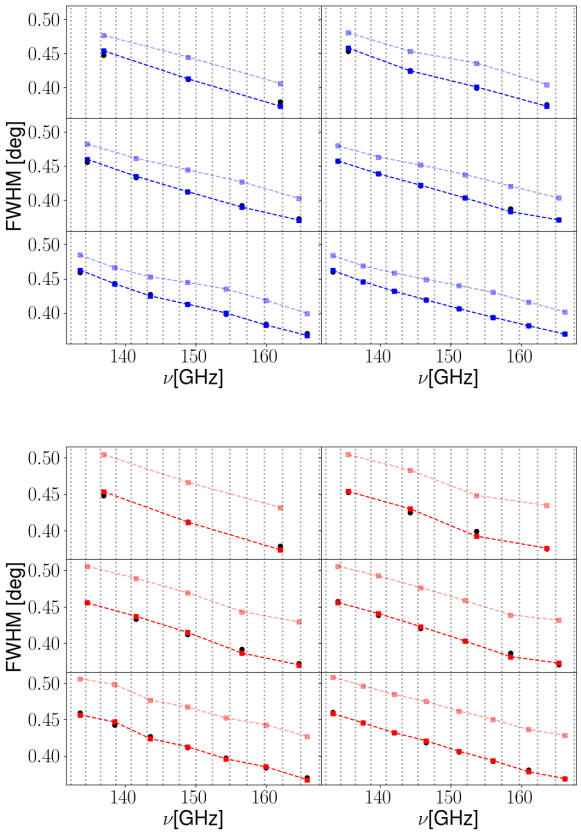


Figure 2: Theoretical values of the FWHM for each frequency (black dots). Light-color dots represent the measured values. Bold-color dots represent unbiased values using the calibration of each method. The upper (bottom) pannel shows measurements done with the *Sigma* (*Fit*) method. The dotted vertical lines represent the input frequency used to simulate a continuous input map to create the TOD.

The calibrated measured angular resolution for the output bands is acceptably unbiased: the maximum difference with respect to the theoretical value is up to 1.69% for the *Sigma* method, and up to 1.71 % for the *Fit* method.

5. Conclusions

In this article we show that the calibration for each of the methods defined to measure the FWHM is well understood, and we present the parameters that should be taken into account when doing QUBIC simulations.

The aim of this work was to present a first approach to characterize the angular resolution of QUBIC instrument. Another approach could be the scanning on point-like sources (i.e. planet or primary calibrators). In future works, we will advance on this direction.

The parameter r, relevant for inflationary models, is computed from the power spectrum of the anisotropies in temperature of the CMB polarization, i.e. Fourier transform of two point correlations function of the anisotropies in temperature. Motivated by this, we will next extend this study to the spectrum level. On the other hand, a computation of the ellipticity of the beam should be done, in order to have a more complete characterization of the beam. Furthermore, effects on angular resolution related to polarization issues should be also studied.

References

Battistelli E., et al., 2011, Astropart. Phys., 34, 705–716

Bigot-Sazy M.A., et al., 2013, A&A, 550, A59

García B., et al., 2019, Science Reviews from the end of the world (In press)

Górski K.M., et al., 2005, ApJ, 622, 759

Mennella A., et al., 2019, Universe, 5, 42

Planck Collaboration, 2018, arXiv e-prints, arXiv:1807.06209

Stolpovskiy M., 2015, Phd thesis, `http://theses.md.univ-paris-diderot.fr/STOLPOVSKIY_Mikhail_2_va_20161125.pdf`

List of affiliations

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

[2] *Cardiff University, Cardiff, Reino Unido*

[3] *Instituto de Tecnologías en Detección y Astropartículas, CNEA–CONICET–UNSAM, Argentina*

[4] *Università di Roma, La Sapienza, Roma, Italia*

[5] *Centro Atómico Bariloche e Instituto Balseiro, CNEA, Argentina*

[6] *Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, Centre National de la Recherche Scientifique – Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules, Orsay, Francia*

[7] *Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie, Centre National de la Recherche Scientifique – Institut National des Sciences de l'Univers, Toulouse, Francia*

[8] *University of Manchester, Manchester, Reino Unido*

[9] *Università degli Studi di Milano-Bicocca, Milano, Italia*

[10] *Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Milano Bicocca, Milano, Italia*

[11] *Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Roma, Roma, Italia*

[12] *Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies, Orsay, Francia*

[13] *National University of Irleland, Maynooth, Irlanda*

[14] *Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse, Centre National de la Recherche Scientifique – Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules, Orsay, Francia*

[15] *University of Milan, Dept. of Physics, Milano, Italia*

[16] *Astroparticule et Cosmologie, Centre National de la Recherche Scientifique – Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules, Paris, Francia*

[17] *Comisión Nacional De Energia Atómica, Argentina*

[18] *Richmond University, Richmond, EE.UU.*

[19] *Università di Roma Tor Vergata, Roma, Italia*

[20] *Institut d'Astrophysique Spatiale, Centre National de la Recherche Scientifique – Institut National des Sciences de l'Univers, Orsay, Francia*

[21] *Agenzia Spaziale Italiana, Rome, Italia*

[22] *Instituto de Astrofísica, Pontificia Universidad Católica de Chile, Santiago, Chile*

[23] *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET–CICPBA, Argentina*

[24] *Kavli Institute for Particle Astrophysics and Cosmology, Stanford, EE.UU.*

[25] *California Institute of Technology, Pasadena, EE.UU.*

[26] *Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Pisa, Pisa, Italia*

[27] *University of Wisconsin, Madison, EE.UU.*

[28] *Brown University, Providence, EE.UU.*

[29] *Department of Physics, University of Surrey, Guildford, Reino Unido*

[30] *Institute of Technology Carlow, Carlow, Irlanda*

Anisotropías en el apagado de galaxias en las afueras de cúmulos

J.M. Salerno[1], H.J. Martínez[1,2], H. Muriel[1,2], V. Coenda[1,2] & B. Vulcani[4]

[1] *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET–UNC, Argentina*
[2] *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*
[3] *Osservatorio Astronomico di Padova, INAF, Padova, Italia*

Contacto / jsalerno@oac.unc.edu.ar

Resumen / Estudiamos los efectos del entorno en el apagado de galaxias en las afueras de cúmulos del relevamiento espectroscópico OmegaWINGS ($0.04 < z < 0.08$). Utilizamos las galaxias de los cúmulos OmegaWINGS que están unidos a cúmulos de galaxias a través filamentos. Estudiamos de forma separada a las galaxias ubicadas en dos regiones en las afueras de estos cúmulos de acuerdo a si están ubicadas o no en dirección de filamentos. Encontramos que la fracción de galaxias pasivas en las afueras de los cúmulos son intermedias entre la de los cúmulos y la del campo. Además, encontramos evidencia de un apagado más efectivo en la dirección de los filamentos. También analizamos la abundancia de galaxias con reciente estallido de formación estelar en las afueras de los cúmulos, enfocando nuestro estudio en dos conjuntos extremos de galaxias según su posición en el espacio de las fases: galaxias *backsplash* y galaxias que están cayendo por primera vez.

Abstract / We study the effects of the environment on galaxy quenching in the outskirts of clusters of the spectroscopic survey OmegaWINGS ($0.04 < z < 0.08$). We use the OmegaWINGS galaxies clusters that are linked to other groups/clusters by filaments, and study separately galaxies located in two regions in the outskirts of these clusters according to whether they are located towards the filaments' directions or not. We find a fraction of passive galaxies in the outskirts of clusters intermediate between that of the clusters and the field. We find evidence of a more effective quenching in the direction of the filaments. We also analyse the abundance of post-starburst galaxies in the outskirts of clusters focusing our study on two extreme set of galaxies according to their phase-space position: backsplash galaxies and true infaller galaxies.

Keywords / galaxies: evolution — galaxies: clusters: general — galaxies: groups: general — galaxies: star formation — galaxies: statistics

1. Introducción

Es bien sabido que el entorno afecta a las propiedades de las galaxias, como la formación estelar, la morfología, la luminosidad, el color, el contenido de gas y la estructura de sus sub-sistemas. Los cúmulos de galaxias son los objetos más masivos en equilibrio virial que se pueden encontrar en el Universo. Estos sistemas crecen por la acumulación de galaxias y grupos de galaxias desde sus alrededores, preferentemente a través de los filamentos y, en menor medida, desde otras direcciones. El entorno de los cúmulos se caracteriza por un pozo de potencial gravitacional profundo y por un medio intra cúmulo (MIC) que se llena con gas ionizado caliente. Dentro de los cúmulos, las galaxias tienen propiedades que difieren de las del campo. Las galaxias que pasan a través del MIC a altas velocidades sufren el fenómeno de presión de barrido que puede eliminar una fracción importante del gas frío (Gunn & Gott 1972, Abadi et al. 1999), con la consiguiente disminución de sus tasas de formación estelar (SFR, por sus siglas en inglés). El viaje de una galaxia a través del MIC también puede eliminar el gas caliente de la galaxia, mecanismo conocido como estrangulación (Larson et al. 1980; McCarthy et al. 2008).

El objetivo de este trabajo es comprender los efectos de los filamentos sobre las galaxias comparando propiedades en las afueras de cúmulos, teniendo en cuenta si están cayendo desde filamentos o desde otras direcciones. El enfoque del estudio es el apagado estelar. El apagado de galaxias puede entenderse como una interrupción de cualquiera de las condiciones necesarias para la formación estelar, lo que genera que una galaxia se vuelva pasiva (PAS).

2. Datos y Entornos

Los cúmulos de galaxias utilizados en este artículo son una submuestra extraída del relevamiento espectroscópico OmegaWINGS (en adelante OW, Moretti et al. 2017). Un relevamiento de multiple longitud de onda diseñado para cubrir las afueras de 76 cúmulos ricos, con un rango de desplazamiento al rojo de $0.04 \leq z \leq 0.07$ (Gullieuszik et al., 2015; Moretti et al., 2017). Todos nuestros cálculos se han realizado pesando cada galaxia para corregir por incompletitud geométrica y de magnitud. La muestra espectroscópica final incluye 14.801 galaxias en 35 cúmulos con una completitud espectroscópica superior al 50 %. Las galaxias OW se han clasificado según sus características espectrales en tres tipos diferentes: pasivas (PAS), con línea de emisión (LEM, galaxias con formación estelar) y con reciente es-

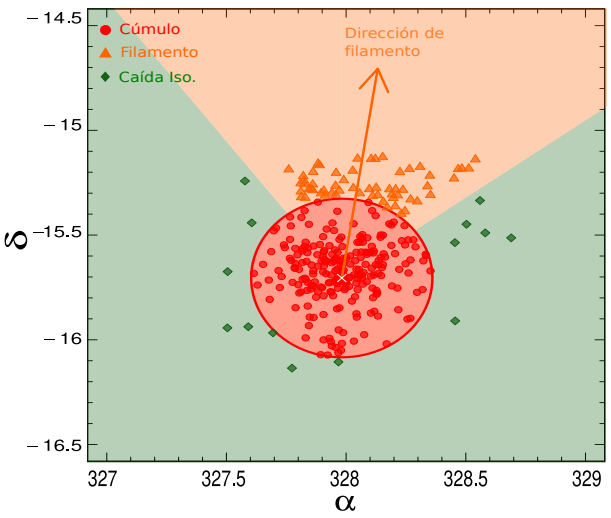


Figura 1: Ejemplo de los diferentes entornos en un cúmulo OmegaWINGS. El círculo corresponde a R_{200}. La flecha naranja indica la dirección hacia el filamento. Las galaxias en el cúmulo se muestran como círculos rojos. Las galaxias que caen isotrópicamente se muestran como diamantes verdes, mientras que los triángulos naranjas representan galaxias en la región de filamento.

Tabla 1: Número de galaxias por entorno y el tipo espectral.

	Campo	Caída Iso.	Filamentos	Cúmulos
Total	371	107	258	4604
PAS	60	41	174	2572
EML	5	5	16	355

tallido de formación estelar (PS). Estas últimas se caracterizan por brote de formación estelar reciente, sin presentar formación estelar en los ultimos $\sim 10^7$ años.

La identificación de filamentos se realizó en una muestra independiente de grupos, identificados en el relevamiento Six Degree Field Galaxy Survey (6df, Jones et al. 2004) en la misma área angular y mismo rango de corrimiento al rojo que los cúmulos OW, siguiendo el mismo procedimiento utilizado en Martínez et al. (2016). Luego hicimos una correlación entre los centros de los cúmulos OW y los nodos de los filamentos en el 6df. Hemos encontrado 14 coincidencias que constituyen nuestra submuestra de cúmulos OW.

La selección de galaxias en las afueras de los cúmulos se realizó priorizando la completitud sobre la pureza. En consecuencia, consideramos como las regiones periféricas de los cúmulos el volumen proyectado más allá de R_{200} y $|\Delta V| = |\bar{V} - V_{\rm gal}| \leq 4\,\sigma$, donde $\bar{V}$ y $V_{\rm gal}$ son la velocidad en la línea de la visual del cúmulo y de la galaxia, respectivamente, y σ es la dispersión de la velocidad radial.

Clasificamos las galaxias que cumplen con los criterios antes mencionados en dos categorías: i) consideramos que son galaxias que caen a lo largo de filamentos (en adelante FG) a aquellas que están ubicadas dentro de 45° de la dirección (proyectada) entre el cúmulo y el otro nodo del filamento (en lo sucesivo, dirección de filamento), y, ii) galaxias que caen isotrópicamente (de ahora en adelante, IG) a las que se encuentran fuera de la dirección de filamento. Para fines de comparación, también consideramos una muestra de galaxias en cúmulos que consisten en todas las galaxias OW con una distancia proyectada dentro de R_{200} del centro del cúmulo y la velocidad de la línea de visión $|\Delta V| \leq \sigma$. Además, construimos una muestra de galaxias de campo, que incluye todas las galaxias en todo el campo de visión de los cúmulos OW con $|\Delta V| > 4\sigma$. El número de galaxias por entorno y tipo espectral se muestra en la Tabla 1. En la Fig. 1 mostramos un ejemplo de un cúmulo OW, y las galaxias correspondientes a las muestras descritas anteriormente (excepto campo).

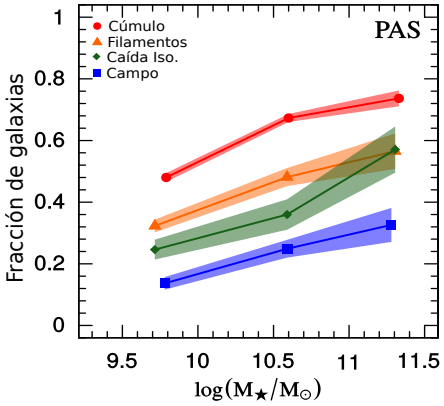


Figura 2: Fracción de galaxias PAS en función de la masa estelar. Las barras de error se calcularon con la técnica de remuestreo *bootstrap*.

3. Resultados

La fracción de galaxias PAS en función de la masa estelar y el entorno se puede ver en la Fig. 2. Hemos considerado tres bines de masa $\log(M_\star/M_\odot) : 9.3 - 10.0$, $10.0 - 10.7$ y $10.7 - 11.4$. Podemos observar claramente que el entorno afecta la abundancia relativa de galaxias PAS. Como es de esperar, la fracción de galaxias PAS aumenta con la masa en todos los entornos. A pesar de que la masa estelar es el factor dominante detrás del apagado, el entorno hace la diferencia. Para una dada masa estelar, en los cúmulos, la fracción de galaxias PAS toma los valores más altos, seguidos en orden decreciente por FG e IG, y la fracción más baja corresponde al campo. Para el bin de masa más bajo, la fracción de galaxias pasivas en el campo está muy por debajo de 0.2, una indicación de la ineficiencia del campo para apagar estas galaxias. La fracción de galaxias PAS masivas en cúmulos es mayor que 0.7, lo que sugiere que, además de los procesos internos, el entorno de cúmulos es muy eficiente para apagar estas galaxias.

La comparación entre IG y FG muestra que, para los dos bines de masa más bajos, la fracción PAS es más alta para las galaxias que caen a lo largo de los filamentos que las que lo hacen isotrópicamente. Estos resultados están de acuerdo con los hallazgos de Martínez et al. (2016) y Salerno et al. (2019) en las afueras de grupos de galaxias con desplazamiento al rojo bajo y alto, respectivamente. Nuestros resultados indican que las afueras

de los cúmulos pueden preprocesar galaxias, contribuyendo significativamente a el apagado de la formación estelar, y también que los filamentos son más efectivos para hacerlo que la de caída región isotrópica.

Desde el punto de vista de la espectroscopía, las galaxias PS pueden estudiarse a través de la presencia de galaxias E + A (Dressler & Gunn 1983). Fritz et al. (2014) usa los tipos espectrales k + a y a + k para clasificar las galaxias PS en las galaxias OW.

Como se puede ver en la Tabla 1, la fracción de galaxias PS aumenta a medida que avanzamos del campo a entornos más densos. El porcentaje de PS en la región de caída isotrópica es menor que en la región del filamento. Sin embargo, el pequeño número de galaxias PS en nuestras muestras de campo e IG nos impide tener una estimación confiable de la incertidumbre involucrada, lo que no nos permite evaluar la importancia del resultado. Nuestros datos indican que la fracción de PS en los filamentos es menor que en los cúmulos.

De los Rios et al. (en preparación) utilizan simulaciones numéricas para analizar las órbitas de las galaxias en cúmulos. En especial, las órbitas de las galaxias de *backsplash* (BACK, de ahora en adelante), estas son galaxias que han pasado cerca del centro del cúmulo desde su caída y ahora están más allá del radio virial. Estos autores encuentran que casi la mitad de las galaxias recorren esta órbita en menos de 1.5×10^7 años. Con el fin de probar la hipótesis de que algunas de las galaxias PS en las afueras de los cúmulos son BACK, aplicamos el criterio propuesto por Muriel & Coenda (2014) para seleccionar las galaxias, tanto BACK como las que estan cayendo por primera vez (galaxias NINF). Para estos autores, las galaxias en las afueras de los cúmulos con ($R > R_{200}$) $|\Delta V|/\sigma > 0.5$ tienen una alta probabilidad de ser BACK. Por el contrario, las galaxias en las afueras con $|\Delta V|/\sigma > 1$ se consideran galaxias NINF. El panel izquierdo de la Fig. 3 se muestra el diagrama de fase proyectado de las galaxias de nuestras muestras, esto es, la velocidad de la galaxia en la línea de la visión normalizada a la dispersión de velocidades del cúmulo en función de R/R_{200}. En el panel derecho de la Fig. 3 presentamos la fracción de galaxias BACK y NINF en función de la clasificación es complejo....espectral y el entorno en las afueras de los cúmulos. Como se puede ver, la mayoría (69 %) de las galaxias PS en la región del filamento son BACK. Solo el 15 % de las galaxias PS son NINF. Las galaxies PAS muestran un 45 % de BACK y un 33 % de NINF. Estos números apoyan el escenario en el que la mayoría de las galaxias PS en la región del filamento en las afueras de los cúmulos se apagaron previamente a menores distancias del centro del cúmulo. En la región de caída isotrópica, los resultados muestran una tendencia similar, sin embargo, el bajo número de galaxias PS en esta región hace que sea muy difícil obtener resultados concluyentes.

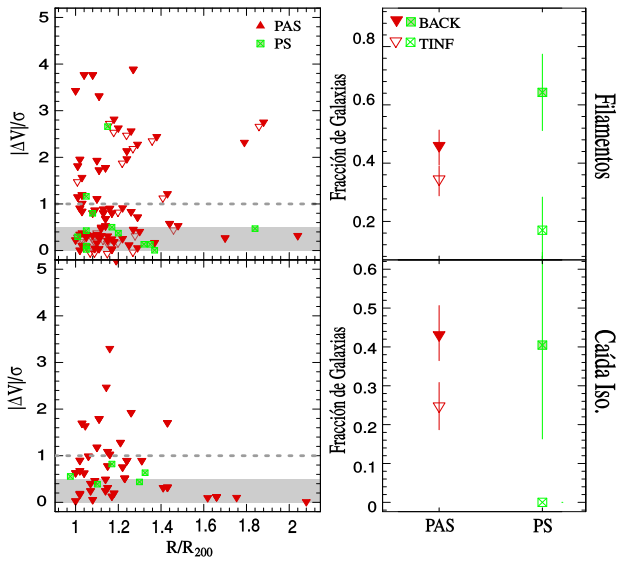


Figura 3: *Izquierda* Diagrama de fases proyectado. Las regiones grises muestran las galaxias BACK. Las líneas discontinuas grises indican el límite inferior de las galaxias NINF. Las galaxias pasivas se muestran en triángulos rojos y las galaxias PS en símbolos verdes. *Derecha* Fracción de galaxias en función de tipo espectral. Las galaxias BACK se muestran en símbolos sólidos y NINF en símbolos abiertos.

4. Conclusiones

En las afueras de los cúmulos encontramos que la fracción de galaxias pasivas es intermedia entre las correspondientes a los cúmulos y al campo. Además, encontramos evidencia de un apagado más efectivo en la dirección de los filamentos. Estos resultados están de acuerdo con un escenario en el que el preprocesamiento de galaxias antes de caer a los cúmulos es más efectivo en filamentos (Martínez et al., 2016; Salerno et al., 2019).

Utilizamos las posiciones en el espacio de las fases de las galaxias en las afueras de los cúmulos para enfocar nuestro análisis en dos conjuntos de galaxias: BACK y NINF. Encontramos que es probable que hasta $\sim 70\,\%$ de las galaxias PS en la dirección de los filamentos sean BACK; este número cae a $\sim 40\,\%$ en la región de caída isotrópica. El hecho que la mayoría de las galaxias PS en filamentos sean BACK sugiere que se apagaron dentro de los cúmulos, por lo que los filamentos no serían muy eficientes en apagar la formación estelar en el presente.

Referencias

Abadi M.G., Moore B., Bower R.G., 1999, MNRAS, 308, 947
Dressler A., Gunn J.E., 1983, ApJ, 270, 7
Fritz J., et al., 2014, A&A, 566, A32
Gullieuszik M., et al., 2015, A&A, 581, A41
Gunn J.E., Gott J.R.I., 1972, ApJ, 176, 1
Jones D.H., et al., 2004, MNRAS, 355, 747
Larson R.B., Tinsley B.M., Caldwell C.N., 1980, ApJ, 237,
Martínez H.J., Muriel H., Coenda V., 2016, MNRAS, 455,
McCarthy I.G., et al., 2008, MNRAS, 383, 593
Moretti A., et al., 2017, A&A, 599, A81
Muriel H., Coenda V., 2014, A&A, 564, A85
Salerno J., Martínez H.J., Muriel H., 2019, MNRAS, 484, 2

Evolution of passive galaxies in the SAG model

T. Hough[1,2], S.A. Cora[1,2] & C.A. Vega-Martínez[3]

[1] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[2] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[3] *Departamento de Física y Astronomía, Universidad de La Serena, La Serena, Chile*

Contact / tomas@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Las galaxias presentan una distribución bimodal cuando son discriminadas por su tasa de formación estelar o su color, y pueden ser clasificadas como galaxias "formadoras de estrellas" (SF, por sus siglas en inglés) o "pasivas". En este trabajo, estudiamos la evolución de galaxias pasivas combinando el modelo semianalítico de formación y evolución de galaxias Semi-Analytic Galaxies (SAG) con la simulación de materia oscura MultiDark MDPL2. Enfocamos el análisis en los corrimientos al rojo: $z = 0$, 0.49 y 1.032. Encontramos que el modelo SAG reproduce correctamente la masa estelar característica crítica que separa los regímenes de galaxias predominantemente pasivas del de las predominantemente SF. Notamos una deficiencia de galaxias centrales pasivas a masas estelares intermedias ($9.8 < \log(M_\star/\mathrm{M}_\odot) < 10.7$) para $z \lessapprox 1$. El modelo también predice un exceso de galaxias de alta masa para $z \lessapprox 0.5$. Estos resultados indican que el domimio relativo entre los procesos de retroalimentación del núcleo galáctico activo y las supernovas no es capturado adecuadamente por el estado actual del modelo.

Abstract / Galaxies present a bimodality when are separated by star formation rate or color, and can be broadly classified as "star-forming" (SF) or "passive".We study the evolution of passive galaxies by combining the semi-analytic model of galaxy formation and evolution Semi-Analytic Galaxies (SAG) with the dark matter MultiDark simulation MDPL2. The analysis is focused on redshifts $z = 0$, 0.49 and 1.032. We find the SAG model to correctly reproduce the characteristic critical stellar mass which separates the regimes of galaxies which are predominantly passive from that of those predominantly SF. We note a lack of passive central galaxies at intermediate stellar mass ($9.8 < \log(M_\star/\mathrm{M}_\odot) < 10.7$) for $z \lessapprox 1$. The model also predicts an excess of high-mass galaxies established for $z \lessapprox 0.5$. These results indicate that the relative prevail between AGN and supernovae feedback is not accurately captured by the current state of the model.

Keywords / galaxies: evolution — galaxies: high-redshift — methods: numerical

1. Introduction

The star formation rate (SFR) is one of the fundamental properties in the study of galaxy evolution. Local galaxies present a bimodal distribution both in the SFR−stellar mass plane (e.g. Kauffmann et al., 2003; Weinmann et al., 2010; Peng et al., 2010), and colour-magnitude and colour-colour relationships (e.g. Baldry et al., 2004; Muzzin et al., 2013), meaning that galaxies can be broadly categorized as either actively star-forming (SF) or passive systems. This bimodality persist up to $z \sim 2.0$ (Fossati et al., 2017; Muzzin et al., 2013). Although these populations are comparable in total stellar mass at $z \sim 1$, the quiescent galaxy population has almost doubled in stellar mass density over the past ~ 7 Gyr (Faber et al., 2007; Girelli et al., 2019), meaning that galaxies are being quenched, loosing their hability to form new stars.

Both numerical and observational studies show that central galaxies (those residing at the centres of their host dark matter haloes) and satellite galaxies (those orbiting in the group potential) are more likely to be quenched as their stellar masses increase (Wetzel et al., 2013; Cora et al., 2018). SF in central galaxies is mainly suppressed by AGN feedback, which is dominant for galaxies with stellar mass $\log(M_\star/\mathrm{M}_\odot) > 10.5$. In the case of satellites, the likelihood of being quenched increases depending on whether they reside in a high density environment or not (Bahé & McCarthy, 2015; Fossati et al., 2017; Cora et al., 2019). The quiescent or quenched fraction (Fq) has been widely used to study the relationship between star-formation, stellar mass content and environment at the present epoch (Peng et al., 2010; Wetzel & et al., 2012; Lemaux et al., 2019) and up to $z \sim 1.5$ (Muzzin et al., 2013; Nantais et al., 2016).

Our semi-analytic model of galaxy formation Semi-Analytic Galaxies (SAG)(Cora et al., 2018), has successfully reproduced the aforementioned relationships for local galaxies. This supports the use of SAG to extend the analysis to high redshifts. The aim is to determine the main physical processes that give raise to the evoution of the fraction of quenched galaxies. However, one drawback of our predictions is a deficiency of passive galaxies at intermediate stellar mass at $z = 0$. The purpose of this work is to identify the source of such deficiency in order to improve the aspect of the model responsible for it. We evaluate different properties of the population of passive and SF galaxies in the redshift range $z \lesssim 1$.

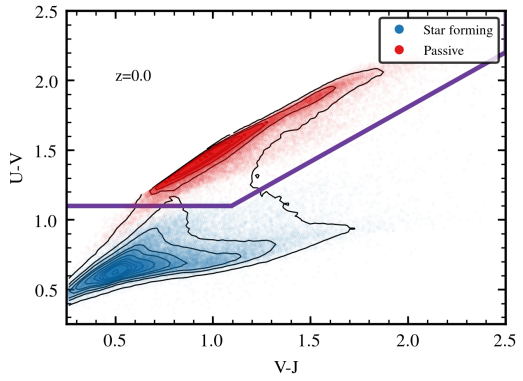


Figure 1: U-V vs V-J color diagram at $z = 0$. Contours represent the density of galaxies, while individual galaxies are colored according to their specific star-formation rate (sSFR): red dots represent passive galaxies ($\log(\mathrm{sSFR}) < -10.7$), and blue dots depict SF galaxies ($\log(\mathrm{sSFR}) \geq -10.7$). Solid purple line represents the criteria we adopt to separate both populations.

2. Galaxy formation model

We use an hybrid model of galaxy formation that combines our semi-analytic model of galaxy formation SAG with the cosmological dark matter (DM) MultiDark simulation MDPL2, which is part of the CosmoSim* database. This simulation follows the evolution of 3840^3 particles within a box of side-length 1 h^{-1} Gpc, with a mass resolution $m_\mathrm{p} = 1.5 \times 10^9\ h^{-1}\,\mathrm{M}_\odot$ per DM particle (Klypin et al., 2016). It is consistent with a flat ΛCDM model characterised by Planck cosmological parameters $\mathrm{H}_0 = 67.77\ \mathrm{km\,s^{-1}\,Mpc^{-1}}$, $\Omega_\Lambda = 0.693$, $\Omega_\mathrm{M} = 0.307$, and $\Omega_\mathrm{B} = 0.048$ (Planck Collaboration et al., 2016).

SAG includes the effects of radiative cooling of hot gas, star formation, feedback from SN explosions, chemical enrichment (Cora, 2006; Collacchioni et al., 2018), AGN feedback, starbursts triggered by disc instabilities or galaxy mergers (Lagos et al., 2008) , and the gradual removal of the hot gas halo of satellite galaxies by ram-pressure and tidal stripping (Cora et al., 2018).

3. Passive and star-forming galaxies

As it is observationally challenging to infer the SFR, photometric analysis is widely used to classify galaxies. In particular, the UVJ diagram is useful to separate SF from passive population, as the $U - V$ color separates red from blue galaxies and $V - J$ color separates dusty SF from passive galaxies (Whitaker et al., 2011).

Fig. 1 shows the $U - V$ vs. $U - J$ color distribution for SAG model galaxies at $z = 0$. A clear bimodality can be appreciated from the contours. Moreover, we identify passive and SF galaxies according to their sSFR: red (blue) dots are passive (SF) galaxies. The correspondance between the color and SFR bimodality is remarkable. We extend this analysis to intermediate redshift by using the UVJ diagram to separate passive from SF galaxies at $z = 0.49$ and $z = 1.032$.

*http://www.cosmosim.org

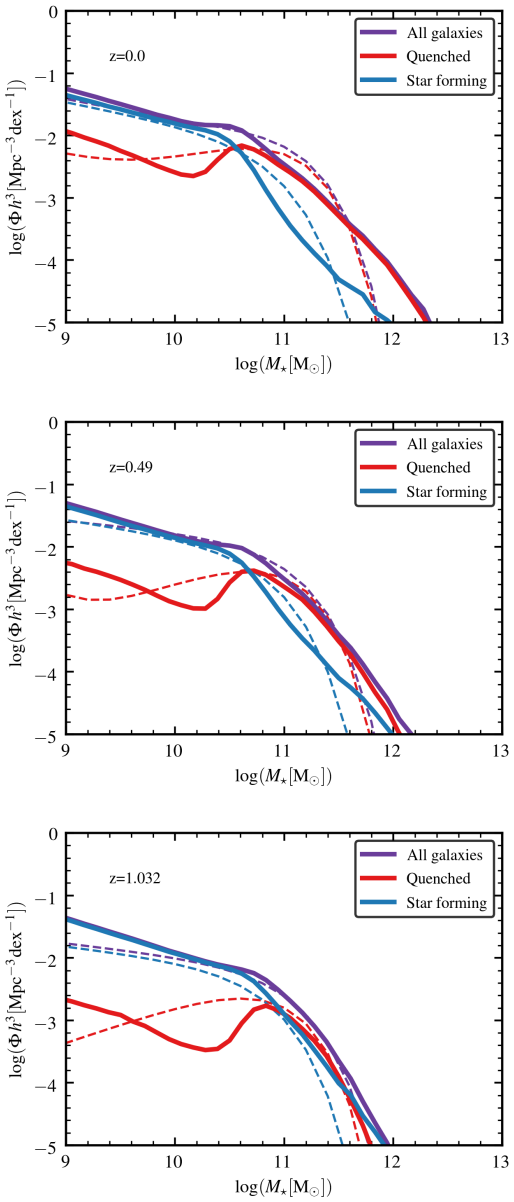


Figure 2: Stellar mass functions for all (purple), passive (red) and SF (blue) galaxies, at $z = 0$ (upper panel), $z = 0.49$ (middle panel) and $z = 1.032$ (lower panel). Solid lines represent galaxies from SAG model, while dashed lines represent fitted Schechter functions to observations from Muzzin et al. (2013).

4. SMF and quenched fractions at intermediate redshifts

Observations from Muzzin et al. (2013) indicate that SF galaxies dominate the stellar mass function (SMF) at lower stellar mass, while passive galaxies dominate at higher stellar mass, at least up to $z \sim 1.5$. The characteristic mass (M_char) is defined as the transition between the two regimes, and increases with redshift.

Fig. 2 shows how passive and SF galaxies build the SMF of all model galaxies at $z = 0$, 0.49 and 1.032. In SAG, SF galaxies dominates at lower stellar mass, as

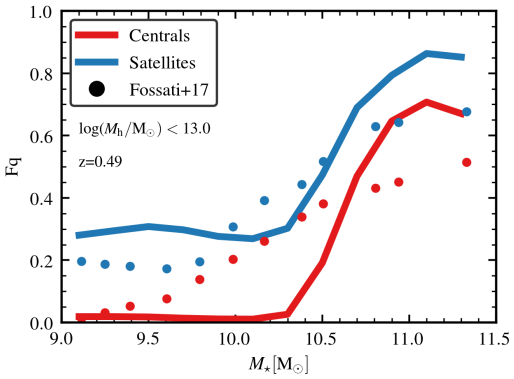


Figure 3: Fraction of quenched galaxies in terms of their stellar mass at $z = 0.49$. Blue and red lines represent model satellite and central galaxies, respectively, while dots represent observations by Fossati et al. (2017).

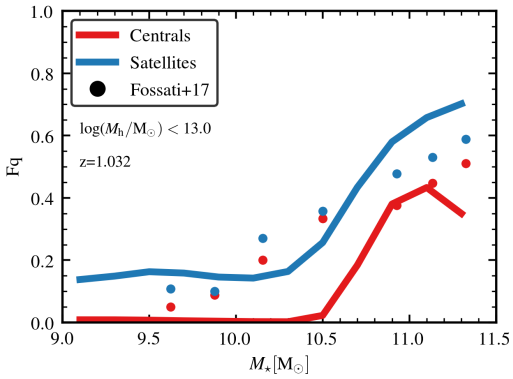


Figure 4: Same as Fig. 3, for $z = 1.032$.

expected. Besides, the characteristic mass $\log(M_{\rm char}) = [10.5, 10.7, 10.9]$ for $z = [0, 0.49, 1.032]$ is in remarkable agreement with the observed trend. However, we note that the lack of passive galaxies at intermediate stellar mass and an excess of passive galaxies at the high-mass end still remains at $z = 0.49$. Moreover, we note an excess of high mass SF galaxies at $z = 1.032$.

As noted by Wetzel & et al. (2012), and also corroborated by SAG model (Cora et al., 2019), both central and satellite galaxies are more likely to be quenched as their stellar masses increase, being this dependence stronger for the former and mainly produced by self-regulating processes such as AGN and SN feedback, i.e. mass quenching (Peng et al., 2010; Henriques et al., 2017).

We quantify the excess of the SF population at high stellar masses and the lack of quenched galaxies at intermediate masses, by computing the ratio between the SMF of passive galaxies and of all galaxies, which results in the stellar mass dependence of the fraction of passive galaxies (Fq). We compute Fq for central and satellite galaxies, to disentangle between environmental and self-regulating processes on the quenching of the star formation. We find that Fq is higher for satellites than centrals, suggesting that environmental effects have a strong impact at intermediate redshift (Fig. 3). The central passive fraction is underestimated for $M_\star < {\rm M}_{\rm char}$ both at $z = 0.49$ and $z = 1.032$, explaining the lack of the passive population at intermediate mass in the SMF for $z \lessapprox 1$ (Figs. 3 and 4). In this mass range, there is a competition between the dominance of AGN (mainly relevant for high-mass galaxies) and SN feedback (which effect extends to the low-mass end). On the other hand, our results also indicate that AGN feedback is not being efficient enough in our model as it is evident from the excess of active galaxies in the high-mass end of the SMF at high redshift.

5. Conclusions

The results of the diagnostic tests here detailed, indicate that is necessary to improve the implementation of both the AGN and SN feedbacks in the semi-analytic SAG model. These are complex processes which are currently subject of intense research (Valentini et al., 2019; Griffin et al., 2019; Lupi, 2019).

Acknowledgements: We thank the referee for useful comments. TH acknowledge *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas* (CONICET), Argentina, for their supporting fellowships. SAC acknowledges funding from CONICET (PIP-0387), *Agencia Nacional de Promoción Científica y Tecnológica* (ANPCyT, PICT-2013-0317), and *Universidad Nacional de La Plata* (G11-150), Argentina. We thank Dr. Darren Croton for making available to us the OzSTAR facility, Swinburne University of Technology, Australia.

References

Bahé Y.M., McCarthy I.G., 2015, MNRAS, 447, 969
Baldry I.K., et al., 2004, ApJ, 600, 681
Collacchioni F., et al., 2018, MNRAS, 481, 954
Cora S.A., 2006, MNRAS, 368, 1540
Cora S.A., et al., 2018, MNRAS, 479, 2
Cora S.A., et al., 2019, MNRAS, 483, 1686
Faber S.M., et al., 2007, ApJ, 665, 265
Fossati M., et al., 2017, ApJ, 835, 153
Girelli G., Bolzonella M., Cimatti A., 2019, A&A, 632, A80
Griffin A.J., et al., 2019, MNRAS, 487, 198
Henriques B.M.B., et al., 2017, MNRAS, 469, 2626
Kauffmann G., et al., 2003, MNRAS, 341, 54
Klypin A., et al., 2016, MNRAS, 457, 4340
Lagos C.D.P., Cora S.A., Padilla N.D., 2008, MNRAS, 388, 587
Lemaux B.C., et al., 2019, MNRAS, 490, 1231
Lupi A., 2019, MNRAS, 484, 1687
Muzzin A., et al., 2013, ApJ, 777, 18
Nantais J.B., et al., 2016, A&A, 592, A161
Peng Y.j., et al., 2010, ApJ, 721, 193
Planck Collaboration, et al., 2016, A&A, 594, A13
Valentini M., et al., 2019, arXiv e-prints, arXiv:1911.02572
Weinmann S.M., et al., 2010, MNRAS, 406, 2249
Wetzel A.R., et al., 2012, MNRAS, 424, 232
Wetzel A.R., et al., 2013, MNRAS, 432, 336
Whitaker K.E., et al., 2011, ApJ, 735, 86

El sistema de cúmulos globulares de la galaxia elíptica NGC 3613

B.J. De Bortoli[1,2], L.P. Bassino[1,2], J.P. Caso[1,2] & A.I. Ennis[1,2]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*

Contacto / brudebo.444@gmail.com

Resumen / Se presenta un análisis fotométrico del sistema de cúmulos globulares (CGs) de NGC 3613, una galaxia elíptica intrínsecamente brillante ($M_v \sim -21.5$) que se encuentra en un ambiente de baja densidad. Se muestra la distribución de color, donde se observan las dos subpoblaciones clásicas "azul" y "roja" de CGs. También se exhibe la distribución radial. De éstas se deduce que la subpoblación roja está más concentrada hacia el centro de la galaxia anfitriona. Se muestra además el diagrama color-magnitud donde se detecta el llamado *blue-tilt*.

Abstract / We present a photometric analysis of the globular cluster (GC) system of NGC 3613, an intrinsically bright elliptical galaxy ($M_v \sim -21.5$) that is located in a low-density environment. We present the colour distribution, where the classical "blue" and "red" GC sub-populations are identified. We display the radial distribution as well. On their basis, we conclude that red sub-population is more concentrated toward the centre of the host galaxy. We also show the color-magnitude diagram, where we identify the so-called blue-tilt.

Keywords / galaxies: star clusters: general — galaxies: elliptical and lenticular, cD — galaxies: evolution

1. Introducción

Los cúmulos globulares (CGs) se forman en brotes de formación estelar masiva, tales como aquellos que se producen en fusiones de galaxias (Kruijssen, 2015). Las simulaciones hidrodinámicas como E-MOSAIC (Pfeffer et al., 2018; Kruijssen et al., 2019), muestran escenarios con una fuerte correlación entre la formación de éstos y las estrellas de campo. Por otro lado, como son objetos muy antiguos (e.g. Hansen et al., 2013; Tonini, 2013) proveen valiosa información sobre las primeras fases de formación de su galaxia huésped.

Desde el punto de vista observacional, se destaca que al ser compactos e intrínsecamente brillantes es posible observarlos en galaxias que se encuentran a más de 100 Mpc (Harris et al., 2014, 2016). En particular, los SCGs de galaxias de tipo temprano pueden contener miles de CGs como consecuencia de numerosas fusiones (e.g. Bassino et al., 2008; Harris et al., 2016; Caso et al., 2017).

Todos estos factores hacen que los sistemas de CGs (SCGs) de las galaxias sean objetos de estudio privilegiados a la hora de intentar comprender la historia evolutiva de una galaxia.

NGC 3613 es una galaxia clasificada como E6, situada aproximadamente a 30 Mpc según el método de fluctuaciones de brillo superficial (Blakeslee et al., 2001) y con una magnitud visual absoluta de $M_v \sim -21.5$. Si bien el brillo de ésta se encuentra en el rango de galaxias masivas brillantes ubicadas en centros de cúmulos ricos (Tonry, 1987), su entorno es un grupo de una decena de galaxias.

En De Bórtoli et al. (2018) se presentó un análisis preliminar del SCG de esta galaxia, mientras que aquí presentamos los resultados finales obtenidos.

2. Observaciones y fotometría

Las observaciones utilizadas en este estudio fueron obtenidas con el telescopio Gemini-N y la cámara GMOS, en los filtros g', r' e i', con cada uno de los cuales se tomaron 4 exposiciones de 450 s, 210 s y 270 s, respectivamente. El programa de observación es el GN-2013A-Q-42, cuyo investigador principal fue J.P. Caso.

Se utilizaron rutinas de los paquetes de códigos GMOS y DAOPHOT de IRAF para calibrar, combinar, alinear y registrar las imágenes individuales, obteniendo una imagen final para cada filtro. Se aplicaron dos filtrados que permitieron sustraer parte del brillo de la galaxia. Luego se realizó la fotometría *point spread function* (PSF) y se seleccionaron las fuentes puntuales. En la Fig. 1 se puede ver el resultado para el filtro g'.

3. Resultados

3.1. Diagrama color-magnitud y *blue-tilt*

La Fig. 2 muestra el diagrama color-magnitud i'_0 vs. $(g'-i')_0$ de las fuentes puntuales detectadas. Los puntos coloreados son los que fueron seleccionados como candidatos a CGs, siguiendo criterios en magnitudes (i.e., un límite brillante para evitar tener candidatas a galaxias enanas ultracompactas (UCDs, por sus siglas en inglés) y un límite débil para garantizar un 70 % de completitud) y colores (seleccionando los colores típicos de los CGs, ver De Bórtoli et al. (2018)). A su vez los candidatos a CGs fueron divididos en subpoblaciones azul

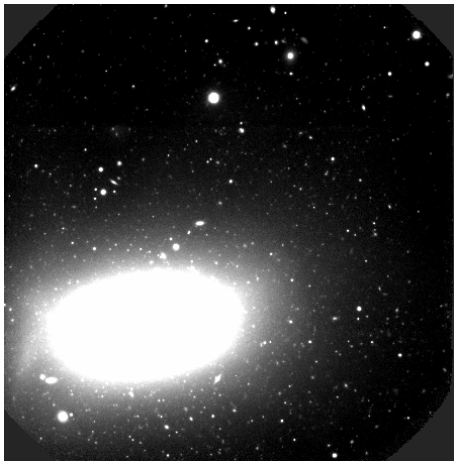


Figura 1: Imagen GMOS final de NGC 3613 en la banda g', con un campo de visión de $5.5' \times 5.5'$. El Norte está hacia arriba, el Este se encuentra hacia la izquierda.

y roja (pobres y ricos en metales, respectivemente) tomando como límite $(g-i)'_0 = 0.95$ (Faifer et al., 2011), y posteriormente se tomó el promedio en color de submuestras adyacentes (cuadrados grandes de la Fig. 2) con igual cantidad de objetos en cada subpoblación (50 en la subpoblación roja y 65 en la azul), aunque dichas muestras ocupen distintos intervalos de magnitud.

De este análisis se observó que en la subpoblación azul los CGs son más rojos a medida que se consideran objetos más brillantes, mientras que en la subpoblación roja no existe tal relación entre magnitud y color en el diagrama. Este efecto, que se observa en algunas subpoblaciones azules CGs se conoce como *blue-tilt*. En un principio, fue interpretado como una relación masa-metalicidad (Bailin & Harris, 2009), luego Usher et al. (2018) plantearon que esta inclinación sería consecuencia de la falta de CGs más brillantes de la subpoblación azul. Recientemente, Choksi & Gnedin (2019) plantean que es una consecuencia de un corte en la función inicial de masas de los CGs, que se da porque los CGs azules se forman en galaxias de baja masa, donde no hay suficiente gas frío.

3.2. Distribución de color

La Fig. 3 muestra la distribución de color de los CGs para tres regiones de radios galactocéntricos: una más interna ($20'' < R_g < 70''$), una intermedia ($70'' < R_g < 110''$), y otra más externa ($R_g > 110''$). Se utilizó un bin de 0.06 mag y se excluyó la zona central para evitar problemas introducidos por la saturación en el centro de la galaxia.

Se utilizó el *sotware* GMM (Muratov & Gnedin, 2010) para ajustar Gaussianas y establecer, mediante un test estadístico adecuado, si es aceptable suponer bimodalidad. Hallamos que en todos los rangos analizados se trata de una distribución bimodal. Las medias de las Gaussianas (colores medios $(g-i)'$) ajustadas para cada subpoblación se mantienen similares en las distintas regiones ($\mu_{blue} \approx 0.85$ y $\mu_{red} \approx 1.07$, respectivamente) y coinciden con los valores típicos presentes en la literatura (e.g. Forbes et al., 2011).

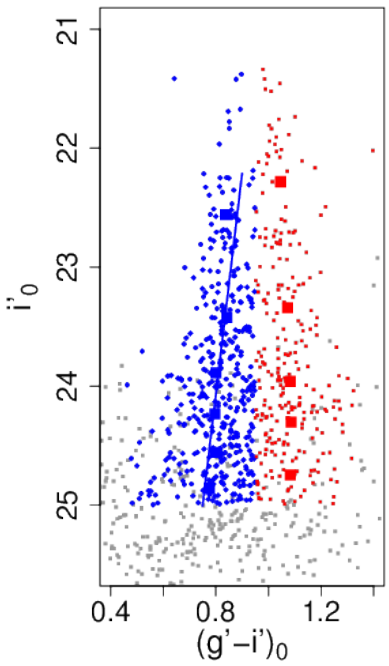


Figura 2: Diagrama color-magnitud para las fuentes puntuales (cuadrados grises pequeños). Los CGs pobres (azules) y los ricos en metales (rojos) se muestran con rombos azules y cuadrados rojos, respectivamente. Los cuadrados grandes representan los promedios en color de cada submuestra, ordenados por magnitud y cada una de ellas con igual cantidad de objetos.

Se observa que a medida que se analizan regiones más externas, la subpoblación roja va decreciendo, es decir que la misma estaría más concentrada hacia el centro de la galaxia.

3.3. Distribución radial

La Fig. 4 muestra la distribución radial de cada subpoblación de CGs, corregida por contaminación y por completitud. Para cada una de ellas se ajustó una ley de potencias de la forma:

$$log_{10}(n) = a + b\ log_{10}(r), \quad (1)$$

donde n es la densidad numérica proyectada de CGs, r es el radio galactocéntrico, y a y b los coficientes ajustados.

En la tabla 1 se muestran los valores obtenidos del ajuste sin considerar el punto más externo por estar muy afectado por contaminación, pues al estar estos puntos muy cercanos al nivel del *background* la corrección por contaminación no es precisa.

Al igual que en el análisis de la distribución de color, se observa que la subpoblación roja se encuentra más concentrada hacia el centro de la galaxia anfitriona, pues tiene una distribución radial de pendiente más negativa que la azul.

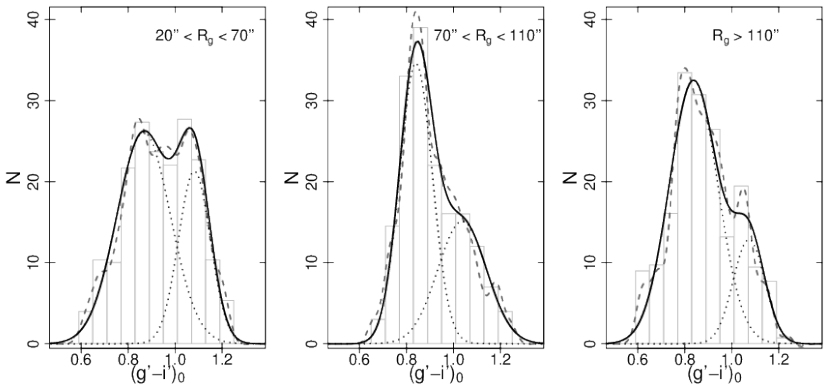


Figura 3: Distribución de color de los candidatos a CGs para tres regiones de distintos rangos galactocéntricos. Las líneas de trazos y de puntos muestran el histograma suavizado y las Gaussianas ajustadas, respectivamente. Las líneas sólidas muestran el resultados de sumar las dos Gaussianas.

	Roja	Azul
a	1.34 ± 0.03	1.47 ± 0.03
b	-1.30 ± 0.12	-0.97 ± 0.12

Tabla 1: Coeficientes de las leyes de potencia ajustadas a la distribución radial de ambas subpoblaciones de CGs.

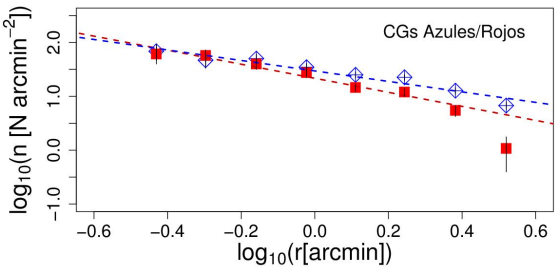


Figura 4: Distribución radial proyectada, corregida por contaminación y completitud, para las subpoblaciones de CGs azul y roja (rombos vacíos y cuadrados llenos, respectivamente). Las líneas de trazos representan el ajuste obtenido mediante leyes de potencia. Con barras verticales se indican los errores para cada punto. Los puntos más externos fueron dejados fuera del ajuste, por estar muy afectados por contaminación.

4. Conclusiones

Los principales resultados obtenidos para el presente estudio del SCG de NGC 3613 son:

- La distribución de color del SGC resultó bimodal para las regiones de distintos radios galactocéntricos analizados. Los colores medios de éstas subpoblaciones coinciden con los valores típicos presentes en la literatura.
- La subpoblación azul muestra una correlación en el diagrama color-magnitud, tal que los CGs más brillantes se tornan más rojos (*blue-tilt*).
- La subpoblación roja, de acuerdo a lo observado en las distribuciones de color y radial, está más concentrada hacia el centro de la galaxia anfitriona.

Agradecimientos: Los datos utilizados en este trabajo han sido obtenidos mediante el programa GN-2013A-Q-42 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 representacón de los socios de Gemini: the National Science Foundation (Estados Unidos), the National Research Council (Canada), CONICYT (Chile), Ministerio de Ciencia, Tecnología e Innvoación Productiva (Argentina), and Ministério da Ministério da Ciência, Tecnologia e Inovação (Brasil). Este trabajo ha sido financiado por el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina, Agencia Nacional de Promoción Científicay Tecnológica, y Universidad Nacional de La Plata, Argentina.

Referencias

Bailin J., Harris W.E., 2009, ApJ, 695, 1082
Bassino L.P., Richtler T., Dirsch B., 2008, MNRAS, 386, 1145
Blakeslee J.P., et al., 2001, MNRAS, 327, 1004
Caso J.P., Bassino L.P., Gómez M., 2017, MNRAS, 470, 3227
Choksi N., Gnedin O.Y., 2019, MNRAS
De Bórtoli B.J., Bassino L.P., Caso J.P., 2018, BAAA, 60, 139
Faifer F.R., et al., 2011, MNRAS, 416, 155
Forbes D.A., et al., 2011, MNRAS, 413, 2943
Hansen B.M.S., et al., 2013, Nature, 500, 51
Harris W.E., et al., 2014, ApJ, 797, 128
Harris W.E., et al., 2016, ApJ, 817, 58
Kruijssen J.M.D., 2015, MNRAS, 454, 1658
Kruijssen J.M.D., et al., 2019, MNRAS, 486, 3134
Muratov A.L., Gnedin O.Y., 2010, ApJ, 718, 1266
Pfeffer J., et al., 2018, MNRAS, 475, 4309
Tonini C., 2013, ApJ, 762, 39
Tonry J.L., 1987, P.T. de Zeeuw (Ed.), *Structure and Dynamics of Elliptical Galaxies*, *IAU Symposium*, vol. 127, 89–98
Usher C., et al., 2018, MNRAS, 480, 3279

Evolution of the colour-magnitude relation of early-type galaxies in cosmological numerical simulations

L.J. Zenocratti[1,2], A.V. Smith Castelli[1,2], M.E. De Rossi[3,4] & F.R. Faifer[1,2]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[3] *Ciclo Básico Común, UBA, Argentina*
[4] *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*

Contact / lzenocratti@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / En este trabajo estudiamos la evolución con el corrimiento al rojo de la relación color-magnitud (CMR, por sus siglas en inglés) de galaxias de tipo temprano. Esta evolución es analizada a partir de simulaciones numéricas cosmológicas, desde $z = 2$ hasta $z = 0$. Los resultados preliminares mostrados aquí representan el punto de partida de un estudio apuntado a identificar los procesos que originaron la CMR de galaxias de tipo temprano observada a $z = 0$.

Abstract / In this work, we study the evolution with redshift of the colour-magnitude relation (CMR) of early-type galaxies. This evolution is analyzed through cosmological numerical simulations from $z = 2$ to $z = 0$. The preliminary results shown here represent the starting point of a study aimed at identifying the processes that originated the observed CMR of early-type galaxies at z = 0.

Keywords / galaxies: evolution — galaxies: elliptical and lenticular, cD — cosmology: theory

1. Introduction

In the colour-magnitude diagram (CMD), early-type (ET) galaxies trace a well-defined sequence from dwarfs to giants, where brighter galaxies tend to be redder (e.g., Chen et al., 2010; Smith Castelli et al., 2013; Roediger et al., 2017). This colour-magnitude relation (CMR) is considered as universal, in the sense that it is observed with similar slopes in rich groups and clusters in the local Universe ($z \sim 0$). This sequence is interpreted as a mass-metallicity relation, with brighter and redder galaxies tending to be more massive and more metal-enriched (Sánchez-Blázquez et al., 2006; Conroy et al., 2014). Nevertheless, processes that establish and define it are not yet totally known for certain (e.g., Roediger et al., 2011; Janz et al., 2017; Connor et al., 2019).

In this work, we present a preliminary study that extends a previous analysis of the CMD for ET galaxies extracted from cosmological numerical simulations, studying the behaviour of the diagram as function of redshift. Our main goal is to provide clues that explain the origin of the CMR through the study of its evolution since the formation times of these galaxies until today.

2. Simulated galaxies

2.1. The EAGLE simulations

In this work, we use simulations of the Evolution and Assembly of GaLaxies and their Environments (EAGLE) project (Schaye et al., 2015; McAlpine et al., 2016), a suite of cosmological, hydrodynamical simulations of a standard ΛCDM universe, that were performed by using a modified version of the GADGET-3 code (Springel, 2005; Schaller et al., 2015). The cosmological parameters used for the EAGLE simulations are those of the Planck Collaboration (Planck Collaboration et al., 2014): $\Omega_\Lambda = 0.693$, $\Omega_m = 0.307$, $\Omega_b = 0.048$ and $h = 0.6777$. We started working with the reference, intermediate-resolution simulation Ref-L0100N1504, which has a box size of 100 co-moving Mpc, with an initial baryonic particle mass of 1.81×10^6 $M_\odot$ and a maximum proper softening length of 0.70 proper kpc.

The identification of galaxies in the simulations were carried out by applying a Friends-of-Friends technique (Davis et al., 1985), combined with the SUBFIND algorithm (Springel et al., 2001; Dolag et al., 2009). The subgrid physics in EAGLE simulations implement prescriptions for radiative cooling and heating, star formation, chemical enrichment, supernovae and active galactic nuclei feedbacks, and interactions and fusions, among other processes (see Schaye et al., 2015 for details).

2.2. Galaxy selection

From the Ref-L0100N1504 EAGLE simulation, we extracted galaxies with stellar mass $M_\star \geqslant 10^9$ $M_\odot$, a star formation rate (SFR) such that $\log(SFR/M_\star) \leqslant -11$ yr^{-1}, and a star forming gas fraction $M_{SF\ gas}/(M_{SF\ gas} + M_\star) \leqslant 0.1$ (Zenocratti et al., 2018). Galaxies fulfilling these conditions are defined as our simulated sample of ET galaxies. At all analysed redshifts, our sample of selected galaxies is constituted by more than 9 500 systems with stellar

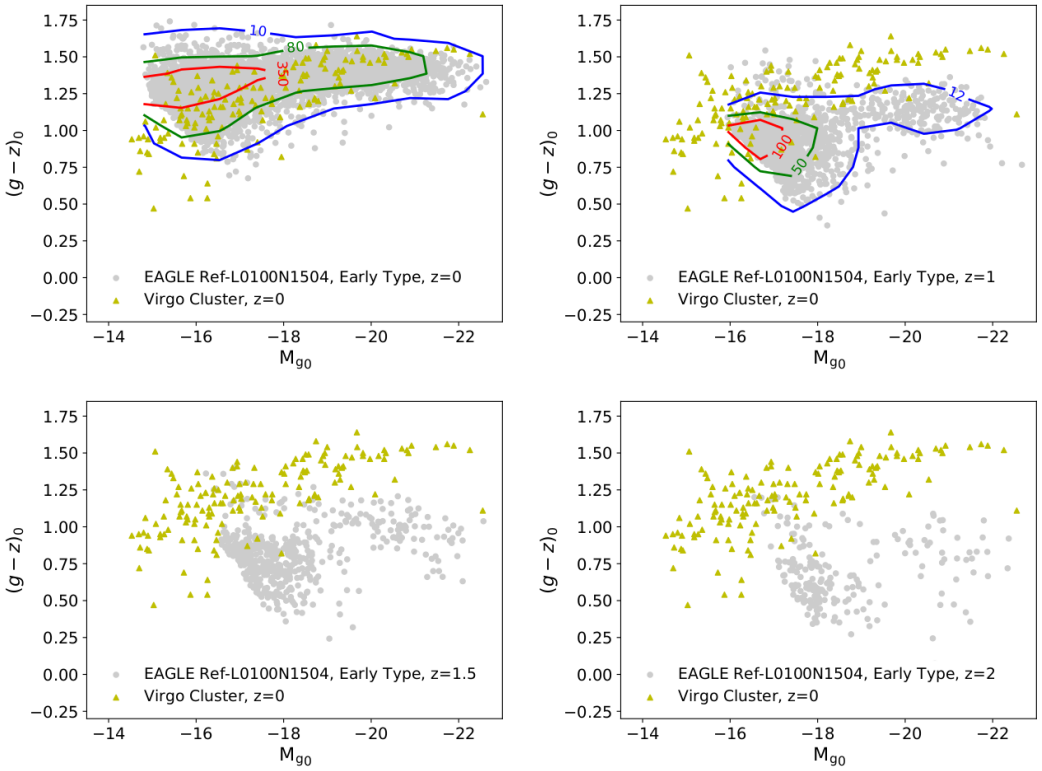


Figure 1: Colour-magnitude diagrams of early-type galaxies at different redshift z. Grey circles are simulated galaxies, extracted from the EAGLE Ref-L0100N1504 simulation using the selection criteria stated in Section 2.2.. Yellow triangles are galaxies of the Virgo Cluster (Chen et al., 2010; Sánchez-Janssen et al., 2019). Different panels show the CMD at $z = 0$ (top left), $z = 1$ (top right), $z = 1.5$ (bottom left), and $z = 2$ (bottom right). Three contours of constant number of galaxies are shown for $z = 0$ and $z = 1$.

masses higher than 10^9 $M_\odot$. To check our selection criteria, we compared the CMD of that sample at $z = 0$ with the corresponding to ET galaxies in the Virgo Cluster (Chen et al., 2010; Sánchez-Janssen et al., 2019). The CMD of the simulated sample at $z = 0$ agrees with the observed one (see Fig. 1).

3. Results

3.1. CMR at different z

Panels of Fig. 1 show the simulated $(g - z)_0$ vs. M_{g0} CMD from $z = 0$ to $z = 2$ (grey circles); for comparison, galaxies of the Virgo Cluster ($z \approx 0$) are shown in every panel (yellow triangles). As can be seen, the simulated sample and the observed one at $z = 0$ are located in the same region of this CMD, therefore our selection criteria lead to a sample of simulated galaxies which follows the observed trends. Also, some contours of constant number of simulated galaxies are plotted in the first two panels (i.e., at $z = 0$ and $z = 1$), in order to identify which region of the $(g - z)_0$ vs. M_{g0} plane is more densely populated. As can be seen, when z decreases the number of ET galaxies increases in both luminosity extremes. That increment seems to be higher in the less luminous region of the CMD. Also, at lower z the bulk of galaxies in the CMD is located in redder regions. Finally, it can be seen that the brightest region of the CMD is always populated.

3.2. Distributions of magnitudes and colours at different z

The panels of Fig. 2 show the distributions of magnitude M_{g0} and colour $(g-z)_0$ for redshifts from $z = 0$ to $z = 2$, for the simulated sample of ET galaxies. With respect to the distribution in magnitude, the low-magnitude peak moves towards less luminous magnitudes at lower z. Also, at $z = 2$ a bimodality can be seen, with a peak at $M_{g0} \approx -18$ and another (much less prominent) peak at $M_{g0} \approx -21$. As z decreases, the brightest peak vanishes and the faintest galaxies become the dominant population, which is in agreement with observations: at z=0 faint ET galaxies are much more abundant than bright ET galaxies. In addition, as z decreases, the faint peak of the luminosity distribution moves towards faintest magnitudes showing that the faintest end of the CMR is the last region to be populated in the CMD, within our considered mass range ($M_\star > 10^9$ $M_\odot$).

The distribution of colour $(g - z)_0$ shows that at lower z, the peak of the distribution moves towards redder colours, being this distribution narrower, i.e., the scatter in colour seems to decrease towards lower z. This means that simulated ET galaxies (selected with our criteria) tend to be bluer in the past, showing colours

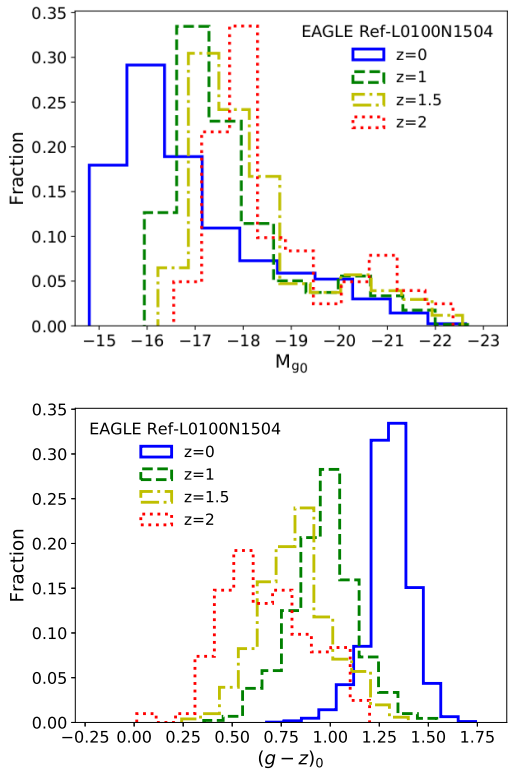


Figure 2: Distribution of M_{g0} magnitude (top) and $(g-z)_0$ colour (bottom) at different redshift z for the simulated sample of ET galaxies, extracted from the EAGLE Ref-L0100N1504 simulation. The histograms correspond to $z = 0$ (blue solid), $z = 1$ (green dashed), $z = 1.5$ (yellow dot-dashed), and $z = 2$ (red dotted).

within a little broader range than observed today. In particular, the bluest galaxies at high redshift might be ET galaxies going through their final stages of star formation. The shift of the maximum with z towards redder colours might be due to an increase in the average age, while the lower scatter towards $z = 0$ might indicate that $(g-z)_0$ is not sensitive to age variations within the population. Specific properties of our simulated sample (such as masses, ages, SFRs, metallicities, among others) will be studied exhaustively in a forthcoming work.

4. Conclusions and further work

We started studying the evolution with redshift of the CMR for simulated ET galaxies, extracted from the EAGLE Ref-L0100N1504 simulation. Our selected sample of simulated $z = 0$ galaxies is consistent with the observed CMD for ET galaxies in the Virgo Cluster. Therefore, we also used these criteria to select ET galaxies up to $z = 2$. In the CMD, ET galaxies are placed in bluer regions with increasing z. At lower z, the number of systems with lower luminosities increases, and ET galaxies tend to be redder, with a decreasing scatter in the colour distribution. Blue and bright ET galaxies present at higher z might be systems still in development.

In a future work, additional properties of the selected sample of ET galaxies (mass, metallicities, SFRs, etc.) will be studied in detail. The evolution of such properties will be analysed comprehensively, as well as the evolution of dynamics and kinematics in these systems, aiming at better understand the setting of the CMR up until the present. Also, other EAGLE simulations with variations in the subgrid physics will be used, in order to determine how variations in parameters affect the CMR.

Acknowledgements: We acknowledge Asociación Argentina de Astronomía for giving us the space to show our results. We acknowledge support from PICT-2015-3125 of ANPCyT, PIP 112-201501-00447 of CONICET and G151 of UNLP (Argentina). 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, Bruyèresle-Châtel.

References

Chen C.W., et al., 2010, ApJS, 191, 1
Connor T., et al., 2019, ApJ, 875, 16
Conroy C., Graves G.J., van Dokkum P.G., 2014, ApJ, 780, 33
Davis M., et al., 1985, ApJ, 292, 371
Dolag K., et al., 2009, MNRAS, 399, 497
Janz J., et al., 2017, MNRAS, 468, 2850
McAlpine S., et al., 2016, Astron. Comput., 15, 72
Planck Collaboration, et al., 2014, A&A, 571, A16
Roediger J.C., et al., 2011, MNRAS, 416, 1996
Roediger J.C., et al., 2017, ApJ, 836, 120
Sánchez-Blázquez P., et al., 2006, A&A, 457, 787
Sánchez-Janssen R., et al., 2019, ApJ, 878, 18
Schaller M., et al., 2015, MNRAS, 454, 2277
Schaye J., et al., 2015, MNRAS, 446, 521
Smith Castelli A.V., et al., 2013, ApJ, 772, 68
Springel V., 2005, MNRAS, 364, 1105
Springel V., Yoshida N., White S.D.M., 2001, NewA, 6, 79
Zenocratti L.J., et al., 2018, BAAA, 60, 127

Redshift horizon for the *Origins Space Telescope* from primordial dust emission

M.E. De Rossi[1,2] & V. Bromm[3]

[1] *Ciclo Básico Común, UBA, Argentina*
[2] *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*
[3] *Department of Astronomy, University of Texas, Austin, EE.UU.*

Contact / mariaemilia.dr@gmail.com

Resumen / Exploramos la posibilidad de detectar las primeras galaxias con el telescopio de próxima generación *Origins Space Telescope* (OST) aplicando un modelo analítico de emisión de polvo primordial. Analizamos la densidad de fuentes como función del corrimiento al rojo (z), considerando exposiciones de campo profundo con el *Origins Survey Spectrometer*. Estimamos que el horizonte de corrimiento al rojo para detectar una fuente individual debe ser $z \gtrsim 7$ para sistemas con cocientes polvo-metal mayores que los esperados para galaxias primigenias típicas. Por otro lado, si los límites de confusión pudieran ser superados, el instrumento *Far-infrared Imager and Polarimeter* permitiría la detección de sistemas más débiles y típicos a $z \gtrsim 7$. Dada la dependencia de los resultados obtenidos con las propiedades asumidas para el polvo primigenio, concluimos que el OST podría proveer claves importantes sobre la naturaleza del medio interestelar en el Universo temprano.

Abstract / We explore the possibility of detecting the first galaxies with the next generation *Origins Space Telescope* (OST) by applying an analytical model of primordial dust emission. We analyse the sources density as a function of redshift (z), considering deep-field exposures with the *Origins Survey Spectrometer*. We estimate the redshift horizon for detecting one individual source to be $z \gtrsim 7$ for systems with dust-to-metal ratios higher than those expected for typical primeval galaxies. On the other hand, if confusion limits could be overcome, the *Far-infrared Imager and Polarimeter* would enable the detection of more typical fainter systems at $z \gtrsim 7$. Given the dependence of the obtained results with the assumed properties for the primeval dust, we conclude that the OST could provide important clues to the nature of the interestellar medium in the early Universe.

Keywords / galaxies: high-redshift — galaxies: evolution — galaxies: formation — galaxies: star formation — cosmology: theory

1. Introduction

Primeval galaxies at $z \gtrsim 7$ are promising targets for current and upcoming observational facilities operating at different wavelengths, such as the *James Webb Space Telescope* (JWST), the Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA) and the Square Kilometre Array (SKA), among others. In this context, future space-borne FIR telescopes could play a crucial role on exploring the nature and properties of the first dust-emitting galaxies at the very dawn of star formation (e.g. De Rossi & Bromm, 2019). These systems ($z \gtrsim 7$) are expected to have very low dust densities and FIR fluxes, being their detection below the capabilities of current and near future observatories (e.g. De Rossi & Bromm, 2017).

De Rossi & Bromm (2019) explore in detail the possibility of detecting first galaxies during FIR/sub-mm surveys with a generic FIR telescope. In this work, we implement their methodology to evaluate the possibility of detecting primeval FIR/sub-mm sources at $z \gtrsim 7$ with the future *Origins Space Telescope* (OST), planned for launch in the 2030s. The OST further evolves the concept mission study for the *Far-Infrared Surveyor*. Among the key science goals for this facility will be the cosmic origin of dust, elucidating the first sources of dust emission, which are beyond the current horizon of observability, given the sensitivity of existing instruments. The OST is expected to attain sensitivities $100 - 1000$ times greater than any previous FIR mission achieving unprecedented depths to study the most distant galaxies. In this manuscript, we focus on the detectability of FIR/sub-mm dust continuum emission from primeval galaxies with the following instruments: the *Origins Survey Spectrometer* (OSS, concept 2-C2) and the *Far-infrared Imager and Polarimeter* (FIP, C2). For more details and related documetation regarding the OST, see the on-line documentation at `https://asd.gsfc.nasa.gov/firs/` and `https://origins.ipac.caltech.edu/`.

2. Dust model

Dust emission was estimated using the methodology described in De Rossi & Bromm (2017) and De Rossi & Bromm (2019), which has proven to be useful for studying high-z galaxies (De Rossi et al., 2018). We referred the reader to those papers for a detail description of the dust model; here, we only present a brief summary of it.

A model galaxy consists of a dark matter halo host-

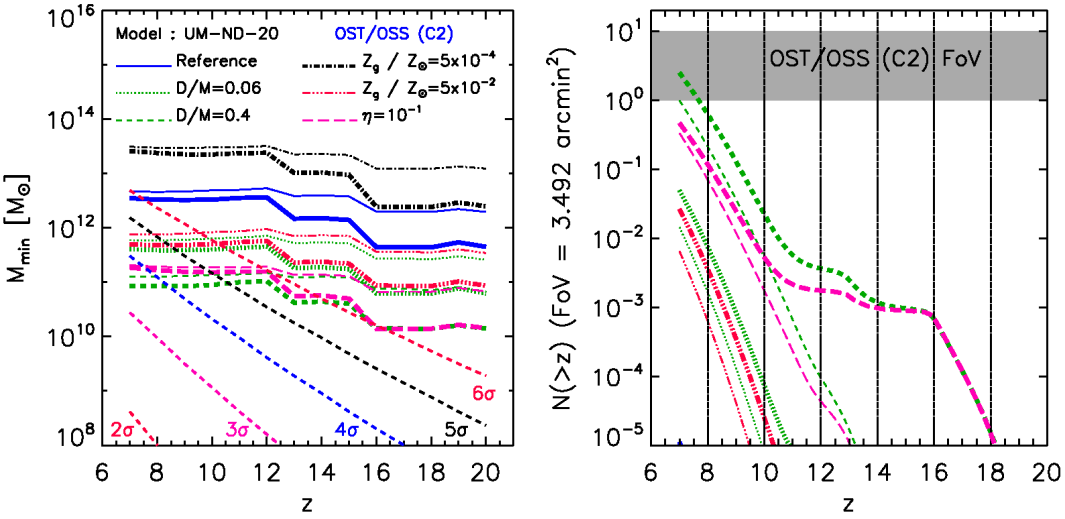


Figure 1: Impact of variations of model parameters on detections with OSS (band 6). Results correspond to a deep-field exposure (10^6 s) within a FoV. Left panel: $M_{\rm min} - z$ relation. For comparison, different ν-σ peaks corresponding to the adopted cosmological model are plotted. Right panel: $N - z$ relation. In both panels, thin and thick lines are associated with the standard and shock size distributions, respectively. The reference model (solid blue line) corresponds to our standard parameters. The effects of variations of model parameters with respect to the standard model are shown with different line styles. In the right panel, the curves that are not shown lie below the plotted region.

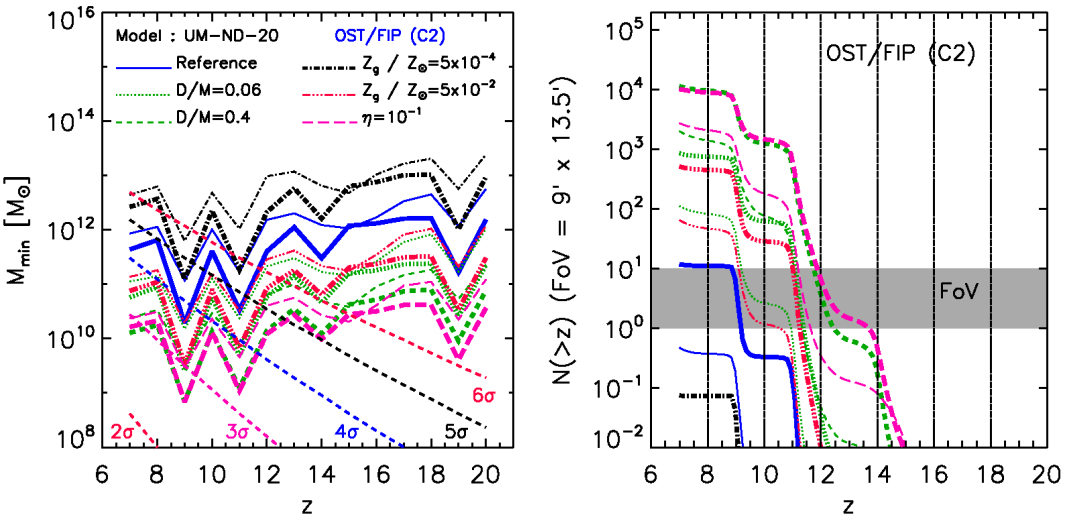


Figure 2: Similar to Fig. 1, but for FIP at 250 μm and during a deep-field exposure within a FoV.

ing a central cluster of Pop II stars, surrounded by a mixed phase of gas and dust. Our standard model assumes a dust-to-metal mass ratio $D/M = 5 \times 10^{-3}$, a gas metallicity of $Z_{\rm g} = 5 \times 10^{-3}$ $Z_\odot$ and a star formation efficiency of $\eta = 0.01$, which are typical values for first galaxies (Greif & Bromm 2006; Mitchell-Wynne et al. 2015; Schneider et al. 2016; see De Rossi & Bromm 2017, 2019 for more details regarding model parameters and the effects of their variations). The spectral energy distribution associated to stars was obtained from YGGDRASIL model grids (Zackrisson et al., 2011), which adopts the STARBURST99 SSP models, based on Padova-AGB tracks (Leitherer et al., 1999; Vázquez & Leitherer, 2005) for Population II stars.

We considered different silicon-based dust models given in (Cherchneff & Dwek, 2010). However, for the sake of clarity, we only present results corresponding to the so-called UM-ND-20 model (see De Rossi & Bromm 2017, for details). We have checked that other chemical compositions of dust lead to similar general trends. For the grain-size distribution, we adopted the 'standard' and 'shock' prescriptions used in Ji et al. (2014). Dust temperature ($T_{\rm d}$) was determined assuming thermal equilibrium and dust emissivity was estimated by applying the Kirchhoff's law for the estimated $T_{\rm d}$ profile.

By comparing the sensitivity of the OST instrument with the average observed fluxes of galaxies at a given wavelength band, we determine the lowest virial mass ($M_{\rm min}$) that a galaxy should have to be detected at a

given z. The redshift horizon ($z_{\rm lim}$) is defined as the highest z above which the projected number of detected sources per given solid angle ($\Delta\Omega$) is $N \leq N_{\rm crit}$, where we here consider $N_{\rm crit} = 1-10$ (see De Rossi & Bromm, 2019).

3. Results

For OSS and FIP, the number of detected sources, N, was obtained assuming deep-field exposures (10^6 s) within each instrument field-of-view (FoV). Deep-field sensitivities were obtained by scaling the expected sensitivities for 1 hr with the square root of the integration time (10^6 s). Details regarding the FoV and sensitivity (1 hr) of each instrument were obtained from Meixner et al. (2019).

In the case of OSS, we estimated $M_{\rm min}$ and N for a deep field exposure in its band 6 ($\lambda = 336-589$ μm). We adopt a sensitivity of 2.34 μJy, corresponding to an integration time of 10^6 s, and a FoV of 3.492 arcmin^2 (Meixner et al., 2019). As can be seen in Fig. 1, in the case of a very low metallicity of $Z_{\rm g} = 5\times10^{-4}$ Z$_\odot$, $M_{\rm min}$ ranges between $\sim 10^{12}$ M$_\odot$ ($z \approx 20$) and $\sim 10^{14}$ M$_\odot$ ($z \approx 7$), with the exact values depending on the size distribution of dust grains. For high dust-to-metal ratios ($D/M = 0.4$) or star formation efficiencies ($\eta = 0.1$), $M_{\rm min}$ ranges between $\sim 10^{10}$ M$_\odot$ ($z \approx 20$) and $\sim 10^{11}$ M$_\odot$ ($z \approx 7$), also, with the exact values depending on the size distribution of dust grains. All other assumed parameters predict an intermediate behaviour. Note that, for OSS, $M_{\rm min}$ decreases towards its minimum value at $z \gtrsim 15$. This is caused by the very strong negative K-correction that affects first galaxies at FIR/sub-mm wavelengths, as discussed in detail in De Rossi & Bromm (2019) We also see that OSS would reach the redshift horizon at $z \approx 7-8$ only in the case of very high dust-to-metal ratios.

In the case of FIP (unlike the case of OSS), the characteristic wavelength (≈ 250 μm) is below the peak of dust emission of our high-z galaxies (≈ 500 μm, De Rossi & Bromm 2017, 2019), so their detection is not favoured by the strong negative K-correction that we mentioned before. In addition, FIP will likely be affected by confusion noise during deep exposures. If confusion limits could be overcome (e.g. by applying multi-wavelength analysis), we show below that its high sensitivity would enable the detection of dust continuum emission from *typical* first galaxies. For FIP, we adopt a sensitivity of 0.15 μJy at 250 μm, corresponding to an exposure of 10^6 s, and a FoV of $9'\times13.5'$ (Meixner et al., 2019). As shown in Fig. 2, for a very low metallicity of $Z_{\rm g} = 5\times10^{-4}$ $Z_\odot$, $M_{\rm min}$ ranges between $\sim 10^{13}$ M$_\odot$ ($z \approx 20$) and $\sim 10^{12}$ M$_\odot$ ($z \approx 7$), with the exact value depending on the grain size distribution. In the case of high dust-to-metal ratios ($D/M = 0.4$) or star formation efficiencies ($\eta = 0.1$), $M_{\rm min}$ ranges between $\sim 10^{11}$ M$_\odot$ ($z \approx 20$) and $\sim 10^{9}$ M$_\odot$ ($z \approx 7$). Other parameter choices predict an intermediate behavior. With respect to the redshift horizon, our reference model predicts $N = 1-10$ at $z \approx 7$ and $z \approx 9$, for the standard and shock size distribution, respectively. In the case of $Z_{\rm g} = 5\times10^{-4}$ $Z_\odot$, $N(>7) < 1$; thus, a wider area of the sky should be searched to increase the probability of detecting low metallicity sources. For higher $Z_{\rm g}$ and D/M, the horizon moves towards higher redshifts. For our extreme case of $\eta \approx 0.1$ and a shock grain size distribution, the horizon is reached at $z = 12-14$, with other parameter values leading to intermediate behavior.

4. Conclusions

We explore the prospects of detecting the dust continuum emission from first galaxy populations with the next-generation *Origins Space Telescope*. We focus on OSS and FIP (concept 2) instruments. We consider deep-field exposures adopting similar integration times (10^6 s) within each instrument field-of-view (FoV).

During deep-field exposures within a FoV, OSS may be able to detect the dust continuum emission of massive sources with very high dust fractions ($D/M \gtrsim 0.4$). The more elusive fainter galaxies could be observed by gravitational lensing effects. In the case of FIP, deep FoV exposures could allow the detection of more *typical* primeval galaxies with low metallicities (~ 0.005 $Z_\odot$) and dust-to-metal ratios (~ 0.005). However, such efforts would require the development of techniques that help to overcome confusion noise and remove interlopers at $z < 7$.

Taking into account the sensitivity of the OST redshift horizon to the assumed dust properties, measurements of FIR/sub-mm source densities at $z \gtrsim 7$ could provide important clues to the nature and origin of the first sources of primordial dust in the early Universe.

Acknowledgements: MEDR thanks the Asociación Argentina de Astronomía for providing with partial financial support for attending its 61st annual meeting. MEDR is grateful to PICT-2015-3125 of ANPCyT (Argentina) and also to María Sanz and Guadalupe Lucia for their help and support. VB acknowledges support from NSF grant AST-1413501. We thank Alexander Ji for providing tabulated dust opacities for the different dust models used here.

References

Cherchneff I., Dwek E., 2010, ApJ, 713, 1
De Rossi M.E., Bromm V., 2017, MNRAS, 465, 3668
De Rossi M.E., Bromm V., 2019, ApJ, 883, 113
De Rossi M.E., et al., 2018, ApJ, 869, 4
Greif T.H., Bromm V., 2006, MNRAS, 373, 128
Ji A.P., Frebel A., Bromm V., 2014, ApJ, 782, 95
Leitherer C., et al., 1999, ApJS, 123, 3
Meixner M., et al., 2019, arXiv e-prints, arXiv:1912.06213
Mitchell-Wynne K., et al., 2015, Nature Communications, 6, 7945
Schneider R., Hunt L., Valiante R., 2016, MNRAS, 457, 1842
Vázquez G.A., Leitherer C., 2005, ApJ, 621, 695
Zackrisson E., et al., 2011, ApJ, 740, 13

Emission line galaxies around protoclusters in a galaxy formation model

T. Hough[1], S. Gurung-López[2,3], Á. Orsi[2] & S.A. Cora[1]

[1] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[2] *Centro de Estudios de Física del Cosmos de Aragón, Teruel, España*
[3] *Department of Physics, Missouri University of Science and Technology, Rolla, EE.UU.*

Contact / tomas@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Las galaxias que presentan líneas de emisión Hα (HAEs) y Lyα (LAEs) son muy útiles para trazar la distribución de materia con alto corrimiento al rojo (*redshift*). En general, son utilizadas para encontrar regiones de alta densidad, llamados protocúmulos, que son objetos que luego formarán los cúmulos de galaxias más masivos ($M_\star > 10^{14}$ $M_\odot$) en el presente. Estudiar las galaxias que presentan líneas de emisión en estos ambientes es muy importante para entender aspectos de la formación y evolución de galaxias en épocas tempranas del Universo. Además, los protocúmulos están embebidos en el medio intergaláctico, el cual puede dispersar los fotones Lyα. En este trabajo utilizamos el modelo semi-analítico de formación y evolución de galaxias GALFORM para estudiar el efecto de transferencia radiativa del medio interestelar e intergaláctico en la distribución espacial de las galaxias con líneas de emisión. Encontramos que las LAEs no evitan las regiones densas a $z = 2.2$, y que pueden trazar la misma densidad que las HAEs. Además, la presencia del medio intergaláctico disminuye levemente la correlación espacial de las LAEs a $z > 2$.

Abstract /
Galaxies exhibiting Hα (HAEs) and Lyα (LAEs) emission lines are one of the most important tracers of the high redshift Universe in modern astrophysics. They often probe high density environments, as protoclusters, which are the seeds of the most massive clusters of galaxies ($M_\star > 10^{14}$ $M_\odot$) at the present epoch. Studying the properties of emission-line galaxies in these environments is key to understand aspects of the formation and evolution of galaxies. Protoclusters are also embedded in the intergalactic medium (IGM), which can scatter the Lyα photons. In the present work we use the GALFORM semi-analytic model of galaxy formation and evolution to analize how he radiative transfer of Lyα photons inside the inter-stellar medium (ISM) and IGM shapes the spatial distribution of emission-line galaxies at high redshift. We found that LAEs do not avoid dense regions at $z = 2.2$, and can trace same densities as HAEs. We also found that the presence of the inter-galactic medium slightly diminish the clustering of LAEs at $z > 2$.

Keywords / galaxies: clusters: general — galaxies: high-redshift — intergalactic medium

1. Introduction

The large-scale environment in which protoclusters are embedded is crucial to determine how they will evolve into the massive clusters of galaxies ($M_\star > 10^{14}$ $M_\odot$) at the present time. At high redshift ($z \geq 2$), protoclusters are composed by an overdense distribution of galaxies and gas, and are usually located around radio galaxies (e.g. Le Fevre et al., 1996; Pentericci et al., 1997; Venemans et al., 2002; Venemans et al., 2007; Hayashi et al., 2012; Orsi et al., 2016) or quasars (e.g. Kashikawa et al., 2007; Overzier et al., 2009; Adams et al., 2015).

Emission-line galaxies (ELG) are often used to detect matter overdensities at high redshift, as narrow band filters help to detect galaxies with high emission lines and constrain their spatial distributions over a small slice of cosmic volume.

Among ELG, the nebular emission lines of Hα emitters (HAEs) and Lyα emitters (LAEs) have the same astrophysical origin, i.e., the emission of young and massive stars embedded in HII regions (Orsi, Lacey & Baugh, 2012; Dijkstra, 2017). Lyα photons are absorbed and scattered by the inter-stellar medium (ISM) and the inter-galactic medium (IGM) through complex radiative transfer processes that affect the observed properties of LAEs (Orsi et al., 2014; Gurung-López et al., 2019a). On the other hand, HAEs are not subject to these effects, making these galaxies excellent tracers of instantaneous SFR (Kennicutt, 1998; Calzetti, 2013).

In this work we use the GALFORM semi-analytic model of galaxy formation (Baugh et al., 2019) to explore the spatial distribution of LAEs and HAEs around protoclusters, at $z = 2.2$, $z = 3.0$, and $z = 5.7$, and evaluate the impact of the IGM on the LAEs.

2. Theoretical approach

We use the P-Millennium dark matter only simulation (Baugh et al., 2019), which is a state-of-the-art N-body simulation ruled by the Plank cosmology: $H_0 = 67.77\ \mathrm{km\,s^{-1}\,Mpc^{-1}}$, $\Omega_\Lambda = 0.693$, $\Omega_\mathrm{M} = 0.307$, $\sigma_8 = 0.8288$ (Planck Collaboration et al., 2016). The box size is 542.16 cMpc h^{-1} and the particle mass resolution is $M_\mathrm{p} = 1.061 \times 10^8\ M_\odot\, h^{-1}$. The dark matter only simu-

lation is combined with the GALFORM semi-analytic model of galaxy formation and evolution, detailed in Lacey et al. (2016) and Baugh et al. (2019).

For every galaxy, we model the ISM transmission of the Lyα photons using the Fast Lyman-Alpha Radiative transfEr trough Outflowing Neutral gas code (FLAREON, Gurung-López & et. al. 2019). The radiative transfer of Lyα photons in the IGM is described in Gurung-López et al. (2019a).

3. Searching for LAE depletion at high densities

In this section we study the spatial segregation of LAEs relative to HAEs in a wide sample of simulated protoclusters. We follow Shimakawa et al. (2017) approach, who studied the relation between the spatial distribution of galaxies and local density of galaxies that exhibit Hα and Lyα emission simultaneously (HAEs+LAEs) on a protocluster located at $z = 2.53$.

We create mock catalogues of protoclusters at $z = 2.2$ with the same spatial constraints as the one observed by Shimakawa et al. (2017). From all our central galaxies, we select every protocluster centre using the halo mass function of radio galaxies (Orsi et al., 2016). At $z = 2.2$ we have 1048 protoclusters with $M_{\rm halo} > 10^{13.2}$ M$_\odot$. The density of galaxies around 2 cMpc of these objects spans between 10 and 400 times the mean density of objects in our simulation.

The distance to the Nth neighbour is used as a proxy for local density, and has the advantage of not assuming an underlying geometry. In the case of Shimakawa et al. (2017), they use $< {\rm a} >_{\rm 5th} = 2 \times (\pi \sum_{\rm Nth})^{-0.5}$, where $\sum_{\rm Nth} (= {\rm N}/\pi {\rm r}^2_{\rm Nth})$ is the number density of galaxies within the radius $r_{\rm Nth}$, which is the distance to the (N − 1)th neighbour from each galaxy. To build our ELG sample we impose luminosity cuts that allow us to match the observed surface density of HAEs and HAEs+LAEs. In our sample, HAEs have Hα luminosities $L_{\rm H\alpha} > 10^{41}$ erg s^{-1} and line emission equivalent widths (EW) EW > 18.6 Å, while HAEs+LAEs are imposed to have also $L_{\rm Ly\alpha} > 1.5 \times 10^{42}$ erg s^{-1} with EW > 15 Å.

Fig. 1 shows the projected $< {\rm a}_{\rm 5th} >$ for every HAE, and the cumulative number of HAEs and HAEs+LAEs as a function of $< {\rm a}_{\rm 5th} >$. We find that the depletion of HAEs+LAEs is not reproduced by our sample of protoclusters: while some follow the observational trend, others present the opposite behaviour, giving place to a statistically negligible depletion. Although there are less HAEs+LAEs than pure HAEs, the former do not avoid specifically the dense cores of protoclusters as infered from observations.

4. IGM impact on clustering at low scales

In the ΛCDM paradigm, the overdensity of dark matter haloes at high redshift are traced by overdensity of galaxies. The density of the IGM is higher around these structures, increasing the probability of scatter of

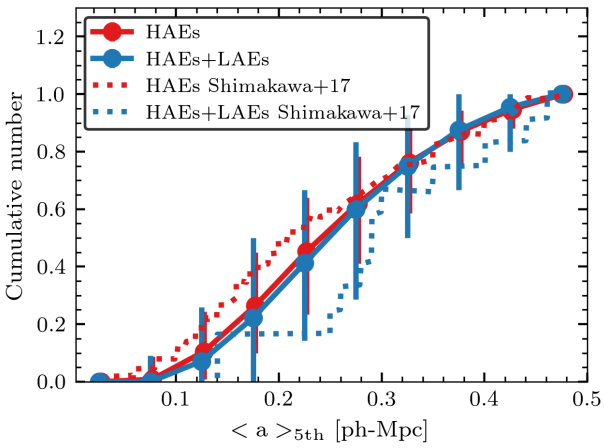


Figure 1: Cumulative number of HAE and HAEs+LAE in terms of the local density proxy $< {\rm a} >_{\rm 5th}$. Solid lines represent the median and error bars denote the $10 - 90th$ percentiles of HAEs (red) and HAEs+LAEs (blue) for 1048 protoclusters selected at $z = 2.2$. Dotted lines represent the behaviour of the USS-1558 protocluster, located at $z = 2.53$ (Shimakawa et al., 2017).

Lyα photons that escape star-forming galaxies (Gurung-López et al., 2019b).

We explore the impact of the IGM model on the HAEs+LAEs sample, studying the clustering at small scales (< 10 cMpc h^{-1}) around protoclusters, where we expect a noticeable effect.

Our fiducial model consider both the ISM and IGM radiative transfer, and we compare with a model with only ISM radiative transfer included.

We quantify the clustering as the cross-correlation function between halo mass selected central objects and ELGs, ξ_{cc}. This is estimated as:

In Fig. 2 we show the clustering of HAEs and HAEs+LAEs for $z = 2.2$, $z = 3.0$ and $z = 5.7$ for the models with and without IGM effect. We find that HAEs+LAEs are ∼75 % less clustered in the cores (≤ 0.5 cMpc h^{-1}), and ∼30 % up to 1 cMpc h^{-1} for $z = 2.2$ and $z = 3.3$, independently of the presence of the scattering effect of the IGM. This may arise because HAEs+LAEs tend to have lower SFRs, metallicities and inhabit less massive DM haloes than HAEs (Gurung-López et al., 2019b). Therefore, they are not a representative subsample of the HAEs, and have lower clustering than HAEs. We also notice that the impact of the IGM on the clustering is negligible at small scales, as expected, because the hydrogen present in the IGM at these redshifts is mainly ionized.

On the other hand, at $z = 5.7$ the IGM is partially neutral, and therefore the transmission of the Lyα photons is highly diminished for $\lambda < 1216$ Å (Gurung-López et al., 2019b). In the lower panel of Fig. 2 we show that the impact of the IGM on the HAEs+LAEs population is less than 10 % inside 1 cMpc h^{-1} with respect to the HAEs, indicating that the protoclusters may be surrounded by a self-produced bubble of ionized hydrogen

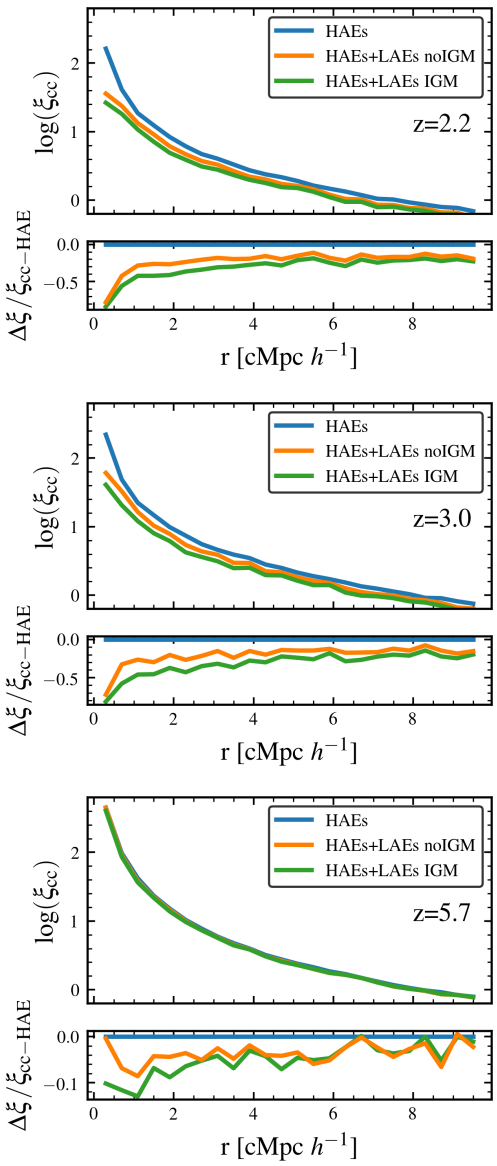


Figure 2: Cross-correlation functions for HAEs and HAEs+LAEs for $z = 2.2$ (upper panel), $z = 3.0$ (middle panel) and $z = 5.7$ (lower panel). Solid blue line represent HAEs, which are not affected by IGM at any redshift. Green and orange lines represent HAEs+LAEs from the model with and without IGM effect respectively. For each redshift we estimate the difference of the clustering relative to the HAEs, where $\Delta\xi$ represents the difference between the cross-correlation (ξ_{cc}) of the HAE population and the cross-correlation of the HAE+LAE population.

that allows the scape of the Lyα photons.

$$\xi_{cc}(r) = \frac{DD(r)}{N_c n_{gal} \Delta V(r)} - 1, \quad (1)$$

where $DD(r)$ is the total number of galaxies around central objects at a distance $r \pm \Delta r/2$, N_c is the total number of central objects in the simulation box, n_{gal} is the mean number density of galaxies, and $\Delta V(r)$ is the volume of a spherical shell of radius r and width Δr.

5. Conclusions

By means of the GALFORM semi-analytic model, we created a galaxy catalogue that includes Lyα radiative transfer of both ISM and IGM. We studied the spatial segregation of LAEs with respect to HAEs around protoclusters at $z = 2.2$, $z = 3.0$ and $z = 5.7$.

We find no significant depletion of LAEs in the densest regions of a sample of 1048 simulated protoclusters at $z = 2.2$. We compare our results with observations performed by Shimakawa et al. (2017) of the protocluster USS-1558 located at $z = 2.53$, and notice that the behaviour of this protocluster may be due to cosmic variance.

At $z = 2.2$ and $z = 3.0$ the difference in the clustering of HAEs and HAEs+LAEs may arise because the radiative transfer inside galaxies induce selection effects over galaxy properties. HAEs+LAEs tend to have lower star formation rates, lower metallicities and inhabit less massive halos than HAEs, hence their clustering is lower. We find no significant impact of the IGM at these redshifts at small scales.

At $z = 5.7$, where we would expect a mild effect of the IGM scattering on Lyα photons, we find an almost indistinguishable impact on clustering. This may be related to the bubbles of ionized material in which protoclusters inhabit, that facilitates the scape of Lyα photons.

Acknowledgements: This project has received funding from the European Union's Horizon 2020 Research and Innovation Programme under the Marie Sklodowska-Curie grant agreement No 734374. TH acknowledges Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET), Argentina, for their supporting fellowships. SAC acknowledges funding from CONICET (PIP-0387), Agencia Nacional de Promoción Científica y Tecnológica (ANPCyT, PICT-2013-0317), and Universidad Nacional de La Plata (G11-150), Argentina.

References

Adams S.M., et al., 2015, MNRAS, 448, 1335
Baugh C.M., et al., 2019, MNRAS, 483, 4922
Calzetti D., 2013, *Star Formation Rate Indicators*, 419
Dijkstra M., 2017, arXiv e-prints, arXiv:1704.03416
Gurung-López S., et. al., 2019, MNRAS, 490, 733
Gurung-López S., et al., 2019a, MNRAS, 486, 1882
Gurung-López S., et al., 2019b, arXiv e-prints, arXiv:1904.04274
Hayashi M., et al., 2012, ApJ, 757, 15
Kashikawa N., et al., 2007, AJ, 663, 765–773
Kennicutt Robert C. J., 1998, ARA&A, 36, 189
Lacey C.G., et al., 2016, MNRAS, 462, 3854
Le Fevre O., et al., 1996, ApJL, 471, L11
Orsi A., Lacey C.G., Baugh C.M., 2012, MNRAS, 425, 87
Orsi Á., et al., 2014, MNRAS, 443, 799
Orsi Á.A., et al., 2016, MNRAS, 456, 3827
Overzier R.A., et al., 2009, MNRAS, 394, 577
Pentericci L., et al., 1997, A&A, 326, 580
Planck Collaboration, et al., 2016, A&A, 594, A13
Shimakawa R., et al., 2017, MNRAS, 468, L21
Venemans B.P., et al., 2002, ApJ, 569, L11
Venemans B.P., et al., 2007, A&A, 461, 823

Connection between the chemical properties of the stellar and gas components in simulated galaxies

N.V. Torres[1,2] & M.E. De Rossi[1,2]

[1] *Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina*
[2] *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*

Contact / neidymtorres@gmail.com, mariaemilia.dr@gmail.com

Resumen / En las últimas décadas, diferentes proyectos de investigación han tratado de encontrar vínculos entre las propiedades químicas y dinámicas de galaxias con el fin the hallar claves sobre su evolución. En este contexto, el análisis de las abundancias químicas de las fases estelares y gaseosas en galaxias es crucial porque tanto la historia de formación estelar como la dinámica de los consiguientes vientos galácticos están sujetos al crecimiento del pozo de potencial de la galaxia. En este trabajo, presentamos resultados prelimimares respecto de la conexión entre las abundancias químicas del gas y las estrellas en galaxias extraídas de las simulaciones cosmológicas EAGLE. De acuerdo a nuestros resultados, las abundancias de oxígeno del gas en condiciones de formar estrellas (SF, por sus siglas en inglés) y de las estrellas están fuertemente correlacionadas desde corrimiento al rojo $z = 3$, con una pendiente de alrededor de 1 y metalicidades más altas para el gas SF. Por otro lado, las abundancias de oxígeno del gas que no es SF exhiben una mayor dispersión y no muestran una correlación significativa con las metalicidades estelares. Un aumento de la eficiencia de la retroalimentación al medio por supernovas tiende a generar un decrecimiento de las abundancias de oxígeno de gas y estrellas, como es de esperarse; sin embargo, la fuerte correlación entre las abundancias del gas SF y las abundancias estelares es preservada con una pendiente casi similar.

Abstract / In the last decades, different research projects have tried to find links between the chemical and dynamical properties of galaxies with the aim at finding clues to their evolution. In this context, the analysis of the chemical abundances of the stellar and gas phases in galaxies is crucial because both the star formation history and the dynamics of the ensuing galactic winds are tied to the growth of the galaxy's potencial well. In this work, we present preliminary results regarding the connection between the chemical abundances of gas and stars in galaxies extracted from EAGLE cosmological simulations. According to our results, oxygen abundances of star-forming (SF) gas and stars are strongly correlated since redshift $z = 3$, with a slope around 1 and higher metallicities for the SF gas. On the other hand, the oxygen abundances of the non SF gas exhibit a larger scatter and do not show a significant correlation with stellar metallicities. An increase of the supernova feedback efficiency tends to generate a decrease of the oxygen abundances of gas and stars, as expected; however, the strong correlation between SF gas and stellar abundances is preserved with an almost similar slope.

Keywords / galaxies: abundances — galaxies: evolution — galaxies: high-redshift — galaxies: star formation — cosmology: theory

1. Introduction

The chemical composition of galaxies is the result of different astrophysical processes such as star formation, infall and outflows of gas, stellar and active galactic nuclei (AGN) feedback, mergers and galaxy interactions, among others. Therefore, the analysis of the nuclei abundances of different elements in the stellar and gas components of galaxies could help to constrain models of galaxy formation and evolution.

In the Local Universe, there is a well-known correlation between the stellar mass (M_*) of galaxies and their stellar (e.g. Gallazzi et al., 2005) and gas-phase (e.g. Tremonti et al., 2004) metallicities, in such a way that more massive galaxies are more metal-enriched. In addition, such relations seem to extend towards higher redshifts (z, e.g., Gallazzi et al. 2014; Maiolino et al. 2008) in the sense that, at a given M_*, systems show lower metallicities in the past.

De Rossi et al. (2017) and De Rossi et al. (2018) performed a detailed analysis of the mass-metallicity relation of galaxies by using the Evolution and Assembly of GaLaxies and their Environments (EAGLE) suite of cosmological hydrodynamical simulations (Schaye et al., 2015). These authors found that the EAGLE high-resolution re-caliblatred simulation predicts a mass-metallicity relation consistent with observations at different z and is also able to reproduce the observed fundamental metallicity relation between M_*, gas-phase oxygen abundance (O/H) and star formation rate (SFR) reported by Mannucci et al. (2010) (see also De Rossi et al. 2015 and Lara-López et al. 2019).

In this work, we present preliminary results of a project aimed at studying the connection between the chemical properties of the stellar and gas components of galaxies in EAGLE simulations. Here, we present a first analysis considering oxygen abundances. A more detailed study, including other chemical elements, will

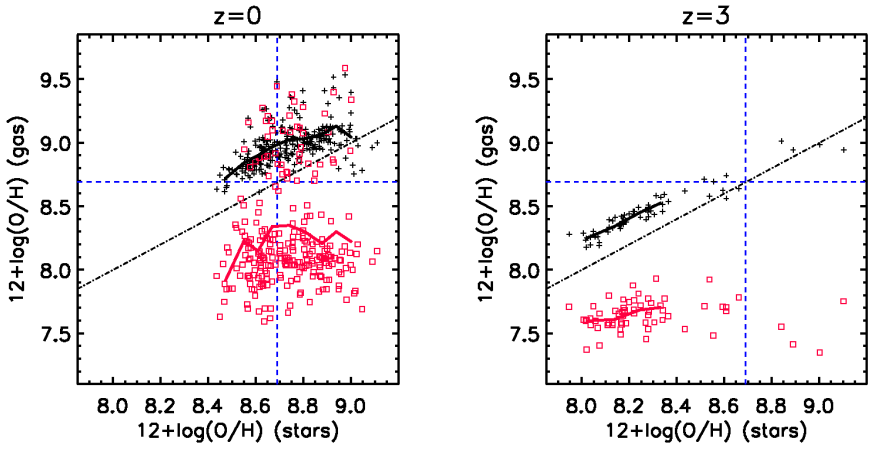


Figure 1: Relation between oxygen abundances of the SF gas (black crosses), the NSF gas (red squares) and the stellar components in the simulation Recal-L025N0752. Results are shown at $z = 0$ (left-hand panel) and $z = 3$ (right-hand panel). Solid curves depict the mean relations. The black dot-dashed line indicates the identity relation, while the dashed blue lines correspond to solar abundances (Allende Prieto et al., 2001).

be the subject of a forthcoming work.

2. EAGLE simulations

The EAGLE suite (Crain et al., 2015; Schaye et al., 2015) is a set of cosmological hydrodynamical simulations run in cubic, periodic volumes ranging from 25 to 100 comoving Mpc. These simulations were run using a modified version of the GADGET-3 code and adopting a Λ-CDM flat cosmology: $\Omega_\Lambda = 0.693$, $\Omega_\mathrm{m} = 0.307$, $\Omega_\mathrm{b} = 0.04825$ and $h = 0.6777$ (Planck Collaboration et al., 2014).

EAGLE simulations implement state-of-the-art numerical techniques and subgrid models for radiative cooling, star formation, stellar mass loss and metal enrichment, energy feedback from star formation and AGN feedback, among others. In this work, we present results obtained from the high-resolution simulation Recal-L025N0752, which predicts metallicity scaling relations in better agreement with some observed trends. This simulation tracks the evolution of an initial number of 752^3 particles per species within a box of side-length of $L = 25$ comoving Mpc and assumes recalibrated parameter values to improve the match to the observed $z \sim 0$ galaxy stellar mass function when increasing the resolution (see Schaye et al. 2015, for details). In addition to Recal-L025N0752, we also analyzed a set of intermediate-resolution simulations (see Crain et al. 2015) to explore the role of different model parameters on our results. In particular, in this article we will focus on the analysis of the so-called WeakFB- and StrongFB-L025N0376 simulations, run within a box of side-length of $L = 25$ comoving Mpc considering 376^3 particles. Simulations WeakFB- and StrongFB-L025N0376 will allow us to analyse models which implement a weak and a strong stellar feedback efficiency, respectively (see Crain et al. 2015, for a detailed description of these models). Following De Rossi et al. (2017), our sample of galaxies includes only galaxies with $M_* > 10^9$ $\mathrm{M}_\odot$.

3. Results

Fig. 1 shows the relation between oxygen abundances of the star-forming (SF) gas (black crosses), the non-SF (NSF) gas (red squares) and the stellar components of galaxies in the simulation Recal-L025N0752.* Results are shown at $z = 0$ (left-hand panel) and $z = 3$ (right-hand panel). Solid curves depict the mean relations. The black dot-dashed line indicates the identity relation. As a reference, dashed blue lines depict the solar abundance values given in Allende Prieto et al. (2001).

In general, as noted by De Rossi et al. (2017), we see that the SF gas tends to have higher oxygen abundances than the stellar component, specially in the case of metal-poor galaxies. In particular, there is a well-defined correlation between the oxygen abundances of the SF gas and stars with a slope about ~ 1. On the other hand, at a given stellar metallicity, the oxygen abundances associated with the NSF gas show a larger scatter and there is a no clear correlation between the oxygen abundances of stars and those corresponding to the NSF gas component. We also note that, as z decreases, the oxygen abundances of the SF and stellar component increase following an almost similar linear relation (with slope about ~ 1), but with larger scatter at lower z. As a reference, Fig. 1 shows solar abundance values given in Allende Prieto et al. (2001).

Fig. 2 compares oxygen abundances of the SF gas, NSF gas and stellar components of $z = 0$ galaxies in the simulations WeakFB- and StrongFB-L025N0376. In the case of a weak feedback efficiency, we see that the oxygen abundances of our three analysed components are higher than in the case of a strong feedback efficiency. In the case of a strong feedback efficency, all simulated galaxies show higher oxygen abundances in their SF gas components than in their stellar components. On the other hand, in the case of a weak feedback efficency, some galaxies show lower metallicities in their SF gas

*The SF gas component is defined by gas particles with SFRs $\dot{m}_* > 0$.

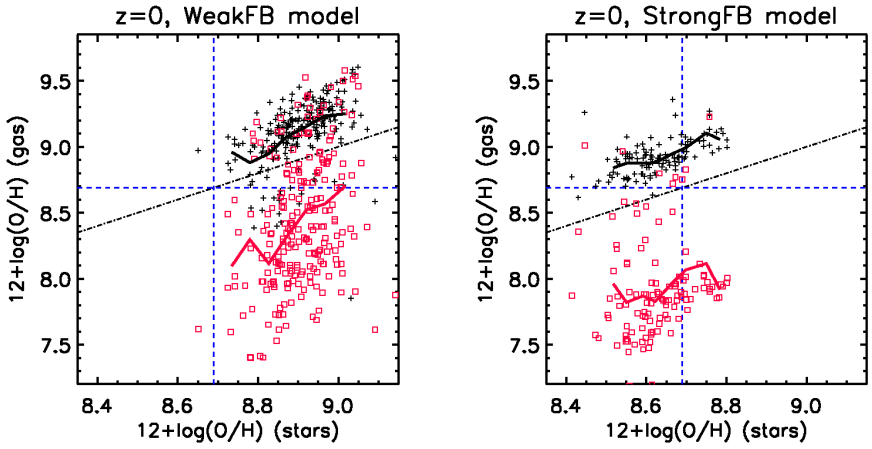


Figure 2: Relation between oxygen abundances of the SF gas (black crosses), the NSF gas (red squares) and the stellar components for simulations WeakFB-L025N0376 (left-hand panel) and StrongFB-L025N0376 (right-hand panel). Results correspond to $z = 0$. Solid curves depict the mean relations. The black dot-dashed line indicates the identity relation, while the dashed blue lines correspond to solar abundances (Allende Prieto et al., 2001).

components than in their stellar components. It is interesting that, on average, both, the weak and strong feedback models, predict a similar slope (~ 1) for the relation between the oxygen abundances of the SF gas and stellar components.

4. Conclusions

We present preliminary results from a project aimed at studying the relation between the chemical abundances of the stellar and gas components of galaxies as a function of mass and redshift.

Our first results indicate that oxygen abundances of SF gas and stars are strongly correlated since z=3, with a slope around 1 and higher metallicities for the SF gas. On the other hand, oxygen abundances of NSF gas exhibit a larger scatter and do not show a significant correlation with stellar metallicities. An increase of the supernova feedback efficiency tends to generate a decrease of the oxygen abundances of gas and stars, as expected; however, the strong correlation between SF gas and stellar abundances is preserved with an almost similar slope.

Currently, we are extending this analysis to other chemical elements such as magnesium, iron and carbon. The origin of our obtained trends will be the subject of a forthcoming study.

Acknowledgements: MEDR thanks the Asociación Argentina de Astronomía for providing with partial financial support for attending its 61st annual meeting. MEDR and NVT are grateful to PICT-2015-3125 of ANPCyT (Argentina). MEDR thanks María Sanz and Guadalupe Lucia for their help and support. 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). The equipment was funded by BEIS capital funding via STFC capital grants ST/P002293/1, ST/R002371/1 and ST/S002502/1, Durham University and STFC operations grant ST/R000832/1. DiRAC is part of the National e-Infrastructure.

References

Allende Prieto C., Lambert D.L., Asplund M., 2001, ApJL, 556, L63
Crain R.A., et al., 2015, MNRAS, 450, 1937
De Rossi M.E., et al., 2015, MNRAS, 452, 486
De Rossi M.E., et al., 2017, MNRAS, 472, 3354
De Rossi M.E., et al., 2018, BAAA, 60, 121
Gallazzi A., et al., 2005, MNRAS, 362, 41
Gallazzi A., et al., 2014, ApJ, 788, 72
Lara-López M.A., et al., 2019, MNRAS, 490, 868
Maiolino R., et al., 2008, A&A, 488, 463
Mannucci F., et al., 2010, MNRAS, 408, 2115
Planck Collaboration, et al., 2014, A&A, 571, A1
Schaye J., et al., 2015, MNRAS, 446, 521
Tremonti C.A., et al., 2004, ApJ, 613, 898

Dust emission from the first massive galaxies

M.E. De Rossi[1,2], G.H. Rieke[3], I. Shivaei[3], V. Bromm[4] & J. Lyu[3]

[1] *Ciclo Básico Común, UBA, Argentina*
[2] *Insituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*
[3] *Department of Astronomy, University of Arizona, Tucson, EE.UU.*
[4] *Department of Astronomy, University of Texas, Austin, EE.UU.*

Contact / mariaemilia.dr@gmail.com, ghrieke@gmail.com

Resumen / Comparamos las distribuciones espectrales de energía (SEDs, por sus siglas en inglés) de galaxias observadas en el infrarojo lejano (FIR, por sus siglas en inglés) a $z \sim 6$ y las predicciones teóricas para las primeras galaxias masivas de población II (Pop II, por sus siglas en inglés). Las SEDs en el FIR a $z \gtrsim 5$ son anchas y están desplazadas hacia longitudes de onda más azules comparadas con galaxias a $z \sim 3$. Mediante la implementación de un modelo analítico para la emisión por polvo de galaxias Pop II, pudimos reproducir el comportamiento observado como consecuencia de las altas densidades de energía y la composición de polvo rica en silicio de las galaxias modeladas a alto z. Como se notó en un trabajo previo, la falta de naturaleza de cuerpo negro de las SEDs de galaxias a $z \sim 6$ debería tenerse en cuenta cuando se interpretan las mediciones de las luminosidades en el FIR para evitar subestimar las tasas de formación estelar.

Abstract / We compare observed far-infrared (FIR) galaxy spectral energy distributions (SEDs) at $z \sim 6$ and theoretical predictions for first massive population II (Pop II) galaxies. Observed FIR SEDs at $z \gtrsim 5$ are broad and shifted to bluer wavelengths when compared to galaxies at $z \sim 3$. By implementing an analytical model for dust emission from Pop II massive galaxies, we were able to reproduce the observed behaviour as a consequence of the high energy densities and silicate-rich dust composition of high-z model galaxies. As noted in a previous work, the non-blackbody nature of galaxy SEDs at $z \sim 6$ should be taken into account when interpreting measurements of FIR luminosities to avoid underestimating star formation rates.

Keywords / galaxies: high-redshift — galaxies: evolution — galaxies: formation — galaxies: star formation — cosmology: theory

1. Introduction

The behaviour of the far-infrared (FIR) spectral energy distributions (SEDs) of star-forming (SF) galaxies at high redshifts ($z \gtrsim 3$) is under debate in the literature. Given the relatively little information available, these SEDs have been characterized in simplified ways. By using indirect arguments, Faisst et al. (2017) concluded that galaxies at very high z show generally "hotter" SEDs than galaxies in the Local Universe ($0 \leq z \lesssim 0.1$). According to Lyu et al. (2016), after subtracting the AGN contribution, the host FIR SEDs of $z \sim$5–6 quasars are better described by the relatively warm SED of the metal-poor starbursting galaxy Haro 11 ($z \approx 0.02$), instead of the normal metal-rich SF templates used at $z \lesssim 2-3$ or modified blackbodies.

De Rossi et al. (2018) modelled the FIR SEDs corresponding to massive Population (Pop) II galaxies (formed after the Pop III stage) during the first phase of significant star formation, finding that these SEDs are significantly shifted to bluer ("warmer") wavelengths compared to the SEDs of local galaxies. In addition, adopting a silicate-rich interstellar dust composition with a small percentage of carbon dust, the theoretical SEDs have very similar behavior to that of Haro 11. Given its moderately-low metallicity and very young stellar population, Haro 11 probably describes the relevant properties in young massive Pop II galaxies at high z. In particular, De Rossi et al. (2018) reported a progression with z in the SEDs of observed galaxies, from those resembling local ones at $2 \lesssim z < 4$ to a more similar behaviour to Haro 11 at $5 \lesssim z \lesssim 7$. Such variations should be taken into account when estimating total infrared luminosities at $z \gtrsim 5$ from measurements close to $\lambda \sim 1$ mm.

In this article, we extend the work by De Rossi et al. (2018) performing a detailed comparison between the theoretical SED, the observed data and different templates SEDs at the extreme redshift end ($z = 5 - 7$).

2. Dust model

We adapt the model of De Rossi & Bromm (2017) to conditions in very luminous galaxies being detected in the FIR at $z \sim 6$ (see De Rossi et al. 2018, for more details). A model galaxy consists of a dark matter halo hosting a central cluster of Pop II stars, surrounded by a mixed phase of gas and dust. We assume a dust-to-metal mass ratio $D/M = 0.02$, a gas metallicity of $Z_{\rm g} = 0.33\ Z_{\odot}$ and a star formation efficiency of $\eta = 0.01$.

We considered the different silicon-based dust models (Cherchneff & Dwek, 2010) implemented by De Rossi & Bromm (2017), but with 10% of the total luminosity contributed by carbon. We adopted the 'stan-

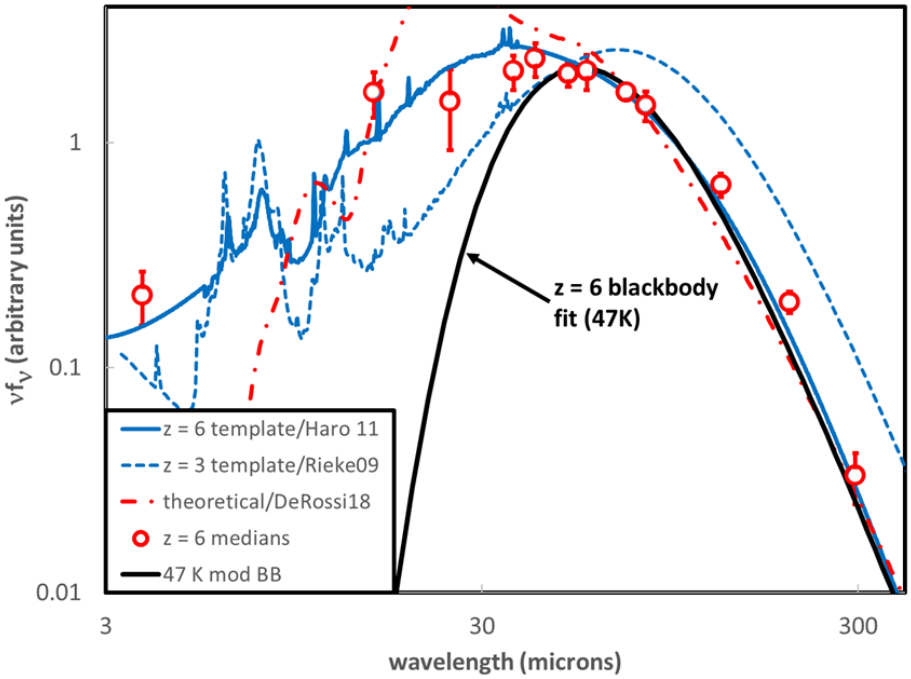


Figure 1: Comparison between theoretical and observed FIR SEDs at high z. Different curves and symbols depict medians of the measurements at $z \sim 6$ shifted to the rest-frame (open red circles, 1σ error bars), the Haro 11 template (solid blue line), the template that fits best at $z = 2 - 4$ (dashed blue line), a standard modified blackbody fit for $z = 6$ ($T = 47$ K, $\beta = 1.6$, solid black line), and the theoretical model preferred by De Rossi et al. (2018) (UM-D-20 model for silicate dust with 10% carbon, dot-dashed red line).

dard' grain-size distribution used in Ji et al. (2014). A dust temperature ($T_{\rm d}$) was determined assuming thermal equilibrium and the dust emissivity was estimated by applying the Kirchhoff's law for the estimated $T_{\rm d}$ profile.

3. Results

Fig. 1 compares the theoretical model preferred by De Rossi et al. (2018) (UM-D-20 with 10% carbon, dot-dashed red line) with the medians of the measurements at $z \sim 6$ shifted to the rest-frame (open red circles, see De Rossi et al. 2018 for details about individual and stacked observational data). Other curves in Fig. 1 depict the Haro 11 template (solid blue line), the template that fits best luminous galaxies at $z = 2 - 4$ (Rieke et al., 2009) (dashed blue line), and a standard modified blackbody fit for $z = 6$ ($T = 47$ K, $\beta = 1.6$), which is commonly used to interpret the ALMA 1 mm measurements. The modified blackbody has been fitted to SEDs within the wavelength range accessible to ALMA at $z = 6$. To show relative luminosity in logarithmic wavelength bins, the SEDs are represented by νf_ν units with an arbitrary normalization.

We see that observed galaxies at $z \sim 6$ have broad SEDs, which are bluer that those typical at lower z. It is clear that observed trends are well reproduced by the continuum predicted by the theoretical model of De Rossi et al. (2018). Departures from the model occur around 20 μm due to silicate emission and at wavelengths ≤ 8 μm where hot dust, probably in close proximity to the hot stars, contributes to the observed fluxes. The model behavior is due to higher dust temperatures reached at higher z, caused mainly by the high energy densities inside luminous galaxies. In addition, their dominant silicate dust has high radiative efficiency at $\lambda = 8 - 60$ μm, augmenting the effects of the high energy density. The high energy densities inside the first massive galaxies results from the extremely high luminosities of their young stellar component ($\sim 10^{13}$ $L_\odot$) combined with their compact sizes (Spilker et al., 2016).

Fig. 1 also shows that the SED template based on the local galaxy Haro 11 constitutes a good representation of the $z \sim 6$ data and is also well described by the theoretical model. As discussed in De Rossi et al. (2018), this is expected as the interstellar medium conditions in Haro 11 are in reasonable agreement with those corresponding to luminous infrared galaxies at $z \sim 6$. Thus, De Rossi et al. (2018) proposed the Haro 11 SED as a proxy template to describe the trends of FIR SEDs at high z. On the other hand, a modified blackbody fit (solid black line) provides a good representation of the data within the range of rest wavelengths accessible with ALMA at submm- and mm-wave observations ($\lambda > 40$ μm), but leads to an underestimation of total infrared luminosities – and star formation rates – by a factor of 2. Other commonly used templates also result in substantial underestimates of the infrared luminosities based just on ALMA measurements near 1 mm compared with the estimate using the Haro 11 template, as shown in Figure 2. Here we plot the ratio of deduced FIR luminosity to the Band 7 flux density (in mJy) as

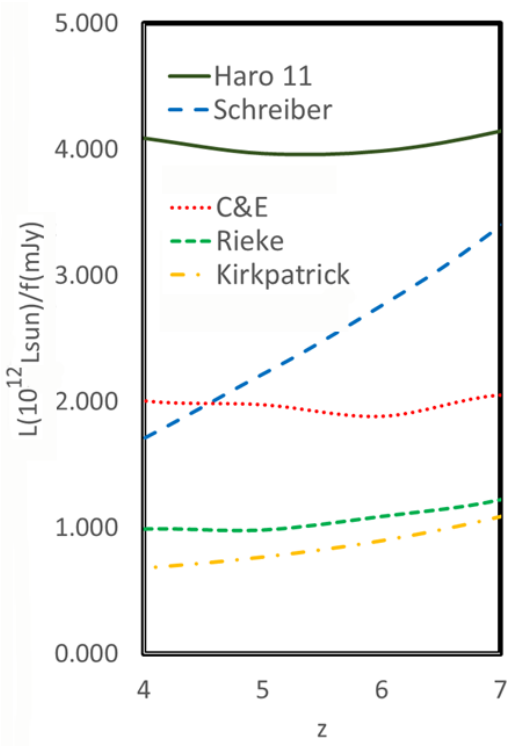


Figure 2: Conversion factors from ALMA oberved Band 7 flux densities in mJy to L(TIR) in units of 10^{12} $L_{\odot}$, for various SED templates: Schreiber et al. (2018); Rieke et al. (2009); Chary & Elbaz (2001); Kirkpatrick et al. (2015) and also with the Haro 11 template. The Rieke et al. (2009) template is applied as in Rujopakarn et al. (2013).

a function of redshift, as it is predicted by a number of commonly used templates.

4. Conclusions

In this work, we compared observed FIR galaxy SEDs at $z \sim 6$ and theoretical predictions for the first massive Pop II galaxies. Our analysis is based on the dust model developed by De Rossi & Bromm (2017) but adapted to conditions reflecting the properties of luminous FIR galaxies at $z = 5 - 7$ (De Rossi et al., 2018).

The observed SEDs at $z \sim 6$ are broad and shifted to bluer wavelengths in comparison with SEDs associated with galaxies at lower z. The theoretical dust model is able to reproduce the observed trends as a consequence of the high energy densities of model massive Pop II galaxies and their dominant silicate dust composition. As discussed in De Rossi et al. (2018), the SED corresponding to the local galaxy Haro 11 constitutes a convenient proxy template to study galaxies at $z \gtrsim 5$.

The characterization of FIR galaxy SEDs at high z is crucial for the exploration of the properties of the interstellar medium of high z galaxies. A straightforward application is the estimate of total FIR luminosities, which, once combined with the initial mass function, provide an estimate of the star formation rates in luminous dust-shrouded galaxies. Single-band ALMA measurements at ~ 1 mm are being used to infer IR luminosities and star formation rates at $z \approx 6$. However, the interpretation of such data depends on the adopted SED template as shown in Figure 2 (see also De Rossi et al., 2018). The non-blackbody nature for galaxy SEDs at $z \gtrsim 5$, predicted by our theoretical model and supported by the available measurements, needs to be considered to avoid an underestimation of total infrared luminosities and, hence, the star formation rates at these high redshifts.

Acknowledgements: MEDR thanks the Asociación Argentina de Astronomía for providing with partial financial support for attending its 61st annual meeting. The work of GHR, IS, and JL was partially supported by NASA Grant NNX13AD82G, and that of IS was also partially supported by a Hubble Fellowship. MEDR is grateful to PICT-2015-3125 of ANPCyT (Argentina) and also to María Sanz and Guadalupe Lucia for their help and support. VB acknowledges support from NSF grant AST-1413501. We thank Alexander Ji for providing tabulated dust opacities for the different dust models used here. This work makes use of the Yggdrasil code (Zackrisson et al., 2011), which adopts Starburst99 SSP models, based on Padova-AGB tracks (Leitherer et al., 1999; Vázquez & Leitherer, 2005) for Population II stars.

References

Chary R., Elbaz D., 2001, ApJ, 556, 562
Cherchneff I., Dwek E., 2010, ApJ, 713, 1
De Rossi M.E., Bromm V., 2017, MNRAS, 465, 3668
De Rossi M.E., et al., 2018, ApJ, 869, 4
Faisst A.L., et al., 2017, ApJ, 847, 21
Ji A.P., Frebel A., Bromm V., 2014, ApJ, 782, 95
Kirkpatrick A., et al., 2015, ApJ, 814, 9
Leitherer C., et al., 1999, ApJS, 123, 3
Lyu J., Rieke G.H., Alberts S., 2016, ApJ, 816, 85
Rieke G.H., et al., 2009, ApJ, 692, 556
Rujopakarn W., et al., 2013, ApJ, 767, 73
Schreiber C., et al., 2018, A&A, 609, A30
Spilker J.S., et al., 2016, ApJ, 826, 112
Vázquez G.A., Leitherer C., 2005, ApJ, 621, 695
Zackrisson E., et al., 2011, ApJ, 740, 13

Calibration of the polarimeter CasPol at the Nasmyth focus: Application to two extragalactic sources

I.E. López[1], S.A. Cellone[1,2] & I. Andruchow[1,3]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Complejo Astronómico El Leoncito, CONICET–UNLP–UNC–UNSJ, Argentina*
[3] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*

Contact / lopezeivan@gmail.com

Resumen / En este trabajo presentamos los resultados del análisis de datos fotopolarimétricos obtenidos durante una campaña observacional de tres noches durante mes de enero de 2019, utilizando el instrumento CasPol ubicado en el foco Nasmyth del telescopio de 2.15 m Jorge Sahade, en el CASLEO. También estudiamos diferentes estrellas estándares polarizadas y no polarizadas, para caracterizar este instrumento cuando está ubicado en el foco antes mencionado. Los resultados obtenidos de este análisis fueron aplicados para calibrar adecuadamente los datos observados para dos fuentes extragalácticas: PKS 0625-35 y 1RXS J084702.1-23.

Abstract / In this work we present the results of the analysis of photo-polarimetric data obtained with the instrument CasPol at the Nasmyth focus of the Jorge Sahade 2.15 m telescope, at CASLEO. We also study different polarized and unpolarized standard stars to characterize this instrument when it is used in the aforementioned focus. The results of this characterization were applied to calibrate the data from two extragalactic sources: PKS 0625-35 and 1RXS J084702.1-23.

Keywords / instrumentation: polarimeters — galaxies: active — techniques: polarimetric

1. Introduction

Optical polarization measurement is an important technique to identify and characterize objects of unknown nature. High polarization is a signature of non-thermal emission processes (Mandarakas et al., 2019). In blazar-type AGNs, the optical flux is dominated by synchrotron emission from the relativistic jet, and is thus highly polarized (e.g. Blandford & Königl, 1979). Measurements of the optical linear polarization give then information on the direction and ordering of the magnetic field, while variability studies provide clues on its geometry (Marscher, 2015).

In this work we gave a first step in the characterization of the polarimeter CasPol positioned at the Nasmyth focus of the Jorge Sahade 2.15 m telescope, at CASLEO. This was done by observing, we observed unpolarized and polarized standard stars to make a first calibration to use as reference for science targets.

We also studied two extragalactic sources: PKS 0625-35 and 1RXS J084702.1-23. The first one is an unclassified AGN (a radio-galaxy with BL Lac optical characteristics, probably due to a misaligned jet; Wills et al., 2004) detected recently by the HESS telescope at high energies (HESS Collaboration et al., 2018). The second one is an unclassified blazar detected in X rays (Shaw et al., 2013).

Within the frame of a long-term photo-polarimetric study of AGN carried on by our group, we are starting a campaign set on unclassified sources, with the aim of providing data to characterize their nature.[⋆]

2. Observations

The data presented in this work were obtained with the instrument CasPol at the Nasmyth focus of the Jorge Sahade telescope, on January 22-24th 2019. This instrument is a dual-beam polarimeter that has a filter wheel with $UBVRI$ Johnson-Cousins filters (J-C), another wheel with neutral filters, a half-wave plate (HWP) retarder and a Savart plate. The detector of this instrument is a 1024×1024 Tek CCD with a scale of $0.27''$ per pixel. The polarimeter splits the optical flux of the source into two orthogonal beams, the ordinary and the extraordinary one.

There is a previous characterization of this instrument mounted at the Cassegrain focus, by Sosa et al. (2019). However, technical and operational reasons demand the relocation of this instrument at the Nasmyth focus. Since the changes in the optical path between the different foci affect the instrumental polarization (mainly due to the extra reflection by the tertiary 45 degree mirror), a new characterization for the Nasmyth focus is needed.

The science objects were observed only on the first night, while the standard stars were systematically observed with the filter configurations along the three

[⋆]Based on data obtained at CASLEO, operated under agreement between CONICET and the National Universities of La Plata, Córdoba and San Juan.

Table 1: Polarization standard stars used in this work.

Object	Type	Filter	N_{obs}
HD42078	unpolarized	B	4
		V	5
		R	3
		I	1
HD97689	unpolarized	B	1
		V	1
		R	2
		I	1
HD64299	unpolarized	B	1
		V	1
		R	1
		I	1
HD298383	polarized	B	3
		V	2
		R	3
		I	2
Ve6-23	polarized	B	1
		V	1
		R	2
		I	1

nights. In Table 1 we present the standard stars used in this work, with number of observations for each J-C filter. The Stokes parameters of these standards have been published by Turnshek et al. (1990), Fossati et al. (2007) and Cikota et al. (2017).

To obtain a polarization point, four exposures with the HWP in different positions (0°, 22.5°, 45° and 66.5°) are required, so the time of each polarization point is the mean of the four exposures.

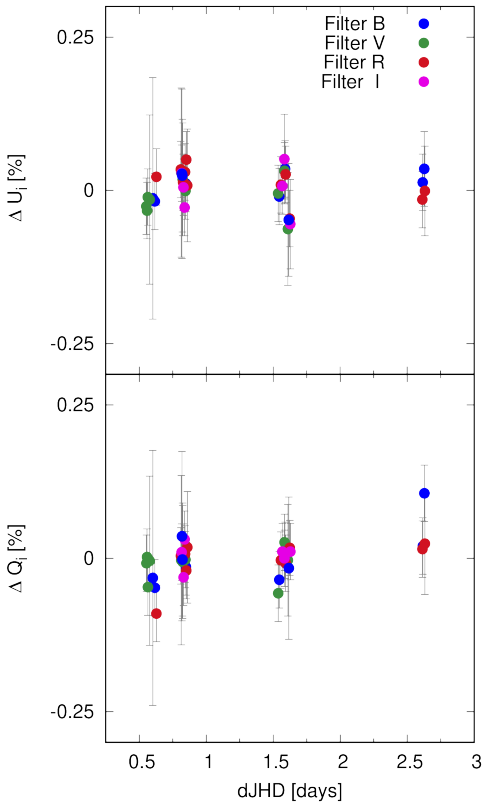


Figure 1: Differences between the instrumental Stokes parameters obtained by different reduction processes. The differential JHD started on January 22nd, 2019.

3. Methodology

3.1. Reduction

In this section we explore any possible differences between two different reduction processes. For the first one, we we used combined flat field images for each different HWP position, while in the second one we reduced the images with flats combining all of the HWP positions. In Fig. 1 we show the differences between the instrumental Stokes parameters obtained through these processes for all the standards stars. The average difference between the two ways of processing are $\langle \Delta U_i \rangle = 0.002$ and $\langle \Delta Q_i \rangle = 0.003$ while the minimum associated error of the instrumental Stokes parameters (calculated by propagating the photometric errors given by IRAF) is 0.046. Since the errors are larger than the differences between the instrumental Stokes parameters, we decided to continue this work using combined flats from all the HWP positions, and only discriminating by J-C filters.

3.2. Standard system

To obtain the linear polarization value, we need to calculate the Stokes parameters in the standard system ($Q_{\rm std}$, $U_{\rm std}$). We use the following equations to obtain these parameters:

$$Q_{\rm std} = Q_{\rm obs} - Q_{\rm ins}$$
$$U_{\rm std} = U_{\rm obs} - U_{\rm ins}$$

where $Q_{\rm ins}$ and $U_{\rm ins}$ are the instrumental parameters (due to polarization introduced by the telescope-instrument system), while $Q_{\rm obs}$ and $U_{\rm obs}$ are the observed parameters.

We observed different unpolarized stars to determine the instrumental correction to the Stokes parameters, because by assuming $Q_{\rm std} = U_{\rm std} = 0$, the observed parameters are equal to the instrumental parameters.

We used a conservative statistics, rejecting the points more than $2.5\,\sigma$ off the mean value. We show these values in Fig. 2. We can see that Q_i absolute values are high, showing significant dispersion between different filters. Instead, U_i absolute values are lower, with a milder difference between filters. These are indications of some dependence between the Stokes parameters and wavelength, but we need a larger sample to confirm that. Because of that, we decided to estimate the instrumental Stokes parameters for the scientific targets calibration as an average value for all filters.

We also studied polarized standards stars, so we could use the known polarization angles of these stars to determine the instrumental angle polarization and applied this correction to the science objects.

Finally, after applying all the corrections, we obtained the polarization results for these sources. In Fig. 3 we show the polarization percent and the angle of polarization of these extragalactic sources for each filter.

4. Summary

There are no significant differences between the reduction processes applied in this work –flats for each HWP position or flats combining all the HWP positions–.

A thorough characterization of CasPol mounted at the Nasmyth focus of the Jorge Sahade telescope will require a larger sample and a longer observation run.

However, our results provide a first estimation of basic parameters, namely the instrumental polarization. In this estimation the instrumental Stokes parameters are: $\langle U_{\rm ins}\rangle = -0.75 \pm 0.08$ and $\langle Q_{\rm ins}\rangle = -4.22 \pm 0.21$. The estimation for the correction to obtain the standard polarization angle is $\langle \theta_{\rm s}\rangle = 49.83° \pm 0.79°$.

These high values of the instrumental polarization are typical of polarimeters mounted on the Nasmyth focus (Covino et al., 2014) ; however, in CasPol the instrumental polarization is constant because there is no field rotation thanks to the equatorial mount.

The instrumental polarization might have a dependency with the wavelength, but we need a larger sample to study this in detail.

We found that PKS 0625-35 shows a polarization between $1-2$ % depending on wavelength. This result can be expected in radiogalaxies with misaligned jets, like this one. Non-blazar AGNs also have low polarization ($\lesssim 2$ %) due to scattering by dust/electrons (e.g., Kokubo 2017). 1RXS J084702.1-233650, in turn, has a linear polarization around 6 %. This high value of linear polarization is usual in blazars with low synchrotron peak in their spectral energy distributions (Andruchow et al., 2005). In order to be able to derive physical parameters of these sources, we need a temporal analysis of θ_s with a broad time distribution.

Acknowledgements: We acknowledge CASLEO staff support. We also thank the anonymous referee for useful suggestions that helped to improve the paper.

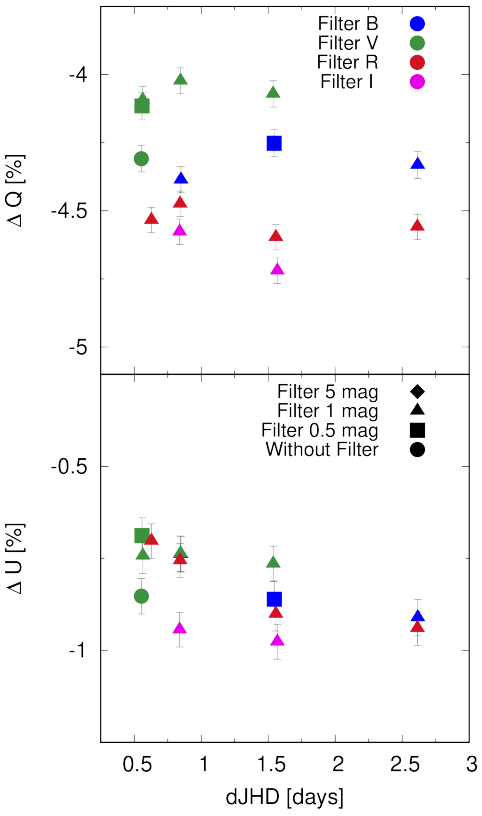


Figure 2: Instrumental Stokes parameters for unpolarized standard stars. The differential JHD started on January 22nd, 2019.

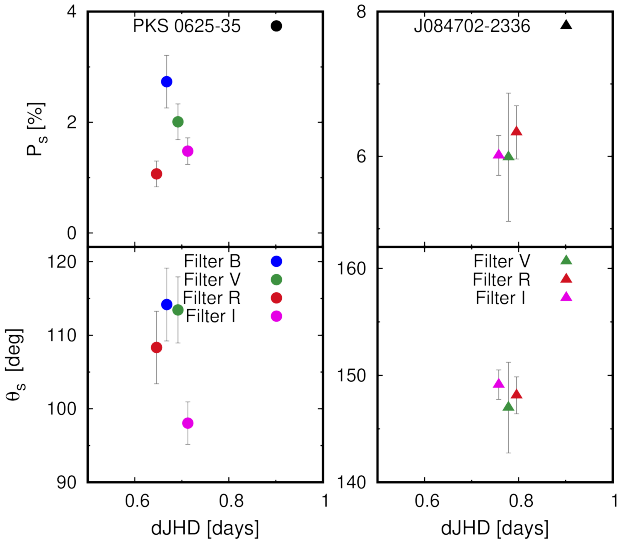


Figure 3: Standard Stokes parameters for the extragalactic sources. The differential JHD started on January 22nd, 2019.

References

Andruchow I., Romero G.E., Cellone S.A., 2005, A&A, 442, 97
Blandford R.D., Königl A., 1979, ApJ, 232, 34
Cikota A., et al., 2017, MNRAS, 464, 4146
Covino S., et al., 2014, Astron. Nachr., 335, 117
Fossati L., et al., 2007, C. Sterken (Ed.), *The Future of Photometric, Spectrophotometric and Polarimetric Standardization, Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 364, 503
HESS Collaboration, et al., 2018, MNRAS, 476, 4187
Mandarakas N., et al., 2019, A&A, 623, A61
Marscher A.P., 2015, F. Massaro, C.C. Cheung, E. Lopez, A. Siemiginowska (Eds.), *Extragalactic Jets from Every Angle, IAU Symposium*, vol. 313, 122–127
Shaw M.S., et al., 2013, ApJ, 764, 135
Sosa M., et al., 2019, J. Astron. Telesc. Instrum. Syst., 5, 028002
Turnshek D.A., et al., 1990, AJ, 99, 1243
Wills K.A., et al., 2004, MNRAS, 347, 771

Observaciones espectroscópicas del blazar S2 0109+22 y su entorno

A. Pichel[1], C. Donzelli[2,3], H. Muriel[2,3] & A.C. Rovero[1]

[1] *Insituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*
[2] *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET–CICPBA, Argentina*
[3] *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET–UNC, Argentina*

Contacto / anapiche@iafe.uba.ar

Resumen / La determinación del corrimiento al rojo de las fuentes extragalácticas de rayos gamma es de fundamental importancia para la interpretación de sus modelos de emisión, para estudios de población y para estudiar la interacción con la luz extragaláctica de fondo, entre otros. Aquí nos centraremos en el blazar de tipo BL Lac S2 0109+22, detectado a muy altas energías por MAGIC en 2015, y cuyo valor de corrimiento al rojo es incierto. Siendo los corrimientos al rojo epectroscópicos de objetos BL Lac de difícil determinación, nos propusimos realizar observaciones de alta relación señal/ruido con Gemini no solo del blazar, sino de las decenas de objetos en el campo de visión, con la intención de caracterizar el entorno del blazar y realizar un estudio poblacional desarrollado por nosotros para la estimación de la distancia de S2 0109+22. Obtuvimos y analizamos espectros ópticos con Gemini Norte durante el período 2017 para la fuente y los objetos que la rodean, en el rango espectral $4500 - 8000$ Å. Mostramos resultados preliminares del análisis del espectro del blazar y los objetos encontrados en su entorno.

Abstract / The redshift determination of the gamma-ray extragalactic sources is crucial for the interpretation of their emission models, for population studies and to study the interaction with extragalactic background light, among others. In this work, we will focus on the BL Lac blazar S2 0109+22, detected at very high energies by MAGIC in 2015, with no redshift estimation. Being the spectroscopic redshifts of BL Lac objects a very difficult task to achive, we propouse to make high signal-to-noise observations with Gemini not only of the blazar, but of the dozens of objects in its vicinity, with the intention of characterizing the environment of the blazar and performing a population study developed by us, for the estimation of the distance of S2 0109+22. We obtained and analized optical spectra with Gemini North during the 2017 period for the source and the surrounding objects, in the spectral range $4500 - 8000$ Å. We show preliminary results of the blazar spectrum analysis and the objects found in their environment.

Keywords / BL Lacertae objects: individual (S2 0109+22) — galaxies: distances and redshifts — galaxies: groups: general

1. Introducción

Los blazares son una subclase de galaxias de núcleo activo (AGN, por sus siglas en inglés) para las cuales el ángulo del *jet* se encuentra dentro de un cono angosto ($< 10°$) con respecto a la línea de la visual. Los AGNs son los candidatos a ser las fuentes de rayos cósmicos (RC) extragalácticos, lo cual se torna en una probabilidad cierta a partir de los resultados del Observatorio Pierre Auger para los RC ultra energéticos (Aab et al., 2018). La presencia de estas partículas aceleradas en fuentes astronómicas necesariamente produce radiación no térmica, rayos gamma en particular, cuya detectabilidad se incrementa para un blazar dada la conveniente geometría de sus *jets*.

Los blazares detectados en rayos gamma de muy alta energía (VHE, por sus siglas en inglés), o blazares VHE, son candidatos ideales para estudiar los mecanismos de aceleración de los RC extragalácticos. Resultan importantes en estudios de magnitudes intergalácticas, como el la luz extragaláctica de fondo y el campo magnético intergaláctico. Para todos estos estudios es necesario conocer la distancia, o corrimiento al rojo (z), del blazar.

Los blazares VHE son mayoritariamente del tipo BL Lacertae (BL Lac), cuya característica más frecuente es la ausencia de líneas en su espectro óptico, haciendo la determinación de sus corrimientos al rojo espectroscópicos muy difícil, usualmente imposible. Por lo tanto, una proporción importante del catálogo de blazares VHE no tiene corrimientos al rojo bien determinados. Considerando además que este catálogo está pobremente poblado (menos de 100 objetos), se torna importante el desarrollo de métodos alternativos para estimar sus corrimientos al rojo. En este sentido, hemos desarrollado previamente (Muriel et al., 2015; Rovero et al., 2016) un método que hace uso de que los blazares BL Lac se sitúan en el centro de las galaxias elípticas. Estas galaxias en general se encuentran en grupos o cúmulos de galaxias, por lo que identificando el grupo se puede establecer la probabilidad de que el blazar pertenezca a ese grupo y asignarle el corrimiento al rojo del conjunto.

El blazar S2 0109 + 22 es un objeto brillante clasificado como BL Lac intermedio (IBL, por sus siglas

en inglés) por Ghisellini et al. (2011). Originalmente fue detectado en el óptico por Wills & Wills (1976), luego detectado en rayos X por las misiones espaciales *Einstein, EXOSAT, ROSAT* y *Swift*, así como *Fermi-LAT* en la banda de rayos gamma de alta energía (HE, por sus siglas en inglés), $E > 100$ MeV (Acero et al., 2015). Finalmente, la fuente también fue detectada en 2015 en la banda de rayos gamma VHE, $E > 100$ GeV, durante un estado de alta actividad por MAGIC (ATEL #7844). El espectro original tomado por Wills & Wills (1976) no muestra líneas de emisión y/o absorción. En observaciones posteriores realizadas por varios autores con mayor relación señal/ruido (S/N) y mejores resoluciones espectroscópicas (Falomo et al., 1994; Sbarufatti et al., 2006, 2009; Shaw et al., 2009; Landoni et al., 2013) no se pudieron detectar líneas de emisión y/o absorción.

En discrepancia con estos resultados anteriores, Healey et al. (2008) encontraron en el espectro óptico de S2 0109+22, líneas de absorción indican para este blazar un corrimiento al rojo $z = 0.265$. Además, fue confirmado unos años después por Shaw et al. (2012).

Sin embargo, Paiano et al. (2016) hicieron una breve observación de 750 s con el telescopio GTC en el rango de $44\,000 - 10\,000$ Å y no encontraron ninguna línea de absorción y/o emisión en el espectro de S2 0109+22 y estimaron un corrimiento al rojo $z > 0.35$. Argumentan que las líneas de absorción encontradas por los autores antes mencionados (Healey et al., 2008; Shaw et al., 2012) podrían deberse a un error durante las observaciones y que pertenezcan a una galaxia cercana.

Estos resultados controversiales colocan a S2 0109+22 en un lugar muy especial entre los blazars que necesitan mayores estudios y observaciones para determinar su corrimiento al rojo.

2. Observaciones

Utilizando el instrumento Gemini Multi-Object Spectrograph (GMOS) en septiembre de 2017, programa GS-2017B-Q50 (cuyo investigador principal fue A. Pichel), obtuvimos espectros para el blazar S2 0109+22 y otros 35 objetos dentro del campo de visión, como se observa en la Figura 1. Para ello se diseñó una máscara *multi-slit* a partir de una pre-imagen tomada por Gemini durante 60 s en junio de 2017. El campo de visión del telescopio fue de $5' \times 5'$, con un *seeing* promedio de $\sim 0.9''$.

Se realizaron 5 exposiciones de 900 s cada una, utilizando ranuras de $1'' \times 5''$ cada una, siendo la escala espacial de $0.1456''$ por pixel. Las observaciones y los archivos de calibración fueron obtenidos a través del Gemini Science Center manejado por el Canadian Astronomy Data Center. La reducción de los datos fue realizada de manera estándar utilizando el paquete Gemini incluído en IRAF (ver Muriel et al. 2015 para más información). Los corrimientos al rojo de los objetos alrededor de S2 0109+22 fueron estimados utilizando la rutina FXCOR dentro de IRAF, utilizando los parámetros cosmológicos estándar.

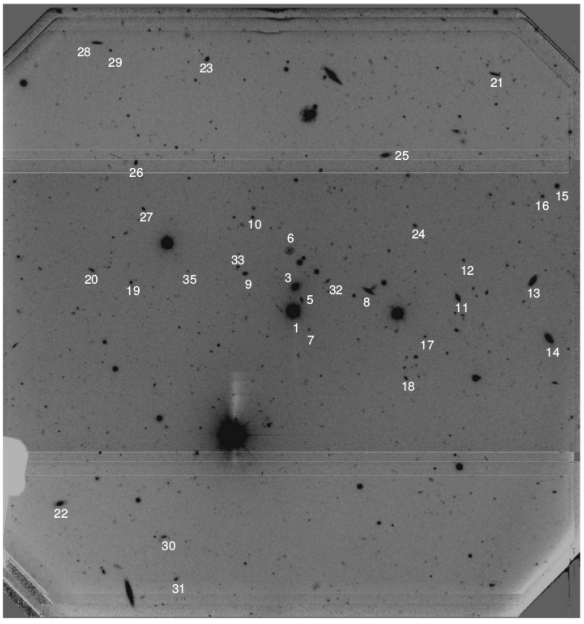


Figura 1: Imagen obtenida con GMOS en la banda g' centrada en S2 0109+22. Los objetos observados se identifican con números.

3. Resultados

3.1. Espectro óptico

En la Figura 2 se puede observar el espectro preliminar de S2 0109+22 después de la reducción de los datos, de acuerdo al procedimiento antes mencionado. El espectro cubre el rango $4500 - 8000$ Å. Pudimos determinar un nivel S/N ≈ 50 a 6000 Å. No pudimos identificar ninguna línea espectral que permita estimar el corrimiento al rojo de S2 0109+22, pero si encontramos líneas espectrales galácticas como el Na y líneas telúricas, que se encuentran marcadas en la Fig. 2. Con nuestras observaciones con mayor relación S/N, podemos determinar que el corrimiento al rojo encontrado por Healey et al. (2008) y Shaw et al. (2012), no corresponde a S2 0109+22. Encontramos que, como indican Paiano et al. (2016), correspondería a alguna de las galaxias más cercanas, con $z = 0.267$. Estas galaxias se pueden apreciar estas en la Fig. 1 (*slit* números 3, 5 y 6).

3.2. Estudio del entorno de S2 0109+22

Los 35 objetos estudiados en el campo de visión de S2 0109+22 están enumerados en la Tabla 1, junto con su posición y su magnitud. De estos objetos, por lo menos 28 de ellos son galaxias con corrimiento al rojo en el rango $z = 0.17 - 0.67$.

Identificamos un grupo de galaxias con 9 miembros a $z = 0.268$. Calculamos su radio virial en $R_{VIR} = 0.20$ Mpc y su velocidad de dispersión en 307 $\mathrm{km\,s^{-1}}$ (Muriel et al., 2015). Encontramos un segundo grupo de galaxias con 5 miembros a $z = 0.186$, con $R_{VIR} = 0.38$ Mpc y velocidad de dispersión de 386 $\mathrm{km\,s^{-1}}$.

Estos grupos se encuentran a un corrimiento al rojo menor al estimado por Paiano et al. (2016), con lo que

Tabla 1: Objetos observados en el campo de visión de S2 0109+22 que presentan espectros en el rango 4500 − 8000 Å. El *slit* 1 corresponde al blazar S2 0109+22. Columna 1: número de *slit*; columna 2 y 3: RA y Dec (J2000.0); columna 4: mag. r'; columna 5: corrimiento al rojo z medido.

Slit	RA (J2000.0)	DEC (J2000.0)	$m_{r'}$	z	*Slit*	RA (J2000.0)	DEC (J2000.0)	$m_{r'}$	z
1	1:12:05.9	22:44:38.4	—	—	20	1:11:57.4	22:45:02.4	20.86	0.2693
3	1:12:06.0	22:44:52.6	18.29	0.2679	21	1:12:14.4	22:46:56.8	20.32	0.1867
5	1:12:06.3	22:44:45.0	20.23	0.2684	22	1:11:56.1	22:42:45.9	18.73	0.1839
6	1:12:05.7	22:45:13.9	20.24	0.2694	23	1:12:02.3	22:47:06.1	20.80	0.1323
7	1:12:06.6	22:44:27.6	21.45	0.1952	24	1:12:11.0	22:45:28.3	21.09	0.2707
8	1:12:09.1	22:44:50.2	19.04	0.2663	25	1:12:09.8	22:46:09.5	19.93	0.0000
9	1:12:03.9	22:45:00.2	20.57	0.2673	26	1:11:59.3	22:46:05.3	20.47	0.2677
10	1:12:04.2	22:45:33.2	20.73	0.3902	27	1:11:59.6	22:45:38.1	21.67	0.3799
11	1:12:12.9	22:44:46.2	19.00	0.1964	28	1:11:57.6	22:47:15.2	20.18	0.0000
12	1:12:13.1	22:45:08.1	20.94	0.2685	29	1:11:58.2	22:47:10.8	21.49	0.2753
13	1:12:16.0	22:44:56.0	18.76	0.1873	30	1:12:00.4	22:42:26.5	20.77	0.3489
14	1:12:16.7	22:44:22.3	18.87	0.1853	31	1:12:01.0	22:42:01.7	21.19	0.4567
15	1:12:17.0	22:45:51.7	19.91	0.5159	32	1:12:07.3	22:44:55.9	21.91	0.4907
16	1:12:16.4	22:45:45.5	21.18	0.5201	33	1:12:03.6	22:45:04.2	21.84	0.6633
17	1:12:11.5	22:44:23.5	21.07	0.0000	34	1:12:14.1	22:44:49.2	21.75	0.1872
18	1:12:10.6	22:43:59.4	21.33	0.3347	35	1:12:01.4	22:44:57.7	21.77	0.0000
19	1:11:59.0	22:44:55.1	21.21	0.3091					

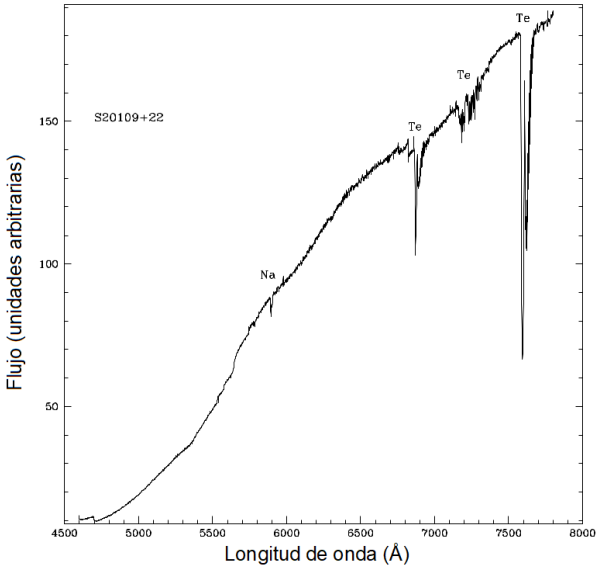


Figura 2: Espectro óptico obtenido de S2 0109+22 con un nivel S/N ≈ 50 a 6000 Å. Sólo se pueden observar las líneas galácticas y telúricas.

futuros estudios son necesarios, ya sea para estudiar como se modificaría la estimación del corrimiento al rojo utilizando otros valores de la magnitud de la galaxia huesped, o modificando nuestro método para asociar el blazar S2 0109+22 con alguno de los grupos numerosos encontrados.

4. Conclusiones

Observamos al blazar BL Lac S2 0109+22 con el telescopio Gemini Norte durante el segundo semestre de 2017, realizando observaciones espectrocópicas con un nivel S/N ≈ 50 a 6000 Å. No pudimos identificar ninguna línea de emisión o absorción para poder determinar su corrimiento al rojo de manera directa, aunque si identificamos algunas líneas telúricas y galácticas. Si pudimos determinar que el corrimiento al rojo reportado por Healey et al. (2008) y corroborado por Shaw et al. (2012) no corresponde a S2 01-9+22 sino a una de las galaxias cercanas. Además obtuvimos espectros ópticos de 35 objetos en el campo de visión del blazar, para poder obtener el corrimiento al rojo de las 28 galaxias dentro del campo, y así poder realizar un estudio poblacional. Este trabajo se encuentra en desarrollo y esperamos encontrar una manera de asociar el blazar S2 0109+22 con algún grupo numeroso de galaxias.

Agradecimientos: Este trabajo fue parcialmente subsidiado por CONICET y ANCyPT. Las observaciones fueron obtenidas por el Observatorio Gemini, que es operado por la Association of Universities for Reaserch in Astronomy, Inc., dentro de un acuerdo de cooperación con la NSF en nombre de la colaboración Gemini: National Science Foundation (Estados Unidos), National Research Council (Canada), CONICYT (Chile), Australian Research Council (Australia), Ministério da Ciência, Tecnologia e Inovação (Brasil) y Ministerio de Ciencia, Tecnología e Innovación Productiva (Argentina).

Referencias

Aab A., et al., 2018, ApJL, 853, L29
Acero F., et al., 2015, ApJS, 218, 23
Falomo R., Scarpa R., Bersanelli M., 1994, ApJS, 93, 125
Ghisellini G., et al., 2011, MNRAS, 414, 2674
Healey S.E., et al., 2008, ApJS, 175, 97
Landoni M., et al., 2013, AJ, 145, 114
Muriel H., et al., 2015, A&A, 574, A101
Paiano S., et al., 2016, MNRAS, 458, 2836
Rovero A.C., et al., 2016, A&A, 589, A92
Sbarufatti B., et al., 2006, A&A, 457, 35
Sbarufatti B., et al., 2009, AJ, 137, 337
Shaw M.S., et al., 2009, ApJ, 704, 477
Shaw M.S., et al., 2012, ApJ, 748, 49
Wills D., Wills B.J., 1976, ApJS, 31, 143

Emisión γ de supervientos galácticos

P. Kornecki[1], L.J. Pellizza[1], J.F. Albacete Colombo[2] & A.L. Müller[1,3,4]

[1] *Instituto Argentino de Radioastronomía,CONICET–CICPBA, Argentina*
[2] *Departamento de Investigación en Ciencias Exactas e Ingeniería, UNRN - Sede Atlántica, Viedma, Argentina*
[3] *Institute for Nuclear Physics, Karlsruhe Institute of Technology, Karlsruhe, Alemania*
[4] *Instituto de Tecnologías en Detección y Astropartículas, CNEA–CONICET–UNSAM, Argentina*

Contacto / paulakx@iar.unlp.edu.ar

Resumen / Las galaxias con formación estelar activa son las primeras fuentes γ extragalácticas cuya emisión proviene mayormente de fenómenos vinculados a sus poblaciones estelares. Como evidencia a favor de esta interpretación suele presentarse la correlación cuasilineal observada por la misión *Fermi*, entre su luminosidad en rayos γ y su tasa de formación estelar. Recientemente se ha propuesto que la emisión γ de una de estas galaxias (NGC 253) podría explicarse por la interacción de partículas relativistas aceleradas en el superviento galáctico, con los campos de radiación y materia presentes en la burbuja formada por dicho viento. En el presente trabajo extendemos este modelo a galaxias con distinta tasa de formación estelar, y exploramos su habilidad para explicar la correlación antes mencionada. Encontramos que predice un cambio en la pendiente de la misma, a diferencia de aquellos que suponen que la emisión proviene del disco. Si bien el modelo describe en orden de magnitud las luminosidades observadas, la tendencia es apenas marginalmente consistente las observaciones.

Abstract / Star-forming galaxies are the first extragalactic γ-ray sources whose emission comes mostly from phenomena linked to their stellar populations. The strongest evidence suppoting this interpretation is the quasi-linear correlation between their γ-ray luminosities and their star formation rates, observed by the *Fermi* mission. Recently, it has been proposed that the γ-ray emission of one of these galaxies (NGC 253) could be explained by the interaction of relativistic particles, accelerated in its galactic superwind, with radiation fields and surrounding matter. In this work we extend this model to galaxies with different star formation rates, and explore its ability to explain the aforementioned correlation. We find that the model pedicts a change in the slope of the correlation, contrary to those in which the emission comes from the disk. Although the model describes the observed luminosities in order of magnitude, the trend is at most marginally consistent with observations.

Keywords / galaxies: star formation — gamma rays: galaxies — acceleration of particles

1. Introducción

Las galaxias con formación estelar activa (SFGs, por sus siglas en inglés) son las primeras fuentes γ extragalácticas conocidas cuya emisión no proviene de núcleos galácticos activos, sino presumiblemente de sus poblaciones estelares. Estas fuentes fueron observadas en los últimos años por el instrumento espacial *Fermi* a energías de GeVs, y por los instrumentos terrestres VERITAS y H.E.S.S. en TeVs. Entre ellas se encuentran las galaxias con brote estelar (SBGs, por sus siglas en inglés), con tasa de formación estelar excepcionalmente alta. La evidencia más importante a favor del origen estelar de la emisión es la correlación cuasilineal entre su luminosidad en rayos gamma (L_γ) y distintos indicadores de su tasa de formación estelar (SFR, por sus siglas en inglés), como la luminosidad infrarroja (IR; Ackermann et al., 2012).

Las SFGs contienen poblaciones numerosas de estrellas masivas y tasas de supernovas elevadas, lo que sugiere que podrían ser sitios eficientes de producción de rayos cósmicos (CRs, por sus siglas en inglés). Los CRs interactuarían con el medio interestelar denso (concentrado mayormente en forma de nubes moleculares) y los campos de radiación intensos de las SFGs, generando radiación γ. Ackermann et al. (2012); Lacki & Thompson (2013); Persic & Rephaeli (2010), entre otros, han propuesto que la emisión γ proviene de la interacción de los protones relativistas de los CRs con protones fríos en las regiones de formación estelar. El resultado de estos modelos es que $L_\gamma \propto \mathrm{SFR}$.

En muchas SBGs se observaron evidencias super vientos (SWs, por sus siglas en inglés a escala galáctica, con velocidades de $10^2 - 10^3$ km s^{-1} (Strickland & Heckman, 2009). Existen además observaciones en radio de SBGs cercanas (Heesen et al., 2009) que muestran un halo extendido de radiación sincrotrón. Esto apoya la idea de que los SWs acelerarían CRs, que podrían ser los responsables de la emisión γ. Romero et al. (2018) han modelado dicha emisión para el caso de NGC 253, pudiendo explicar las observaciones.

Los telescopios γ actuales no tienen la resolución angular suficiente para discernir de qué región de la galaxia proviene la emisión observada. Por lo tanto, es interesante explorar otras predicciones de los modelos que permitan discriminar entre ellos. La relación $L_\gamma - \mathrm{SFR}$ es una de ellas. En este trabajo investigamos la capacidad del modelo de vientos de Romero et al. (2018) para explicar la correlación observada.

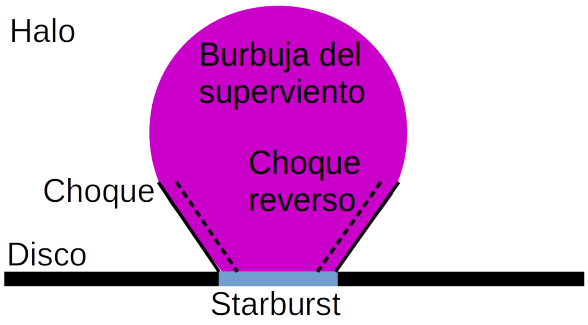


Figura 1: Esquema del escenario astrofísico considerado.

2. Modelo de vientos

El material eyectado por las estrellas jóvenes y remanentes de supernova de las SBGs interactúa rápidamente a través de choques y se mezcla con el gas circundante. Los choques termalizan la energía liberada por las explosiones, creando una cavidad de gas caliente. Si la velocidad del gas en expansión excede la velocidad de escape de la galaxia, parte del medio barrido se transfiere al espacio intergaláctico creando un SW. El resultado es una burbuja muy caliente ($T \sim 10^8$ K) con gas a alta presión, que se expande y barre el gas ambiente (Fig. 1). Cuando la burbuja alcanza el borde del disco, se expande adiabáticamente en el halo, creando una región de múltiples fases. El material barrido acumulado frente a los choques forma una capa fría y densa alrededor de la burbuja. Una discontinuidad separa el gas caliente del medio barrido. La velocidad del choque en el medio denso es mucho menor que en el gas caliente, por lo que un choque reverso se mueve a través de la región del viento. Este choque es adiabático, y capaz de acelerar eficientemente las partículas. La onda expansiva externa, en cambio, es radiativa.

En el modelo de Romero et al. (2018), la interacción de las partículas aceleradas con los campos magnéticos, de radiación y el medio del SW, produce radiación γ a través de distintos procesos. Los mecanismos involucrados son Bremsstrahlung relativista, emisión sincrotrón, y dispersión Compton inversa (con fotones del campo IR de la región de formación estelar) para los leptones, y dispersión inelástica protón-protón para los hadrones. Además las partículas pueden escapar de la región de aceleración, ya sea por difusión o advección. Los parámetros principales del modelo son la densidad $n_{\rm sw}$ del SW, el radio de la burbuja $R_{\rm b}$, la velocidad $v_{\rm sh}$ del RS, y el campo magnético B del halo.

De acuerdo con Romero et al. (2018), podemos estimar la luminosidad en CRs producida como

$$L_{\rm CR} = 4\pi\zeta R_{\rm b}^2 n_{\rm sw} m_{\rm p} v_{\rm sh}^3 \sim \zeta \dot{M} v_{\rm sh}^2, \quad (1)$$

donde $m_{\rm p}$ es la masa del protón, $\dot{M} = 3.12$ SFR (Romero et al., 2018) es la tasa de ingreso de masa al viento, y ζ es la eficiencia de conversión de energía cinética de los choques en CRs.

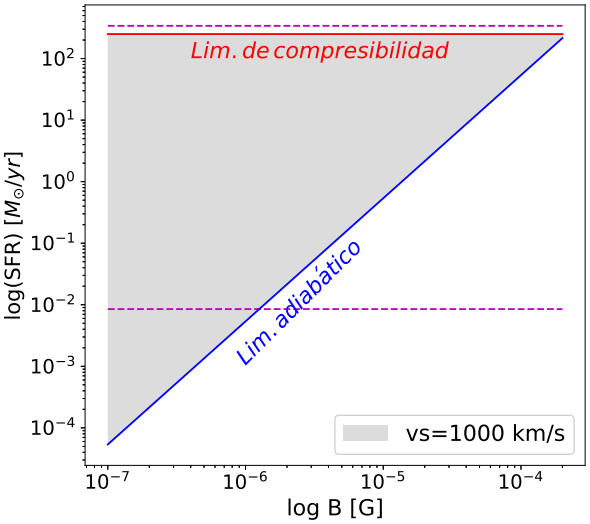


Figura 2: Región del plano B–SFR (sombreada), en que se verifican choques adiabáticos en un medio compresible. Entre líneas punteadas el rango de SFRs observado.

3. Extensión a distintas SFRs

Con el objetivo de investigar si el modelo de vientos reproduce la correlación observada por Ackermann et al. (2012), analizamos la posible variación de los parámetros con la SFR. No hay evidencia de fuertes dependencias del campo magnético, la velocidad del RS o el radio de la burbuja con la SFR, por lo que suponemos estas magnitudes constantes. Usando las relaciones para $\dot{M}$ y $L_{\rm CR}$ obtenemos $n_{\rm sw} \propto R_{\rm b}^{-2} v_{\rm sh}^{-1}$ SFR.

Siguiendo a Romero et al. (2018), resolvemos la ecuación de transporte utilizando un modelo *One-Zone*, variando la SFR de modo de abarcar todo el rango observado ($10^{-2} - 10^{3}$ M$_\odot$ yr^{-1}). Para ello adoptamos como parámetros fiduciales $B = 1$ μG, $R_{\rm b} = 5$ kpc y $v_{\rm sh} = 1000$ km s^{-1}, que luego variamos para explorar cómo se modifican los resultados, con las restricciones de que el medio sea compresible y el choque adiabático. La primera requiere que el tiempo de enfriamiento sea mayor a la edad del brote de formación estelar (~ 10 Myr; cambios en este valor modifican levemente el rango de SFRs permitido). La segunda se cumple si la energía magnética es mucho menor que la cinética. Mostramos la región en el plano B–SFR en la que se cumplen ambas condiciones en la Fig. 2. Para cada conjunto de valores de los parámetros, calculamos la distribución espectral de energía emitida por cada proceso, y a partir de ella la luminosidad γ integrada en el rango de energía en el que observa el telescopio *Fermi* ($0.1\ GeV - 0.1\ TeV$).

4. Resultados

En la Fig. 3 mostramos la variación de L_γ con la SFR, de acuerdo al modelo fiducial. La variación de los parámetros $R_{\rm b}$ y B no produce un cambio significativo en la predicción del modelo. La variación de $v_{\rm sh}$ dentro de va-

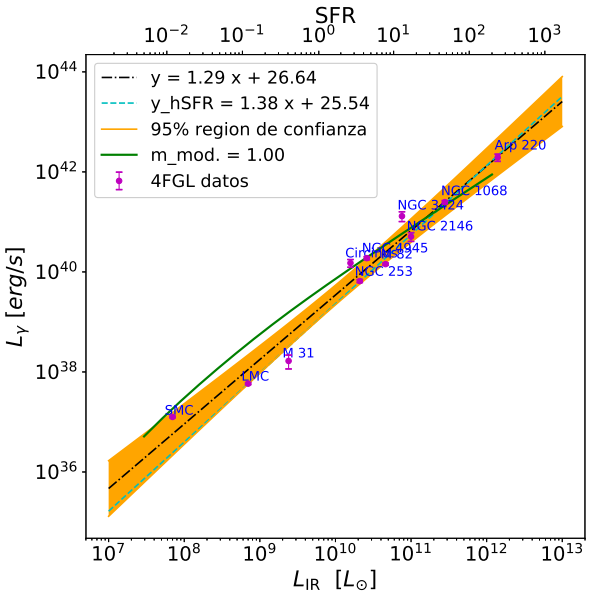


Figura 3: L_γ vs. SFR para el modelo fiducial (línea llena verde) y los datos del 4FGL (círculos). La línea de puntos y rayas muestra un ajuste lineal para todos los datos (el sombreado es la región de confianza del 95 %), y la línea de rayas un ajuste restringido a altas SFR.

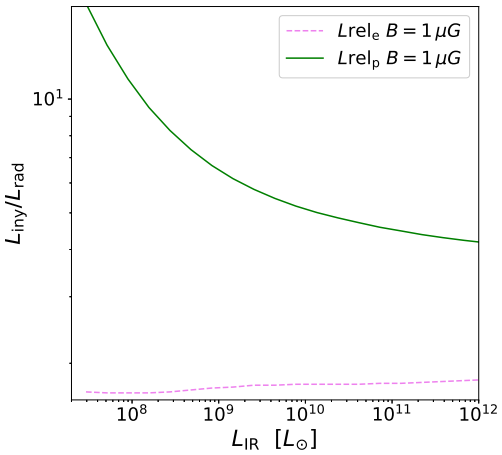


Figura 4: Razón entre la energía inyectada en CRs, y la radiada por protones (línea llena) y electrones (línea punteada).

lores razonables produce un cambio en L_γ independiente de la SFR, idéntico al que produciría un cambio de la eficiencia ζ en la Ec. 1, lo que implica una degeneración entre estos parámetros. Esta no afecta la pendiente (a) de la relación $\log L_\gamma - \log \mathrm{SFR}$, por lo que la misma puede usarse para contrastar el modelo de manera robusta. Este predice un comportamiento lineal ($a = 1$) a alta SFR ($\gtrsim 1\,\mathrm{M}_\odot\,\mathrm{yr}^{-1}$). Por debajo de este valor, se produce una variación más rápida de L_γ con la SFR ($a > 1$). Esto se debe a que la radiación γ es principalmente producida por el mecanismo protón-protón, muy eficiente a altas densidades del viento (que ocurren en galaxias de alta SFR). En este caso, $L_{\mathrm{CR}} \propto \mathrm{SFR}$. Por otro lado, a baja SFR la difusión domina, por lo que una fracción importante de la energía de los CRs no se radía (Fig. 4).

La predicción de L_γ coincide en orden de magnitud con las observaciones a alta SFR, pero sobreestima su valor a baja SFR. Un ajuste lineal para todas las SFGs del catálogo *Fermi* (4FGL, The Fermi-LAT collaboration, 2019) da $a = 1.29 \pm 0.08$, mientras que si se realiza sólo para las galaxias de alta SFR, la pendiente es $a = 1.38 \pm 0.05$. La predicción a alta SFR no coincide con la pendiente observada a un nivel de confianza de $7.6\,\sigma$. A baja SFR la comparación es poco significativa, ya que solamente hay tres galaxias observadas.

5. Conclusión y trabajo futuro

El modelo de SWs es robusto y, si bien reproduce las observaciones de la correlación L_γ–SFR en orden de magnitud, la pendiente predicha no es consistente con los datos. Sin embargo, el modelo no puede descartarse completamente; una relación $v_{\mathrm{sh}} \propto \mathrm{SFR}^{0.3-0.4}$ ajustaría la pendiente a alta SFR. Tal relación fue observada para la componente neutra y fría del viento (Weiner et al., 2009), pero no es claro que sea aplicable al RS de la componente ionizada caliente. Una muestra mayor de galaxias, y valores más precisos de L_γ, aportarían robustez a la conclusión.

La inclusión de más galaxias de baja SFR es crucial, ya que en ese régimen el modelo de SWs difiere de aquellos que proponen que la emisión γ se origina en el disco. Además, la muestra actual de galaxias podría no ser homogénea, y no es claro que todas presenten SWs, un aspecto que será abordado en trabajos futuros. Un estudio multifrecuencia podría aportar evidencias en este sentido. Otros factores a explorar son los efectos de las propiedades astrofísicas de las SFGs, entre ellas su edad y metalicidad. Es de esperar que ambas influyan en L_γ, debido a que afectan la tasa de supernovas.

La mejor comprensión del origen de la relación entre L_γ y la SFR, permitirá no solamente conocer los mecanismos de emisión de alta energía y de aceleración de CRs en las galaxias, sino también la inyección energética de las mismas sobre su entorno. Esto último es importante, particularmente si los resultados pueden extrapolarse al universo temprano, debido a que dicha inyección afecta la formación estelar cósmica y el estado termodinámico del medio (ionización, calentamiento).

Agradecimientos: Este trabajo fue financiado parcialmente por CONICET (PIP 2014-0265).

Referencias

Ackermann M., et al., 2012, ApJ, 755, 164
Heesen V., et al., 2009, A&A, 494, 563
Lacki B.C., Thompson T.A., 2013, ApJ, 762, 29
Persic M., Rephaeli Y., 2010, MNRAS, 403, 1569
Romero G.E., Müller A.L., Roth M., 2018, A&A, 616, A57
Strickland D.K., Heckman T.M., 2009, ApJ, 697, 2030
The Fermi-LAT collaboration, 2019, arXiv e-prints
Weiner B.J., et al., 2009, ApJ, 692, 187

Injection of leptonic matter above accreting black holes

J. Pelle[1], G.E. Romero[2] & L.J. Pellizza[2]

[1] *Instituto de Física Enrique Gaviola, CONICET–UNC, Argentina*
[2] *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET–CICPBA, Argentina*

Contact / jpelle@famaf.unc.edu.ar

Resumen / El origen de la materia de los jets relativistas lanzados por agujeros negros es desconocido. En este trabajo establecemos un modelo de inyección de materia leptónica sobre agujeros negros acretantes basado en cascadas electromagnéticas. El modelo supone la existencia de un gap electrostático: una región de aceleración de partículas a muy altas energías en la zona polar de la magnetósfera del agujero negro. Calculamos la emisión gamma allí producida debido a las interacciones de las partículas aceleradas con el campo magnético y el campo de radiación del disco de acreción. Esos rayos gamma, al propagarse con el flujo de Poynting lanzado por la ergosfera del agujero, dan lugar a las cascadas electromagnéticas que finalmente cargan el flujo de materia y reducen su magnetización. Por último, simulamos las cascadas con un código Monte Carlo y calculamos el decaimiento de la magnetización a lo largo del jet.

Abstract / The origin of matter in black hole-driven relativistic jets is unknown. In this work we set up a leptonic matter injection model above accreting black holes based on electromagnetic cascades. The model assumes the existence of an electrostatic gap: a high energy particle acceleration region in the polar zone of the black hole magnetosphere. We calculate the gamma emission produced therein through the interactions of the accelerated particles with the magnetic field and the radiation field of the accretion disk. Those gamma rays propagate through the Poynting flux launched by the hole's ergosphere and trigger the electromagnetic cascades which eventually load the flux with matter and reduce its magnetization. Finally, we simulate the cascades in detail using a Monte Carlo code and calculate the magnetization along the jet.

Keywords / black hole physics — acceleration of particles — radiation mechanisms: non-thermal

1. Introduction

Jets are highly collimated fluxes of matter and electromagnetic fields present in an amazing variety of astrophysical objects. Despite this remarkable ubiquity, many aspects of their physics remain poorly understood even six decades after their discovery. Blandford & Znajek (1977) showed that the rotation of a black hole in a magnetic field produces a Poynting flux along the rotation axis. But this flux is purely electromagnetic, while the observations show the signature of a population of relativistic particles. The origin of matter in these fluxes is a yet unsolved problem. These jets, which are highly magnetized at their bases, must enter into a magnetohydrodynamic regime through some other process.

Here we focus on jets of active galactic nuclei (AGNs), the most energetic persistent jets in the universe. Our purpose is to investigate the injection of leptonic matter via electromagnetic cascades above the black hole in Blandford & Znajek jets. We assume there is a gap in the polar region of the magnetosphere where the electric field can accelerate particles up to very high energies. These accelerated particles emit gamma rays due to the interactions with the magnetic field and the radiation field of the accretion disk. After reaching the base of the jet, the gamma rays can trigger the electromagnetic cascades of interest here. We study the cascades by detailed simulations of the interactions with the Monte Carlo code UTOPIA (Pellizza et al., 2010).

2. Physical processes in the gap

The potential difference across the gap is of the form

$$\Delta V \sim 4.4 \times 10^{19} \left(\frac{M_{\rm BH}}{10^8\ {\rm M}_\odot}\right) \left(\frac{B}{10^4\ {\rm G}}\right) \left(\frac{h}{r_{\rm g}}\right)^2 {\rm V}, \quad (1)$$

where $M_{\rm BH}$ is the black hole mass, $r_{\rm g}$ the gravitational radius, B the ambient magnetic field and h the gap length (Thorne et al., 1986). We assume that the gap lies on the black hole rotation axis, at a height $z = 2r_{\rm g}$ (Ford et al., 2018), and we set $M_{\rm BH} = 10^8$ M$_\odot$ and $B = 10^4$ G. For these parameters, typical of AGNs, the potential difference can accelerate particles up to very high energies.

The accelerated particles interact with the magnetic field and the radiation field of the accretion disk. To characterize the latter we use the results of a radiatively inefficient accretion model presented in Gutiérrez et al. (2019). It is a two-temperature highly-ionized plasma that radiates via inverse Compton, synchrotron and *Bremsstrahlung* processes.

The electrons in the gap, which move along the magnetic field lines, emit curvature radiation and comptonize the low energy background photons. Other processes are not taken into account as their effect is negligible. There is one issue that one must take care of. The gamma rays produced can annihilate with the background photons thus creating electron-positron pairs. If

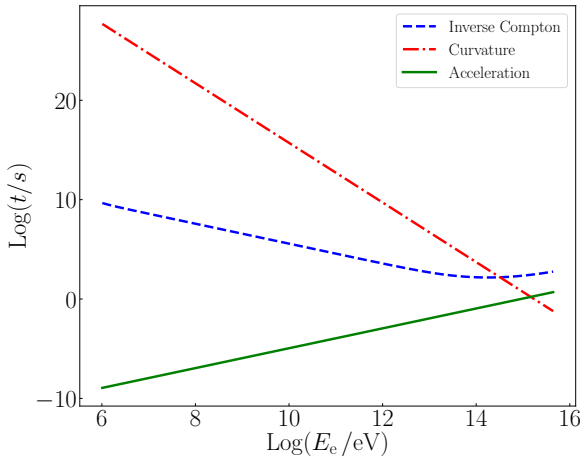


Figure 1: Cooling and acceleration times with $h \simeq 0.36\, r_{\rm g}$. The equilibrium energy is $\sim 2.1 \times 10^{15}$ eV.

this process is efficient the charge density increases until it screens the electric field and closes the gap, neutralizing the acceleration mechanism. This efficiency is controlled by the balance between acceleration and cooling, which in turn depends on h. Hence, the adoption of a criterion to ensure the gap sustainability translates into a condition on h. Here we follow the criterion suggested by Hirotani & Pu (2016), according to which the amount of pairs created per acclerated lepton must be one. We find the corresponding h value iteratively, solving in each step the evolution equation

$$\frac{dE_{\rm e}}{dl} = \frac{e\Delta V}{h} - \frac{1}{c}\frac{dE_{\rm e}}{dt}\bigg|_{\rm curv} - \frac{1}{c}\frac{dE_{\rm e}}{dt}\bigg|_{\rm IC}, \qquad (2)$$

integrating the emitted photon spectrum along the trajectory and then calculating the amount of pairs according to the annihilation probabilities. The result is $h \simeq 0.36\, r_{\rm g}$.

In Fig. 1 we show the acceleration and cooling times in the gap. The equilibrium energy is $\sim 2.1 \times 10^{15}$ eV. At lower energies the acceleration strongly outpowers the losses. In consequence, the electrons rapidly reach the equilibrium energy and cross virtually the entire gap with that energy. Supposing that the electron number density corresponds to 10 % of the Goldreich-Julian charge density, the gap luminosity results $\sim 1.5 \times 10^{36}$ erg s^{-1}. The emitted spectrum is essentially monochromatic, with $\epsilon_\gamma \simeq 6.9 \times 10^{10}$ eV. Besides, given the high energy of the electrons, the photons are emitted in a collimated beam along the z-axis.

3. Injection of leptonic matter

The gamma rays that escape the gap reach the base of the jet and propagate until annihilating with the background photons, thus producing electron-positron pairs. The created leptons begin to move under the influence of the magnetic field, losing energy while comptonizing the background photons, and producing even more gamma rays. If these gamma rays have enough energy they may annihilate just like the first generation, restarting the chain and triggering a cascade. If the setting is favourable, after some generations the cascades end up injecting leptonic matter in the jet at the expense of the initial photon energy. This is a highly non-linear problem, so only a numerical implementation is possible. We performed detailed Monte Carlo simulations of the cascades using the code UTOPIA (Pellizza et al., 2010).

The simulations require a complete prescription of the magnetic field in the jet. As little is known about that, we propose a paraboloidal magnetic field model obtained from the magnetic flux function

$$\psi = \frac{\psi_0\, r^2}{z} \qquad (3)$$

in cylindrical coordinates, where ψ_0 is a parameter that can be fixed in terms of the magnetic field intensity at the base. As to the toroidal component, we take $B_\varphi = \alpha B_r$, being α another parameter. The field intensity decays approximately as z^{-1}, times a factor weakly dependent on r/z.

Finally, from the base of the jet we launch a collimated photon beam with energy $\epsilon_\gamma \simeq 6.9 \times 10^{10}$ eV. For simplicity we locate the base at $z = 2\, r_{\rm g}$. We simulate three scenarios with different magnetic fields at the base of the outflow: one with (a) $B_0 = 10^4$ G, another with (b) $B_0 = 10^3$ G, and another with (c) $B_0 = 10^2$ G. In case (a) we launch a hundred photons, and in cases (b) and (c), ten photons. The statistics is relatively low because the computational cost is high and the resources scarce.

In case (a) we did not find a big scale cascade. The initial photons annihilate creating a first generation of leptons near the base, but the synchrotron cooling quickly thermalizes them, dominating largely over the inverse Compton cooling. Besides, both for leptons and photons, most of the interactions take place with the synchrotron background photons. As these have low energies, scattering proceeds in the Thomson regime, where only low energy photons are produced. I.e., the few second generation photons do not have enough energy to carry on the cascade. Nevertheless, the initial photons create leptons wherever they interact, and the jet is loaded with matter anyway.

In cases (b) and (c) the prospect improves. While lowering the magnetic field the synchrotron cooling becomes less dominant, and new generations of photons appear. Even so, most of the leptons are still created near the base.

In summary, synchrotron cooling is what eventually cuts off the cascades, depending on its degree of dominance. However, in all three cases leptons are created along the jet, which rapidly cool and are thermalized practically *in situ*.

Specifically, the result we extract from the simulations is the amount of leptons deposited in the flux along the jet per photon launched, as shown in Fig. 2. Then we normalize the quantities according to the gap luminosity calculated in Sec. 2. The injected lepton mass densities are (a) $\rho_{\rm e} = 5.47 \times 10^{-27}$ g cm^{-3}, (b) $\rho_{\rm e} = 3.29 \times 10^{-26}$ g cm^{-3} and (c) $\rho_{\rm e} = 1.09 \times 10^{-25}$ g cm^{-3}.

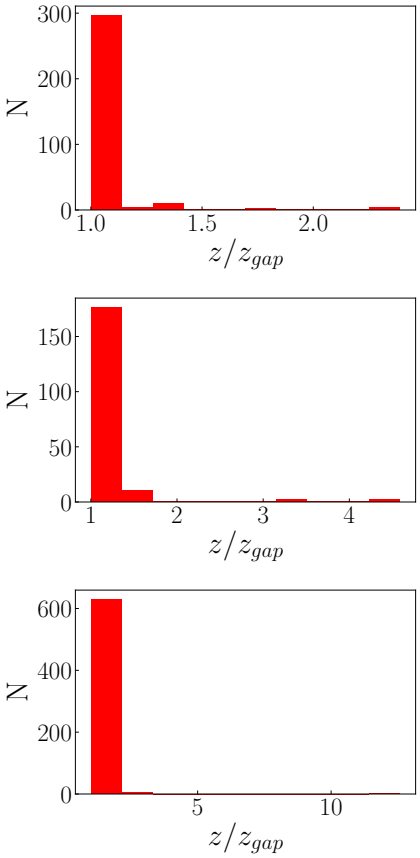


Figure 2: Amount of leptons deposited in the jet per photon launched. From top to bottom: $B_0 = 10^4$ G, 10^3 G and 10^2 G. In all cases, although at different degrees, most of the leptons are thermalized near the base.

With this information we can calculate the magnetization along the jet, as $\sigma = B^2/(8\pi\rho c^2)$, using the continuity and induction equations. The ratio σ/B is found to be constant over the magnetic surfaces as the injection occurs mainly at the base. In Fig. 3 we show the magnetization on the z-axis in all three scenarios. The magnetization is determined by the value it takes there, and then decays as z^{-1}. In any case, the jet becomes matter dominated at a certain height, and what changes is the height at which that happens.

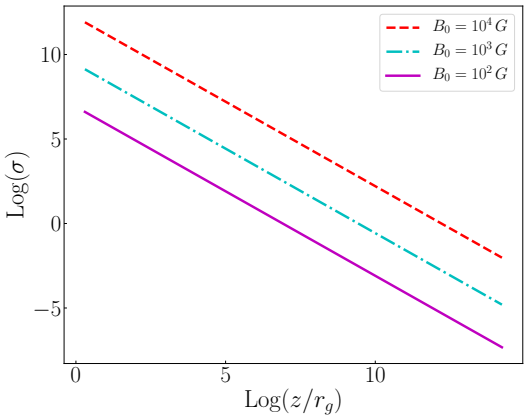


Figure 3: Magnetization along the z-axis. It is determined by the value it takes at the jet base, and then decays as z^{-1}. As the field intensity decreases, the flux becomes matter-dominated at a smaller height, both because the field decreases and because the injected mass density increases.

4. Conclusions

We have investigated the injection of leptonic matter in the context of a particular accretion model. Having simulated three scenarios we found that even in the most favourable case the cascades cease after a few generations. The created leptons are thermalized practically *in situ* by synchrotron cooling, which strongly outpowers inverse Compton cooling. No place is left then for the continuation of the cascades.

Nonetheless, leptons are created wherever photons annihilate, and the jet is loaded with matter anyway. The magnetization decays as z^{-1}. The lower the magnetic field at the base, the smaller the height at which the flux becomes matter-dominated, not only because the magnetic field decreases, but also because the injected mass density increases.

As a concluding remark, the accretion model used does not seem to be favourable for the development of cascades, at least if the magnetic fields are as high as $B_0 = 10^4$ G at the base. A more luminous accretion disk would be needed for synchrotron cooling to not overwhelm inverse Compton cooling, and to let many photon generations be created.

In this work we did not take into account the emission corresponding to protons in the gap. Although these stray particles may have a much lower density than the magnetospheric plasma electrons, the former could produce much more energetic photons than the latter. We will investigate the effect of a hadronic component in the gap.

Acknowledgements: We thank E. Gutiérrez for invaluable help with the hot accretion flow model. This work was supported by Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET) grants PIP 0338 and PIP 2014-0265.

References

Blandford R.D., Znajek R.L., 1977, MNRAS, 179, 433
Ford A.L., Keenan B.D., Medvedev M.V., 2018, PhRvD, 98, 063016
Gutiérrez E.M., Vieyro F.L., Romero G.E., 2019, BAAA, 61A
Hirotani K., Pu H.Y., 2016, ApJ, 818, 50
Pellizza L.J., Orellana M., Romero G.E., 2010, Int. J. Mod. Phys. D, 19, 671
Thorne K.S., et al., 1986, *Black holes: the membrane paradigm*, Yale University Press

Producción de neutrones en *jets* de microcuásares: Inyección de partículas relativistas en el medio circundante

G.J. Escobar[1], L.J. Pellizza[1] & G.E. Romero[1]

[1] *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET–CICPBA, Argentina*

Contacto / gescobar@iar.unlp.edu.ar

Resumen / La composición y el mecanismo de lanzamiento de los *jets* astrofísicos son problemas abiertos en el área de la astrofísica relativista, aunque no del todo independientes según los modelos existentes. Con el fin de estudiar su composición, en este trabajo introducimos la componente de neutrones relativistas, producidos en el *jet* mediante interacciones hadrónicas. Estos neutrones escapan del sistema, y como consecuencia de su decaimiento inyectan particulas relativistas secundarias en el medio circundante. Si bien estas partículas podrían proveer una contraparte observacional por medio de interacciones con los campos magnético, de materia y radiación del medio, los mecanismos principales considerados producen muy bajos valores de luminosidad. Como consecuencia, estas partículas secundarias pueden escapar del sistema en forma de rayos cósmicos, llevándose una fracción de la energía de la población de neutrones.

Abstract / The composition and launching mechanism of astrophysical *jets* are open problems in the relativistic astrophysics area, though not at all independent as comes up from the proposed launching models. To study the *jet* composition we introduce the relativistic neutron component, produced in the *jet* through hadronic interactions. These neutrons escape from the system and inject secondary relativistic particles in the nearby medium through their decay. Although these particles may account as an observable counterpart of the system as consecuence of interactions with matter, radiation and magnetic fields in the medium, the main considered mechanisms produce very low luminosities. Therefore, these secondary particles may escape from the system as cosmic rays, carrying with them a fraction of the neutron population energy.

Keywords / radiation mechanisms: non-thermal — stars: jets

1. Introducción

Un microcuásar es un sistema binario de rayos X que presenta flujos colimados de materia y radiación denominados *jets* astrofísicos. La composición y lanzamiento de estos *jets* son aún un problemas abiertos en el área de la Astrofísica Relativista. Se pueden clasificar dos tipos de *jets* según su composición: los *jets* denominados leptónicos están compuestos por radiación electromagnética y pares electrón-positrón, mientras que aquellos denominados hadrónicos se componen de un plasma de electrones y protones, más una componente de partículas relativistas.

Un camino posible para estudiar la composición de los *jets* es modelar la distribución espectral de energía (SED) producto de la radiación de las partículas relativistas que componen el sistema. La componente de neutrones aún no ha sido estudiada en *jets* de microcuásares, si bien algunos trabajos la han introducido en la población de partículas de la corona (Vila et al., 2014), o en *jets* de núcleos galácticos activos (Atoyan & Dermer, 2003).

En este trabajo introducimos la componente de neutrones relativistas a través de interacciones hadrónicas en el *jet*, con el fin de obtener una contraparte observacional que dé cuenta de la composición del sistema.

El cuerpo del presente trabajo se organiza como sigue: en la Sec. 2. se introduce el modelo empleado para determinar las poblaciones de partículas en el *jet* y calcular la radiación por los mecanismos considerados relevantes. En la Sec. 3. se muestran los resultados de las simulaciones y finalmente en la Sec. 4. se discuten estos resultados y las perspectivas a futuro que se obtienen de ellos.

2. Modelo

Para introducir la población de neutrones en la componente relativista del *jet*, consideramos como fuentes las colisiones entre protones térmicos del plasma y protones relativistas, a través del canal $p+p \longrightarrow p+n+\pi^+ + ...$ Resulta un sistema de ecuaciones de transporte acopladas, para las tres poblaciones de partículas consideradas para el *jet* (electrones, protones, neutrones), dado por

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial E_e}[b_e N_e] &= Q_e + \Lambda_{n\rightarrow} - \frac{N_e}{t_{\rm esc}}, \\ \frac{\partial N_p}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial E_p}[b_p N_p] &= Q_p + \Lambda_{n\rightarrow} - \Lambda_{pp\rightarrow n} - \frac{N_p}{t_{\rm esc}}, \\ \frac{\partial N_n}{\partial t} &= \Lambda_{pp\rightarrow n} - \Lambda_{n\rightarrow} - \frac{N_n}{t_{\rm esc}}, \end{aligned} \quad (1)$$

donde $N_i = N_i(E_i), Q_i = Q_i(E_i)$ y $b_i = b_i(E_i)$ son la densidad espectral, la inyección y la tasa de pérdida de energía de la partícula i, respectivamente, con $i = e, p, n$

según corresponda. El último término del lado derecho de cada ecuación corresponde a las pérdidas en la población por el escape de las partículas de la región de interés, siendo ésta aquella en la que se producen las interacciones que darán lugar a producción de neutrones y procesos radiativos. Los términos restantes corresponden a procesos de creación o destrucción de partículas. El término $\Lambda_{pp\rightarrow n}$ corresponde a la tasa de producción de neutrones por medio del canal de interacción mencionado más arriba, mientras que el término $\Lambda_{n\rightarrow}$ corresponde a un sumidero de neutrones (o fuente de electrones y protones) debido su decaimiento, $n \longrightarrow p + e + \bar{\nu}_e$.

Para modelar las regiones de emisión y la energética del sistema y sus poblaciones de partículas relativistas nos basamos en el modelo desarrollado por Romero & Vila (2008) para microcuásares galácticos. Los procesos radiativos considerados en nuestro modelo son radiación sincrotrón de electrones y protones relativistas con el campo magnético del *jet* y decaimiento de piones neutros producto de interacciones protón-protón. Las expresiones para las pérdidas y emisividades de estos procesos pueden encontrarse en Blumenthal & Gould (1970) y Begelman et al. (1990).

Una vez que los neutrones se producen en el *jet*, prácticamentela totalidad de estos escapa del sistema, puesto que no interactúan con el campo magnético que confina el plasma. Estos neutrones libres decaerán según una ley exponencial en la distancia, e inyectarán electrones y protones secundarios en el medio circundante. Estas partículas relativistas secundarias son susceptibles de interactuar con los campos de materia, de radiación y magnético del medio, y podrán producir nuevos episodios radiativos.

Aplicamos el modelo a un jet del microcuásar Cygnus X1. Algunos de los parámetros del sistema fueron tomados del modelo ajustado en el trabajo desarrollado por Pepe et al. (2015), otros parámetros fueron seleccionados en base a valores típicos para sistemas galácticos. En la Tabla 1 se muestran los valores de los parámetros utilizados para aplicar el modelo de *jet*, donde z_0 y z_f son las distancias inicial y final, respectivamente, que definen la región de interés en un *jet* cónico de semiapertura θ_{jet}, L_{jet} es la potencia del *jet*, de la que una fracción $q_{\rm rel}$ es transportada por las poblaciones de partículas relativistas y se distribuye entre protones y electrones según la relación $L_{\rm rel} = L_p + L_e$, con $L_p = a\, L_e$. Finalmente p es el índice espectral de la inyección de partículas, tanto para protones como para electrones, $Q_i(E_i) = Q_{0,i}\, E^{-p}\, \exp\left(-E/E_{\rm max}\right)$.

Tabla 1: Valores de los parámetros utilizados en el modelo.

Símbolo	Valor
z_0	2.8×10^8 cm
$z_{\rm f}$	8.7×10^{11} cm
θ_{jet}	$2\ ^{\rm o}$
L_{jet}	1×10^{38} erg s^{-1}
$q_{\rm rel}$	0.1
a	0.07
η	3×10^{-3}
p	2.0

3. Resultados

En la Fig. 1 se muestra la producción de neutrones por interacciones protón-protón (panel superior). La forma de tipo ley de potencias que presenta el espectro es consecuencia directa de aquella del espectro de protones relativistas primarios. En el panel inferior se muestra la energía inyectada en forma de partículas secundarias producto del decaimiento de neutrones, en función de la distancia a la fuente. Vemos que a distancias $\gtrsim 10^{16}$ cm prácticamente todos los neutrones han decaido inyectando energía en forma de protones y electrones secundarios.

Los protones y electrones secundarios interactuarán con los campos de materia, magnético y de radiación presentes en el medio. Para valores típicos del medio interestelar, calculamos los caminos libres medios de los procesos radiativos considerados relevantes; radiación sincrotrón para electrones e interacciones protón-protón para protones. En el primer caso, el camino libre medio es del orden de $10^2 - 10^3$ kpc, dependiendo de la energía de los electrones, mientras que para el segundo proceso obtenemos caminos libres medios del orden del Mpc. En cualquier caso, estos valores permiten observar que las partículas no radiarán una fracción importante de su energía en regiones cercanas a la fuente.

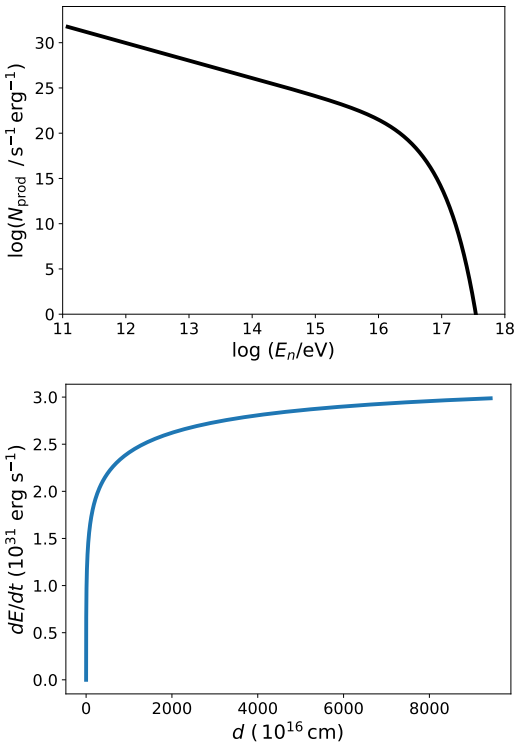


Figura 1: *Panel superior:* producción de neutrones relativistas dentro del *jet* mediante interacciones protón-protón. *Panel inferior:* inyección de partículas relativistas secundarias (electrones y protones) mediante el decaimiento de neutrones que escapan del *jet*, en función de la distancia al sistema.

Sin embargo, los resultados anteriores son una mera estimación de la distancia que han de recorrer estas

partículas, sin mayor especificación de su cinemática. Teniendo en cuenta la difusión que estas partículas sufren con las ondas de Alfvén que se generan en el plasma del medio interestelar, podemos encontrar la ecuación para la densidad de partículas una vez se alcanza el estado estacionario. Con este valor de densidad, mayor al esperado para un flujo de partículas sin difusión, calculamos el espectro de radiación sincrotrón de los electrones secundarios y lo comparamos con el espectro del *jet*. Este resultado se muestra en la Fig. 2

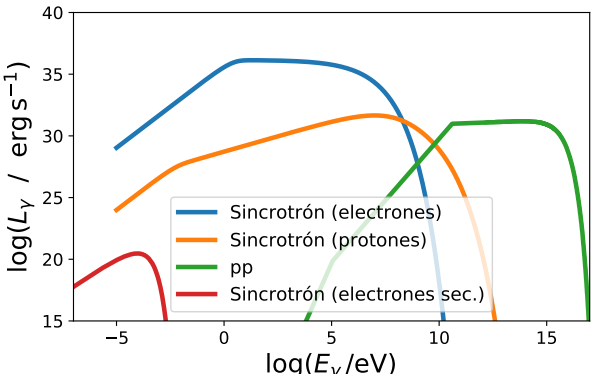


Figura 2: Distribución espectral de energía para el *jet* producto de los siguientes mecanismos: sincrotrón (azul para electrones, naranja para protones), decaimiento de piones neutros producto de interacciones protón-protón (verde), radiación sincrotrón de electrones secundarios inyectados en el medio circundante (magenta).

Observamos que la radiación emitida tiene un pico en una región del espectro en la que domina la emisión del *jet*. Resulta en este escenario que no podremos observar la emisión de la región alrededor del sistema, al menos con los observatorios de esta generación.

Vemos entonces que las partículas secundarias inyectadas por el decaimiento de neutrones no producen radiación electromagnética a longitudes de onda que permitan su observación, pero tampoco quedan confinadas en las regiones cercanas a la fuente formando un halo de partículas relativistas. Por lo tanto, la energía y el impulso que transportan ha de propagarse fuera de la región cercana al microcuásar.

4. Discusión y trabajo a futuro

Hemos introducido la componente de neutrones en las ecuaciones que gobiernan la población de partículas relativistas del *jet* modelado. Calculamos la tasa de producción de éstos en estado estacionario dentro del *jet*, su escape y consecuente inyección de energía mediante su decaimiento en regiones alejadas de la fuente. Calculamos los valores representativos de caminos libres medios para procesos radiativos relevantes de las partículas secundarias inyectadas. Estos valores, acompañados de la emisión modelada para la radiación sincrotrón, son indicadores de que las partículas transportan energía hacia regiones lejanas al sistema, en forma de rayos cósmicos.

Esta fenomenología abre la posibilidad de tratar a los microcuásares como candidatos a fuentes de rayos cósmicos galácticos. Nos proponemos calcular la tasa de producción de rayos cósmicos y su espectro, una vez escapen de la región cercana al sistema. A continuación comparar estos valores con aquellos conocidos para los remanentes de supernova, tanto energética, espectral y temporalmente: los rayos cósmicos producidos por los microcuásares podrían presentar características distintivas en el espectro de energías respecto de aquellos producidos por remanentes de supernova. Por otro lado, los remanentes de supernova y los microcuásares ocurren a tasas distintas y por escalas temporales diferentes mientras la galaxia huésped evoluciona. Estas poblaciones de rayos cósmicos podrían tener diferentes características a distintas etapas evolutivas de la galaxia.

Por otro lado, actualmente el problema de reionización del Universo se encuentra abierto: aún no es posible explicar cómo se desarrolló el proceso a gran escala y cómo operaron las fuentes y la población de partículas ionizantes para distribuir la energía a lo largo de grandes distancias. El escape y decaimiento de neutrones propicia un mecanismo eficiente para depositar energía y momento en forma de partículas cargadas en regiones alejadas de la fuente. Estas partículas, o productos de ellas como radiación y partículas de siguientes generaciones, podrían actuar como agentes ionizantes a grandes distancias. Como trabajo a futuro nos proponemos explorar el impacto de este mecanismo en el problema de la reionización del Universo.

Referencias

Atoyan A.M., Dermer C.D., 2003, ApJ, 586, 79
Begelman M.C., Rudak B., Sikora M., 1990, ApJ, 362, 38
Blumenthal G.R., Gould R.J., 1970, Rev. Mod. Phys., 42, 237
Pepe C., Vila G.S., Romero G.E., 2015, A&A, 584, A95
Romero G.E., Vila G.S., 2008, A&A, 485, 623
Vila G.S., Vieyro F.L., Romero G.E., 2014, *International Journal of Modern Physics Conference Series*, *International Journal of Modern Physics Conference Series*, vol. 28, 1460191

Estrellas híbridas con núcleos superconductores de color

D. Curin[1], I.F. Ranea-Sandoval[1,2] , M. Orsaria[1,2] & G.A. Contrera[1,2,3]

[1] *Grupo de Gravitación, Astrofísica y Cosmología, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*
[3] *Instituto de Física de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*

Contacto / danielacurin@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / El objetivo de este trabajo es el estudio del interior de estrellas híbridas a partir ecuaciones de estado que describen la materia que las compone. Usamos ecuaciones de estado hadrónicas modernas para describir la materia del núcleo externo de estas estrellas. La fase de quarks es modelada por una versión extendida del modelo *Field Correlator Method*, en la cual se incluyen interacciones vectoriales entre los quarks y superconductividad de color. Analizamos el efecto de estas dos contribuciones en la relación masa-radio y en la deformabilidad por mareas. Esta es una cantidad que se volvió relevante para las estrellas de neutrones luego del evento GW170817, que impone restricciones adicionales a la ecuación de estado de estos objetos compactos.

Abstract / The aim of this work is the study of hybrid stars interiors from the equations of state describing the matter composing them. We used modern hadronic equations of state to describe the matter in the outer core of these stars. The quark phase is modeled by an extended version of the Field Correlator Method, in which vector interactions among quarks and color superconductivity are included. We analyze the effect of these two contributions on the mass-radius relationship and tidal deformability. This is a relevant quantity for neutron stars after the GW170817 event, allowing to impose additional constraints to the equation of state of these compact objetcs.

Keywords / stars: neutron — equation of state — dense matter

1. Introducción

Las estrellas de neutrones (ENs) son el remanente compacto de una estrella masiva (> 10 M$_\odot$) al final de su vida, luego de una explosión de Supernova tipo II Cerda-Duran & Elias-Rosa (2018).

La observación de los púlsares PSR J1614-2230 ((Demorest et al., 2010), luego corregido por (Arzoumanian et al., 2018)), y PSR J0348+0432 Antoniadis et al. (2013), imponen un límite inferior de 2 M$_\odot$ para las masas máximas de las familias de ENs construidas con una ecuación de estado (EdE) determinada. Por otro lado, el evento conocido como GW170817, en el que se detectó una fusión de dos ENs, impone una restricción adicional para los radios de estrellas de 1.4 M$_\odot$ entre 9.6 km y 13.76 km (Tews et al., 2018).

Para describir la composición interna de estos objetos, en los que la materia está sometida a condiciones extremas de presión y densidad, se usan modelos efectivos que reproducen las características básicas de la QCD. En este trabajo se proponen posibles EdE para la descripción de la materia dentro de una estrella híbrida (EH): estrella de neutrones con núcleo interno de materia de quarks y núcleo externo de materia hadrónica. Luego, se analiza la estructura interna de las EHs resolviendo las ecuaciones de equilibrio hidrostático, conocidas como las ecuaciones de TOV, a partir de dichas EdE. En particular, se estudia la posibilidad de una transición de fases hadrón-quark en el interior de una EH a T = 0 y se discuten sus consecuencias observacionales.

2. Modelos

Para modelar las estrellas de neutrones con núcleos superconductores de color, describiremos la fase hadrónica con EdE modernas que cumplen con las restricciones astrofísicas impuestas por los púlsares de 2 M$_\odot$ y el evento GW170817. Estas serán obtenidas a partir del modelo *Walecka* no-lineal con constantes de acoplamiento dependientes de la densidad (Malfatti et al., 2019).

Para la fase de quarks utilizaremos el *Field Correlator Method* (FCM), incluyendo interacciones vectoriales (Klahn & Fischer, 2015) y pares de quarks formando una fase superconductora de color conocida como *Color Flavor Locked* (CFL) (Lugones & Horvath, 2002). El FCM es un modelo efectivo de la QCD para el tratamiento de la materia de quarks. La EdE del FCM está parametrizada por dos cantidades: el condensado de gluones, G$_2$, y el potencial estático quark-antiquark para largas distancias, V$_1$ (Mariani et al., 2017). Dado que a bajas temperaturas y altas densidades G$_2$ y V$_1$ no están bien determinados, en nuestro estudio los consideramos parámetros libres, teniendo en cuenta trabajos anteriores que acotan a V$_1$ entre 10 MeV y 100 MeV (Logoteta & Bombaci, 2014) y G$_2$ = 0.012 GeV^4 con un 50 % de incerteza (Burgio & Zappalà, 2016). Derivamos las cantidades termodinámicas para la materia de quarks a partir del gran potencial Ω_q:

$$\Omega_q = \frac{3}{\pi^2}\left[\int_0^{P_{fc}} p^2(p-\tilde{\mu}_u)\,\mathrm{d}p + \int_0^{P_{fc}} p^2(p-\tilde{\mu}_d)\,\mathrm{d}p + \int_0^{P_{fc}} p^2(\sqrt{p^2+m_s^2}-\tilde{\mu}_s)\,\mathrm{d}p\right] - \frac{3}{\pi^2}\Delta^2{\overline{\mu}_*}^2 - \frac{\mathrm{G_v}}{2}({\mathrm{w}_u}^2+{\mathrm{w}_d}^2+{\mathrm{w}_s}^2) + \frac{9}{64}\mathrm{G}_2, \quad (1)$$

$$\overline{\mu}_* = \frac{1}{3}\sum_i \tilde{\mu}_i, \quad (2)$$

$$\tilde{\mu}_i = \mu_i - \frac{1}{2}V_1 - G_\mathrm{v}\mathrm{w}_i, \qquad \text{con } i = u,d,s \quad (3)$$

donde w_u, w_d y w_s son los campos vectoriales y $\mathrm{G_v}$, la constante de acoplamiento vectorial, determina la intensidad de la interacción vectorial repulsiva entre los quarks, la cual produce un endurecimiento de la EdE tornando menos compresible la materia de quarks. El parámetro Δ, conocido como gap de la fase superconductora, da cuenta de la intensidad de la fuerza de apareamiento entre los quarks de diferentes sabores y colores que forman pares en la fase CFL.

Los pares de quarks de la fase CFL poseen el mismo momento común de Fermi, P_{fc}, que se determina minimizando 1. Esto reduce la energía total del sistema y hace que una fase superconductora de color a altas densidades, sea más favorable desde el punto de vista energético que un plasma de gluones y quarks libres. Por lo tanto, es posible que la materia de quarks se encuentre en un estado superconductor de color en el núcleo de EHs, sometida a densidades varias veces mayores a la densidad de saturación nuclear, $\rho_0 = 2.7 \text{ x } 10^{14}$ gr/cm^3.

3. Resultados

Para los parámetros del modelo (Sec. 2.) elegimos $\mathrm{G}_2 = 0.001$ GeV^4 y $\mathrm{V}_1 = 50$ MeV, con lo cual se obtiene la EdE que se muestra en la (Fig: 1), donde el gap $\Delta = 100$ MeV y la constante de acoplamiento vectorial de los quarks $\mathrm{G_v} = 0.007$ MeV^{-2}. El salto en la densidad de energía ε corresponde a la transición de fase hadron-quark, con el formalismo de Maxwell. La misma ocurre cuando las presiones en función del potencial químico para la fase hadrónica y la de quarks son iguales.

A partir de las EdE híbridas obtenidas resolvimos las ecuaciones relativistas de equilibrio hidrostático derivadas por Tolman, Oppenheimer y Volkoff (TOV) en 1939, que nos permitieron construir familias de estrellas estables y encontrar relaciones tales como masa-radio (Fig: 2) y densidad de energía central-radio (Fig: 3).

De la relación masa-radio, se puede constatar que la rama de estrellas estables cumple la condición de una masa máxima mínima de 2 $\mathrm{M}_\odot$. Además, para las estrellas de 1.4 $\mathrm{M}_\odot$ se satisface la restricción para los radios impuesta por el evento GW170817 (línea sólida color negra). Las últimas estrellas de la rama estable, entre las dos indicadas con asteriscos azules en las (Fig: 2) y (Fig: 3) son las únicas estrellas híbridas estables con núcleos superconductores de color, mientras que todas las demás

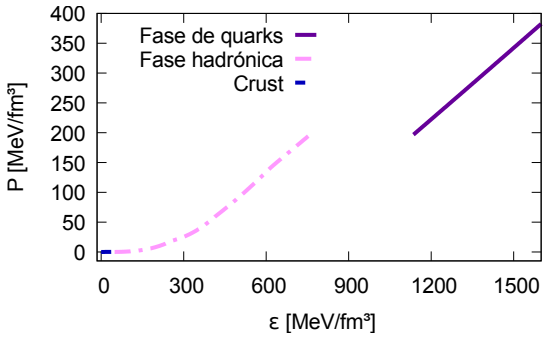


Figura 1: Ecuación de estado híbrida construida a partir de los modelos descriptos y usando el formalismo de Maxwell.

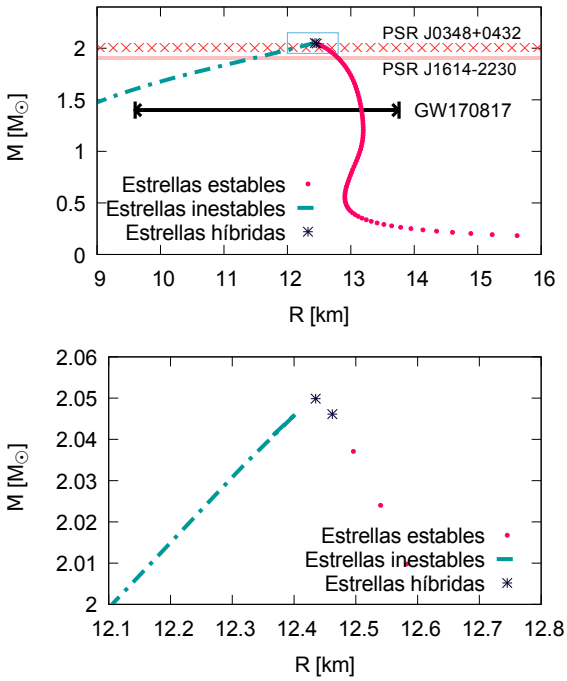


Figura 2: *Panel superior:* Relación masa-radio para la familia de estrellas construidas, estables e inestables. El asterisco, indica las últimas estrellas de la rama de estabilidad, siendo además las únicas híbridas con núcleo superconductor de color. La línea negra sólida muestra la restricción de radios a las EN que se desprende del evento GW170817. *Panel inferior:* detalle del recuadro del panel superior.

son puramente hadrónicas (sin núcleo de quarks en fase CFL). Asimismo, en la (Fig: 3) se puede ver que efectivamente, luego de la transición de fase, existe una rama estable corta de estrellas híbridas. Además se puede observar un salto en la densidad, correspondiente a la transición de fase aprupta de la EdE.

Finalmente, es posible calcular la deformabilidad por mareas (*tidal deformability*), Λ, como función de la masa gravitacional de las ENs, como se muestra en la (Fig: 4). En la zona ampliada del recuadro se muestran la curva puramente hadrónica y las estrellas estables con núcleos superconductores de color. La presencia de la fase CFL, disminuye Λ si se comparan las estrellas híbridas con las

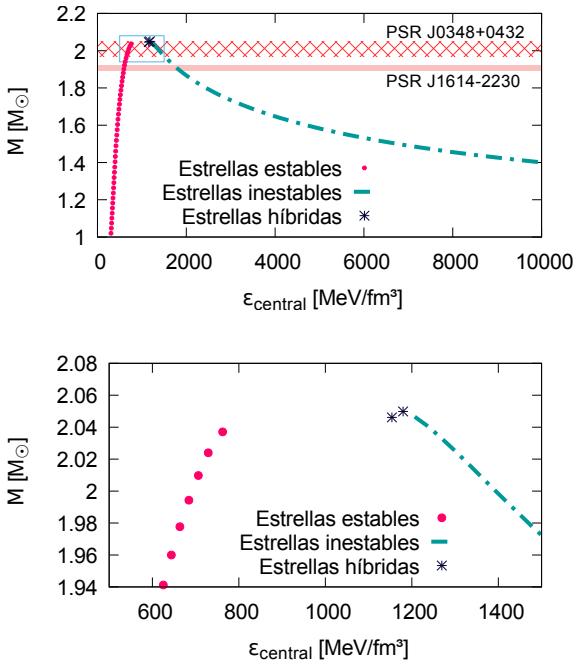


Figura 3: *Panel superior:* Relación masa-densidad de energía central para la familia de estrellas. El salto en la densidad es un resultado de la transición de fase abrupta entre la materia hadrónica y la materia de quarks superconductora de color. *Panel inferior:* detalle del recuadro del panel superior.

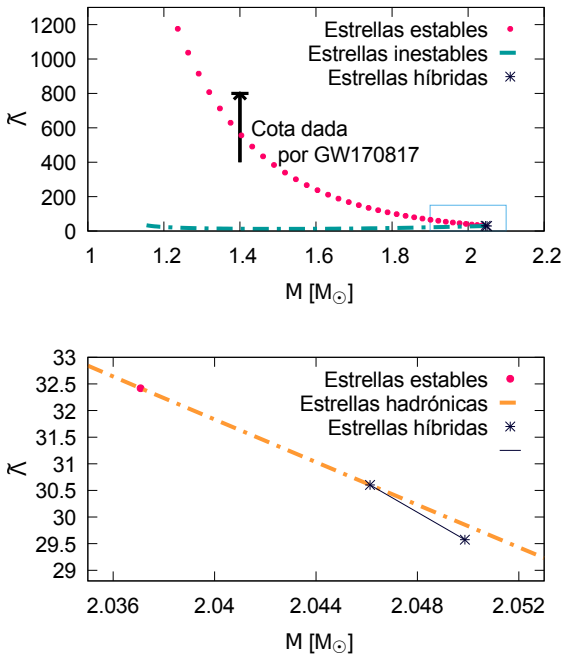


Figura 4: *Panel superior:* Deformación por mareas adimensional vs. masa gravitacional. *Panel inferior:* detalle del recuadro del panel superior, que muestra la comparación de las EHs con las puramente hadrónicas.

puramente hadrónicas de igual masa gravitacional.

4. Resumen y conclusiones

En este trabajo fijamos parámetros para el modelado en la fase de quarks (FCM, con interacciones vectoriales y superconductividad de color) y obtuvimos una EdE híbrida. De las ecuaciones de TOV encontramos la rama de estrellas estables y las relaciones que las describen.

La masa gravitacional máxima de una EN es la que puede tener una estrella antes de volverse inestable y colapsar a un agujero negro (Bombaci, 1996), donde la condición de estabilidad viene dada por $dM/d\varepsilon_c > 0$.

Nuestros resultados indican que las ENs estables obtenidas verifican las cotas observacionales de masa y radios impuestas por los púlsares de $\sim 2M_\odot$ y por los cálculos de deformabilidad de marea obtenidos a partir del evento GW170817. Hallamos que la rama de EHs es muy corta debido a que la materia de quarks tiende a desestabilizar a la EN (Mariani & Orsaria, 2017).

En trabajos futuros modificaremos los valores de los cuatro parámetros libres G_2, V_1, G_v y Δ para la fase de quarks, ampliando la búsqueda de diferentes combinaciones en el espacio de parámetros, estudiar si es posible obtener una rama de EHs estables más extendida.

Planeamos incluir en los modelos estudiados el efecto de campos magnéticos intensos, relevante al estudio de ENs. Mediante la extensión de los modelos utilizados a temperatura finita, esperamos obtener las EdE para modelar la materia del interior de proto-estrellas híbridas y fusiones (*mergers*) de ENs.

Analizaremos el espectro de modos de oscilación no radiales de estos objetos, los cuales generan ondas gravitacionales. En particular, el modo de gravedad g, asociado a alguna discontinuidad en la EdE, podría aportar información relevante de la materia que compone las ENs. Finalmente, exploraremos la posible existencia de una fase mixta utilizando el formalismo de Gibbs que permitirá comparar ambos formalismos (Maxwell y Gibbs) para el tratamiento de la transición de fase.

Agradecimientos: Agradecemos al CONICET y la UNLP por su apoyo financiero, en el marco de los proyectos PIP-0714, y G157 y X824, respectivamente. D.C. agradece al COL por la ayuda económica para asistir a la reunión. Agradecemos a M. Mariani por sus valiosas sugerencias y comentarios.

Referencias

Antoniadis J., et al., 2013, Science, 340, 448
Arzoumanian Z., et al., 2018, ApJS, 235, 37
Bombaci I., 1996, A&A, 305, 871
Burgio F., Zappalà D., 2016, PoS, MPCS2015, 008
Cerda-Duran P., Elias-Rosa N., 2018, Ap&SS, 1–56
Demorest P.B., et al., 2010, Nature, 467, 1081
Klahn T., Fischer T., 2015, ApJ, 810, 134
Logoteta D., Bombaci I., 2014, *Journal of Physics Conference Series*, vol. 527, 012021
Lugones G., Horvath J.E., 2002, PhRvD, 66, 074017
Malfatti G., et al., 2019, PhRvC, 100, 015803
Mariani M., Orsaria M., 2017, *BAAA, Vol. 58, 2016*
Mariani M., Orsaria M., Vucetich H., 2017, A&A, 601, A21
Tews I., Margueron J., Reddy S., 2018, PhRvC, 98, 045804

Numerical code for simulating detonations in one dimension

S.C. Morales[1] & D.J.R. Sevilla[1]

[1] *Facultad de Ciencias Exactas, Ingeniería y Agrimensura, UNR, Argentina*

Contact / dsevilla@fceia.unr.edu.ar

Resumen / Desarrollamos un código numérico para la simulación de detonaciones en una dimensión (1D) que preserva la agudeza del frente de detonación. El código se basa en las ecuaciones de Lagrange para la mecánica de fluidos, y considera que la reacción ocurre en sólo una zona espacial y dura exactamente un paso de tiempo. El enfoque no necesita otra información más que las ecuaciones de estado de los fluidos sin quemar y quemado. El método puede ser utilizado en simulaciones de detonaciones con simetría esférica de interés astrofísico, como ciertos tipos de supernovas.

Abstract / We develop a numerical code for simulating one-dimensional (1D) detonations that preserves the sharpness of the detonation front. The code is based on the Lagrange equations for the fluid mechanics and considers that the reaction occurs in only one spatial zone and lasts exactly one time step. This approach needs no more information than the equations of state of the unburnt and burnt fluids. The methodology can be used in simulations of spherical symmetric detonations of astrophysical interest, such as some types of supernovae.

Keywords / methods: numerical — hydrodynamics — shock waves

1. Introduction

A detonation is a type of combustion in which the activation energy of the reaction is provided by a shock wave (Landau & Lifshitz, 1987). Usually the length of the reaction zone is negligible compared with the length of the fluid, so it can be treated as a mathematical discontinuity. For self-sustained detonations, which are the only ones that occur in nature, the propagation velocity and the conditions of the burnt fluid immediately behind of the detonation front are determined by the conditions of the unburnt fluid on the front. Also detonations are supersonic, so the unburnt fluid is not affected until the detonation arrives. Assuming isotropy and homogeneity of the unburnt fluid, it is possible to find analytical solutions for one-dimensional (1D) problems, which are self-similar. These results have been used to calculate the properties of some types of supernovae that involve detonating phase transitions (Benvenuto et al., 1989).

But when fluids cannot be considered homogeneous numerical methods are necessary. One option is to solve the reactive Euler equations for the fluid dynamics numerically (Berkenbosch, 1995). This approach has some disadvantages: on one hand it needs information of the reaction dynamics which is not always available, and on the other the reaction zone results spread over some of the spatial zones used in the numerical method, which are usually much longer than the reaction zone.

In this work we use a different approach. We use an implicit differencing scheme of the Lagrange equations for the fluid mechanics, and consider that the reaction occurs in only one spatial zone and takes exactly one time step. This resulting method is similar to a moving boundary condition, the only difference is the special treatment that the combustion zone requires as it simultaneously contains burnt and unburnt fluids. Our approach has some advantages: it preserves the sharpness of the detonation front and it can be easily extended to relativistic problems. Its main disadvantage is that, using the Lagrange specification for the fluid field, extension to two or three dimensional problems is difficult.

2. Fluid mechanics

The Lagrange equations (Batchelor & Batchelor, 2000) for a plane wave can be written

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tau}{\partial t} &= \frac{\partial u}{\partial \xi}, \\ \frac{\partial u}{\partial t} &= -\frac{\partial p}{\partial \xi}, \\ \frac{\partial \epsilon}{\partial t} &= -p\,\frac{\partial u}{\partial \xi}, \end{aligned} \tag{1}$$

being τ the specific volume, u the velocity, p the pressure and ϵ the internal energy. Here t is time, and ξ is the material coordinate, which in this case is mass over area.

For spherical symmetry the Lagrange equations are

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tau}{\partial t} &= \frac{\partial (4\pi r^2 u)}{\partial m}, \\ \frac{\partial u}{\partial t} &= -4\pi r^2 \frac{\partial p}{\partial m}, \\ \frac{\partial \epsilon}{\partial t} &= -p\,\frac{\partial (4\pi r^2 u)}{\partial m}, \\ \frac{\partial}{\partial m}\left(\frac{4\pi r^3}{3}\right) &= \tau, \end{aligned} \tag{2}$$

where m is the mass enclosed by the sphere of radius r.

Eqs. 2 and 3 must be completed with an equation of state (EOS). In this work we use politropic EOSs

$$\epsilon = p\,\tau/(\gamma - 1), \tag{3}$$

where γ is the adiabatic index which has different values for unburnt and burnt fluids.

A detonation can be modeled as a moving discontinuity with the variables on both sides constrained by the detonation adiabat (Landau & Lifshitz, 1987)

$$2\,(h_1 - h_2) + (\tau_1 + \tau_2)\,(p_2 - p_1) = 0, \tag{4}$$

where $h = \epsilon + p\,\tau$ is the specific enthalpy, and subscripts 1 and 2 indicate the unburnt and burnt fluids, respectively. Self-sustained detonations satisfy *Chapman-Jouguet's* condition in which

$$j^2 = (p_2 - p_1)/(\tau_1 - \tau_2), \tag{5}$$

is minimal, being $j = v_1/\tau_1 = v_2/\tau_2$ the mass flux.

3. Numerical method

3.1. Fluid mechanics

We use implicit differencing schemes to solve equations systems (2) and (3). We only show the finite-difference equations for spherical symmetry. The equations for the planar wave can be trivially derived from the spherical case. Superscripts attached to the variables represent time steps and subscripts represent celd numbers. Variables are defined at cell centers i except r, which is defined at cell edges $i \pm \frac{1}{2}$. The value of r at cell center i is obtained through

$$r_i = 2^{-1/3}\,(r^3_{i-\frac{1}{2}} + r^3_{i+\frac{1}{2}})^{1/3}. \tag{6}$$

The values of all the variables at semi-step time $n+\frac{1}{2}$ are obtained by averaging the values at n and $n+1$. The finite-difference equations are

$$\tau_i^n - \tau_i^{n-1} = \frac{4\pi}{\alpha_i}\left[\left(r_{i+\frac{1}{2}}^{n-\frac{1}{2}}\right)^2 u_{i+\frac{1}{2}}^n - \left(r_{i-\frac{1}{2}}^{n-\frac{1}{2}}\right)^2 u_{i-\frac{1}{2}}^n\right] \tag{7}$$

$$u_i^n - u_i^{n-1} = -\frac{4\pi}{\alpha_i}\left(r_i^{n-\frac{1}{2}}\right)^2\left(p_{i+\frac{1}{2}}^n - p_{i-\frac{1}{2}}^n\right),$$

$$\epsilon_i^n - \epsilon_i^{n-1} = -\frac{4\pi}{\alpha_i}\,p_i^{n-\frac{1}{2}}\left[\left(r_{i+\frac{1}{2}}^{n-\frac{1}{2}}\right)^2 u_{i+\frac{1}{2}}^n - \right.$$
$$\left. - \left[\left(r_{i-\frac{1}{2}}^{n-\frac{1}{2}}\right)^2 u_{i-\frac{1}{2}}^n\right],$$

$$3\,\tau_i^n\,\Delta m_i = 4\pi\left[\left(r_{i+\frac{1}{2}}^n\right)^3 - \left(r_{i-\frac{1}{2}}^n\right)^3\right],$$

$$(\gamma_2 - 1)\,\epsilon_i^n = p_i^n \tau_i^n,$$

where $\alpha_i = \Delta m_i/\Delta t_i$. The velocity and pressure at cell edges are related to the intercell fluxes, and are obtained solving the linearized Riemann problems (Toro, 2013) at time step n

$$2\,u_{i+\frac{1}{2}}^n = u_{i+\frac{1}{2}\mathrm{L}}^n + u_{i+\frac{1}{2}\mathrm{R}}^n + \chi_{i+\frac{1}{2}}\left(p_{i+\frac{1}{2}\mathrm{L}}^n - p_{i+\frac{1}{2}\mathrm{R}}^n\right), \tag{8}$$

$$2\,p_{i+\frac{1}{2}}^n = p_{i+\frac{1}{2}\mathrm{L}}^n + p_{i+\frac{1}{2}\mathrm{R}}^n + \left(u_{i+\frac{1}{2}\mathrm{L}}^n - u_{i+\frac{1}{2}\mathrm{R}}^n\right)/\chi_{i+\frac{1}{2}},$$

where the L/R subscripts indicate left/right values, and

$$\chi_{i+\frac{1}{2}} = \sqrt{\tau_{\mathrm{m}}^n/\gamma\,p_{\mathrm{m}}^n} \tag{9}$$

where subscript m indicates the mean value.

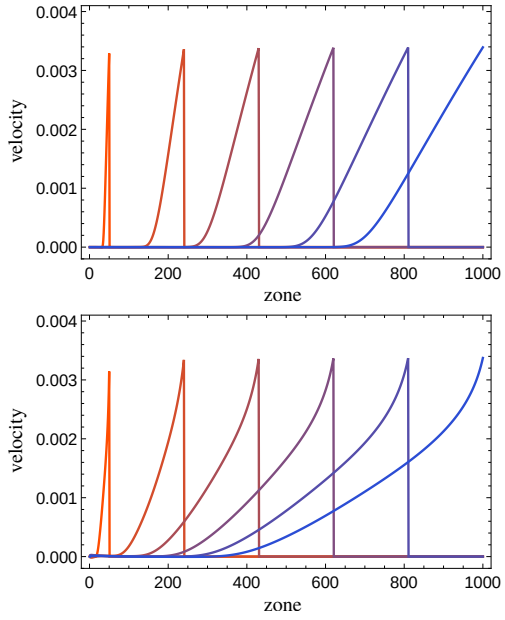


Figure 1: Velocity as function of zone for a detonation in a homogeneous medium with planar (upper panel) and spherical (lower panel) symmetries.

In this work we use the values at cells i and $i+1$ as the left and right values of intercell $i+\frac{1}{2}$. A higher space accuracy order can be achieved using values of u and p at the left and right sides of $i+\frac{1}{2}$ obtained by extrapolation. In this case it is necessary to apply some limiting procedure to assure the monotonicity of the numerical solution. But the first order scheme is accurate enough for this work.

3.2. Detonation zone

The implicit scheme we adopted for solving the fluid dynamics has the advantage that we can define the value of the boundaries at time n, where the values of the variables should be solved for. We chose a time step Δt_i equal to the time that takes to detonation get trough zone i, so at time $n-1$ detonation is at interface $i-\frac{1}{2}$ and at time n detonation is at interface $i+\frac{1}{2}$. Therefore, $u^n_{i+\frac{1}{2}\mathrm{L}}$ and $p^n_{i+\frac{1}{2}\mathrm{L}}$ are the velocity and the pressure of the fluid immediately behind the detonation front while $u^n_{i+\frac{1}{2}\mathrm{R}}$ and $p^n_{i+\frac{1}{2}\mathrm{R}}$, which correspond to the unburnt fluid, are unaffected by the detonation. As at time n all the fluid in cell i is completely burnt, we must use the EOS for the burnt fluid. Finally, the velocity and pressure of the fluid at the cell center are obtained by averaging the corresponding values at interfaces $i-\frac{1}{2}$ and $i+\frac{1}{2}$. This simple prescription can be improved, nevertheless we see in simulations that it is quite good.

4. Results and discussion

4.1. Homogeneous media

Simulations for planar and spherical detonations were performed. In both cases the solutions evolve tending to self-similarity with independence of the initial conditions. Fig. 1 shows the results for the fluid velocity. The

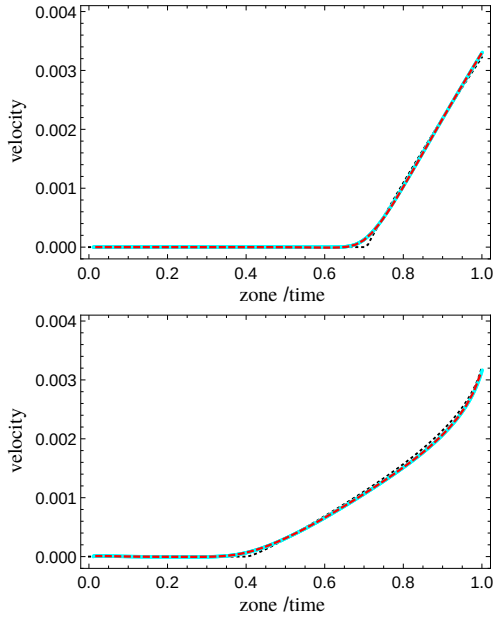


Figure 2: Comparison between fluid velocity at $t = 100$ and $t = 1000$ for a detonation in a homogeneous medium with planar (upper panel) and spherical (lower panel) symmetries. Black dotted lines correspond to the analytical solutions.

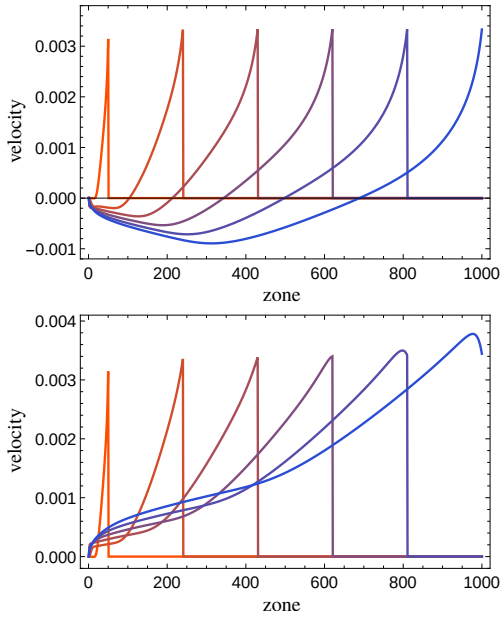


Figure 3: Radial velocity vs. zone for a spherical symmetric detonation in a non-homogeneous medium with increasing (upper panel) and decreasing (lower panel) pressure.

adiabatic indices are 2.4 and 2.7 for the unburnt and the burnt fluids, respectively. For the material coordinate, we consider 1000 zones of equal mass. The initial conditions consist in profiles close to the self-similar solutions considering that the detonation front is in zone 50 at time 50. There were simulated 950 time steps, *i.e.* until the detonation arrives to zone 1000 at time 1000.

Fig. 2 shows the comparisons between the velocity profiles of detonations at $t = 100$ and $t = 1000$ for planar and spherical detonations. We can see the self-similarity of the numerical solutions, which are close to the analytical ones (Landau & Lifshitz, 1987).

4.2. Non-homogeneous media

We also performed simulations for non-homogeneous initial states of the unburnt fluid with spherical symmetry. The upper panel of Fig. 3 shows a case in which the initial pressure linearly decreases in a 50 % from zone 1 to zone 1000, and the lower panel shows a case in which the initial pressure linearly increases in a 100 %, with the specific volume variyng inversely in both cases. We consider—the artificial—condition that the unburnt fluid remains in repose until the detonation arrives, despite it is not in hydrostatic equilibrium. This is because we are specifically focused in the dynamics of the detonation, so external forces are not include.

Comparing Fig. 3 with the lower panel of Fig. 1 we see that, when pressure increases with radius, the velocity of the fluid decreases faster after the detonation front passes than the homogeneous case. Even it is negative close to the center. On the other hand, when pressure decreases with radius, the velocity of the fluid decreases slower. Even, after a certain time, the velocity of the fluid first increases and then decreases.

It could be argued that the method can overestimate or subestimate the detonation velocity. As there are no detonations with velocities lower than Chapman-Jouguet's, the overestimation is not possible. But an overdriven detonation that propagates at a velocity higher than Chapman-Jouguet's is possible if the properties of the medium change abruptly and the velocity of the fluid exceeds the velocity of the detonation front. This condition must be independently checked.

5. Conclusions

We developed a numerical code for simulating detonations in 1D based in the lagrangian fluid mechanics which considers that the detonation occurs in one spatial cell and takes one time step. This method is analogous to a mobile boundary problem, but it considers a special treatment for the cell in which the detonation occurs. The simulations for homogeneous problems show self-similarity and sharp detonation fronts, and they are close to the analytical solutions. The method can be applied to non-homogeneous problems, so it can be used in simulations of some types of supernovae that involve detonating phase transitions. Its main disadvantage is that it cannot be easily extended to higher dimensions.

References

Batchelor C.K., Batchelor G., 2000, *An introduction to fluid dynamics*, Cambridge university press

Benvenuto O., Horvath J., Vucetich H., 1989, Int. J. Mod. Phys. A, 4, 257

Berkenbosch A.C., 1995, *Capturing detonation waves for the reactive Euler equations*, Ph.D. thesis, Technische Universiteit Eindhoven

Landau L.D., Lifshitz E.M., 1987, *Fluid Mechanics*, Butterworth-Heinemann

Toro E.F., 2013, *Riemann solvers and numerical methods for fluid dynamics: a practical introduction*, Springer Science & Business Media

Hard diffuse X-ray emission around the PSR J2032+4127: A pulsar wind nebula in the Cygnus OB2 association

J.F. Albacete Colombo[1], J.J. Drake[2], A. Filócomo[1] & N.J. Wright[3]

[1] *Departamento de Investigación en Ciencias Exactas e Ingeniería, UNRN - Sede Atlántica, Viedma, Argentina*
[2] *Smithsonian Astrophysical Observatory, Cambridge, EE.UU.*
[3] *Astrophysics Group, Keele University, Keele, Reino Unido*

Contact / jfalbacetecolombo@unrn.edu.ar

Resumen / La región de Cygnus OB2, de $\sim 3.5-5\times10^6$ años de edad, contiene una de las poblaciones estelares de alta masa más grandes de la Vía Láctea. Estas estrellas contribuyen a la emisión difusa observada a gran escala en de rayos X blandos (<2 keV). Detectamos además emisión difusa en rayos X duros (>3 keV) en direccion del pulsar PSR J2032+4127. Esta emisión elongada de forma toroidal abarca un estructura tipo *jet* de tamaño $\approx 3'\times2'$, y es coincidente con la posición de la fuente de rayos-γ 4FGL J2032.3+4127. Confirmamos que la emisión difusa de rayos X duros es la nebulosa pulsante originada por el pulsar PSR J2032+4127, como consecuancia de una explosion de SN tipo *core-collapse* en la región.

Abstract / The Cygnus OB2 region, $\sim 3.5-5$ Myr old, contains one of the most significant populations of massive stars of the Milky Way. Such stars substantially contribute to producing large scale soft (<2 keV) diffuse X-ray emission. We also detected hard (>3 keV) diffuse X-ray emission in the direction of the pulsar PSR J2032+4127. The torus-shaped emission spans a $\approx 3'\times2'$ jet-like structure. It is spatially coincident with the Fermi γ-ray source 4FGL J2032.3+4127. We suggest that the hard diffuse X-ray emission is the pulsar wind nebula bearing the pulsar PSR J2032+4127, a consequence of a past core-collapse SN explosion in the region.

Keywords / X-rays: general — pulsars: individual (PSR J2032+4127) — open clusters and associations: individual (Cygnus OB2)

1. Introduction

The search for supernova remnants (SNRs) in massive star-forming regions and young stellar associations provides valuable constraints for stellar evolutionary models towards the upper mass limit of stars. Of the variety of supernova (SN) explosion types, core-collapse ones leave a pulsar as a debris of its evolutionary path. Pulsars accelerates particles such as electrons and positrons to ultra-relativistic energies that emit synchrotron radiation from the radio to soft γ-rays, and energize lower energy photons by Inverse Compton (IC) scattering up to TeV energies. However, not all neutron stars manifest themselves through the creation of a pulsar wind nebula (PWN), so their detection becomes essential to understand high energy processes on core-collapse SNRs.

The TeV J2032+4130 source was the first unidentified γ-ray detection by the HEGRA experiment. Interestingly, its position overlaps the edge of the 95% confidence ellipse of the 3EG J2033+4118 EGRET source. However, it is still not clear if they are associated or not. This γ-ray source is in the direction of the massive Cygnus OB2 association, which lies at a distance of about $1.45-1.7$ kpc (Hanson, 2003; Berlanas et al., 2019), in alignment with the suspected background pulsar PSR J2032+4127. Several studies discuss that the pulsar probably belongs to Cygnus OB2, and would be considered the counterpart of the TeV J2032+4130 source (Butt et al., 2006; Horns et al., 2007). More recently, Camilo et al. (2009) suggest that PSR J2032+4127 is probably one of the least energetic TeV pulsars powering faint or unconfirmed PWN. Mukherjee et al. (2007) noted its location, projected close to the core of several massive stars and suggests a distance of 1.6 kpc, rather than 3.6 kpc estimated from the radio pulsar dispersion (Cordes & Lazio, 2002). The existence of a neutron star in Cygnus OB2 would be consistent with an age of $1-7$ Myr for the association (Wright et al., 2010). Notably, Wright et al. (2015) found a steepening of the IMF slope at higher masses that they interpreted as due to an expected previous generation of "lost" massive stars, opening the possibility for some of these massive stars to have exploded as SNe in the past.

Finally, our recent analysis of diffuse X-ray emission in the Cygnus OB2 region (Albacete Colombo et al., 2018), confirms now the first true detection of hard X-ray diffuse emission around PSR J2032+4127, which also has positional agreement with the 4FGL J2032.2+4127 Fermi γ-ray source.

2. X/γ-ray Observations

In the context of the Chandra Cygnus OB2 Large Program (PI: J.J. Drake), we use five Chandra pointings (ObsId 4501, 10944, 10945, 10951, 10962) that cover

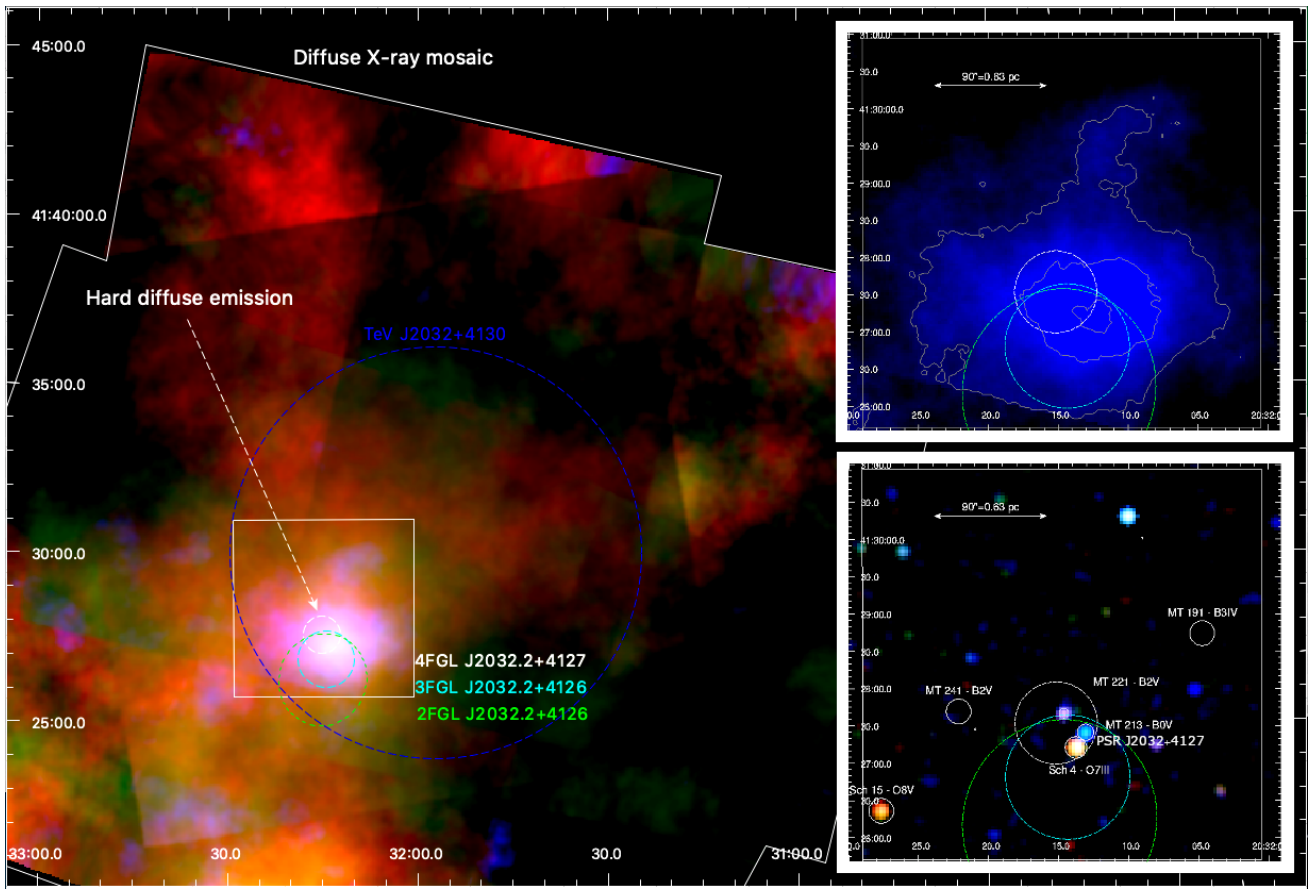


Figure 1: Left panel: Chandra ACIS-I diffuse X-ray emission images around the TeV J2032+4130 pulsar. The mosaic was constructed by combining point source-removed observations and using an adaptive top-hat smoothing at S/N > 16 (Albacete Colombo et al., 2018). The X-ray images of the different bands are shown in color, with soft (0.5−1.2 keV), medium (1.2−2.5 keV), and hard (2.5−7.0 keV) emission indicated in red, green, and blue, respectively. The dashed line circles refer to the TeV and 2FGL (green), 3FGL (cyan), and 4FGL (white) Fermi source position ellipses, respectively. Hard diffuse X-ray emission appears nearly centered at the 4FGL source. Upper-right panel: Zoomed diffuse hard X-ray emission map with contour levels at factors 1.28, 1.55, and 1.82 over the hard X-ray flux background level $\approx 1.6 \times 10^{-9}$ ph s^{-1} cm^{-2}. Bottom-right panel: RGB color-coded point source ACIS-I observation. The hard X-ray point refers to both the PSR J2032+4127 and MT213 (B0V) sources. The pulsar is not dynamically related to the MT91 #213 Be star, and is in coincident projection on the sky (Camilo et al., 2009), so the observed hard X-ray emission is likely consistent with the pulsar emission rather than the X-ray emission from shocks in weak-winds of the B0 V massive star.

the position of the PSR J2032+4127 source. These observations span a total exposure time of 165.7 ks, 3.3 times deeper than previous diffuse X-ray emission studies (Mukherjee et al., 2007). Our improved X-ray diffuse analysis made use of the sophisticated Acis-Extract software (Broos et al., 2012) that removes the PSFs of all point-sources in the observations and constructs background-corrected diffuse X-ray maps (Albacete Colombo et al., 2018). So, we have a unique observational advantage to confirm the existence of truly diffuse features missed in previous works that smooth observations that includes point sources. Fig. 1 shows a mosaic of diffuse X-ray emission that includes TeV J2032+4130 in the field-of-view.

The HEGRA and MAGIC γ-ray observatories detect significant emission (from MeV to TeV energies) at 0.2' of the core of the Cygnus OB2 stellar association (see Table 1). However, it has a poor determination of the position with respect to the last 4FGL Fermi catalog.

Table 1: X/γ ray sources associated to PSR J2032+4127. Flux values are informed in units of $\Phi_{11} \equiv 10^{-11}$ erg cm^{-2} s^{-1}. The HEGRA and MAGIC fluxes are in the energy range $\sim 1 - 10^4$ TeV and ~ 30 GeV $-$ 100 TeV, respectively. The Fermi energy flux is in the range 100 MeV $-$ 100 GeV.

Mission Name	Name catalogue	Flux [Φ_{11}]	Γ	Dist. [']
HEGRA	TeV J2032+4130	6.9	1.9	4.4
MAGIC	TeV J2032+4130	4.5	2.0	1.2
4FGL	J2032.2+4127	14.2±0.04	2.2	0.2
Chandra	PWN	0.02±0.05	2.1	—

3. Discussion

Two main observational issues that strongly suggest our detection of hard diffuse X-ray emission is the PWN of the pulsar PSR J2032+4127, belonging the Cygnus OB2 association.

A preliminary study by Murakami et al. (2011) made use of Suzaku and Chandra data to shows that extended diffuse emission around PSR J2032+4127 has a non-thermal X-ray spectrum $\Gamma = 2.1 \pm 0.3$ (see Table 1), similar to typical Γ indices of known PWN (Kargaltsev & Pavlov, 2008). However, the poor spatial resolution of Suzaku, the lack of spatial disentangling between the pulsar emission and its PWN, and the short exposure time (49 ksec) of the Chandra data, limits the results.

In Fig. 1, we show extended soft and medium band emission that spatially superposes the hard diffuse emission around the pulsar. While the softer emission arises from the cumulative interaction of energetic termination shocks against the surrounding interstellar medium (Albacete Colombo et al., 2018), hard X-ray emission shows a jet-like morphology around the pulsar PSR J2032+4127 that agree with the detection of the 4FGL J2032.2+4127 Fermi and the TeV J2032+4130 γ-ray sources. Otherwise, the observed hard diffuse X-ray emission also matches the positions of the soft X-ray sources Schulte #4 (O7I+B0V), and MT91#213 (B0V) stars, which are unlikely to produce the observed diffuse hard emission via stellar wind-wind interactions. The elongated morphology along the pulsar axis-like extension is 1.3 pc, with a toroidal-like flow of 0.9 pc, which is typical in pulsars wind nebulae. The extension of both features agrees with the characteristic size of several known PWN that range between 10^{17} and 10^{19} cm (Cheng et al., 2004).

A hitherto unnoticed observational issue is the suggestive low-density (cavity) of cold gas and dust around the PSR J2032+4127, and its PWN (see Fig. 2). Indeed, the chance positional coincidence of the pulsar with this cavity is unlikely, and the only known process to disperse the ISM on parsec scales is through a shock wave originating in a SN explosion. A core-collapse SN explosion in the region would be the most logical scenario compatible with the existence of an ISM cavity and a pulsar and PWN inside the cavity. Indeed, the lack of X-ray emission from a hypothetical SNR in Cygnus OB2 does not weaken our interpretation, as the radiative phase in SNRs ends after 20 000 to 35 000 yr from the explosion (Slane et al., 2015). Otherwise, the X-ray luminosity decreases with the pulsar age because of radiative cooling in the earlier stage ($0.1 - 1$ Myr), while the γ-ray luminosity remains constant. So, all these constraints are in agreement with a probable SN explosion in the past in Cygnus OB2, especially if we accept the characteristic age of the pulsar PSR J2032+4127 is ≈ 0.11 Myr (Camilo et al., 2009).

4. Conclusion

Previous theoretical results and the observational constraints of this work are are consistent with a $\sim 10^5$ yr old energetic core-collapse SN explosion in Cygnus OB2. The scenario could be the result of a shock blast moving out and dispersing the surrounding ISM, leaving a pulsar at the center of an apparent cavity. In such a case, the pulsar PSR J2032+4127 would become the most evolved stellar member of the Cygnus OB2 region, and the detected diffuse hard X-ray emission its PWN.

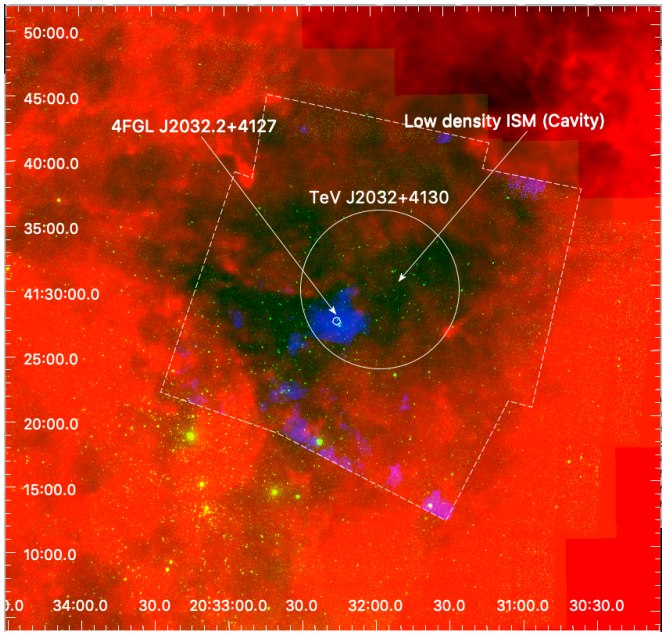


Figure 2: RGB color image of the region in the vicinity of PSR J2032+4127. In the compose image, the Herschel 500 μm ($T \approx 10$ K) cold gas emission is indicated in red (Schneider et al., 2016), the Chandra point-source X-ray mosaic ($0.5 - 7.0$ keV) is indicated in green, and the diffuse hard X-ray band ($2.5 - 7.0$ keV) in blue. Large and small position error ellipses refer to the TeV J2032+4130 and the Fermi 4FGL J2032.2+4127 sources, respectively. Notice how the low cold-ISM density correlates with the hard diffuse X-ray emission and the PSR J2032+4127 source position (see discussion). The cavity has an extension of $\approx 26'$ (~ 11 pc).

Acknowledgements: We thank all LOC and SOC members for the successful meeting held in Viedma, September 2019, Rio Negro, Argentina. The author acknowledges support from UNRN funds (project 40-C-691). JFAC is a staff researcher of the CONICET.

References

Albacete Colombo J.F., et al., 2018, arXiv e-prints
Berlanas S.R., et al., 2019, MNRAS, 484, 1838
Broos P., et al., 2012, , Astrophysics Source Code Library
Butt Y.M., et al., 2006, ApJ, 643, 238
Camilo F., et al., 2009, ApJ, 705, 1
Cheng K.S., Taam R.E., Wang W., 2004, ApJ, 617, 480
Cordes J.M., Lazio T.J.W., 2002, arXiv, 0207156
Hanson M.M., 2003, ApJ, 597, 957
Horns D., et al., 2007, A&A, 469, L17
Kargaltsev O., Pavlov G.G., 2008, *American Institute of Physics Conference Series*, vol. 983, 171–185
Mukherjee R., Gotthelf E.V., Halpern J.P., 2007, Ap&SS, 309, 29
Murakami H., et al., 2011, PASJ, 63, S873
Schneider N., et al., 2016, A&A, 591, A40
Slane P., et al., 2015, SSRv, 188, 187
Wright N.J., Drew J.E., Mohr-Smith M., 2015, MNRAS, 449, 741
Wright N.J., et al., 2010, ApJ, 713, 871

Astrosismología de estrellas de neutrones aisladas: Análisis del modo fundamental

M.C. Rodríguez[1], M. Celi[1], M.R. Alessandroni[1], P.D. López[1] & I.F. Ranea-Sandoval[1,2]

[1] *Grupo de Gravitación, Astrofísica y Cosmología, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

Contacto / mcrodriguez524@gmail.com

Resumen / La detección directa de eventos de emisión de radiación gravitacional, como GW170817, ha abierto nuevos horizontes en la astrofísica de estrellas de neutrones, ofreciendo oportunidades con un gran potencial para determinar restricciones en la ecuación de estado de la materia densa. En este trabajo, estudiamos el modo fundamental f de oscilaciones no radiales de estrellas compactas no rotantes, en el contexto de la relatividad general, como fuente de radiación gravitacional, a partir de la teoría de perturbaciones linealizada. Estas oscilaciones revisten particular interés, siendo las de mayor probabilidad de ser detectadas por la tercer generación de detectores de ondas gravitacionales.

Abstract / The direct detection of gravitational radiation events, such as GW170817, has opened new horizons in the astrophysics of neutron stars, offering opportunities with great potential to determine restrictions on the equation of state of the dense matter. In this work, we study the fundamental mode f of non-radial oscillations of non-rotating compact stars in General Relativity as a source of gravitational radiation, from the linearized perturbations theory. These oscillations are particularly interesting since they are the ones that are possibly the most likely to be detected by the third generation of gravitational wave detectors.

Keywords / stars: neutron — gravitational waves — stars: oscillations — dense matter

1. Introducción

La detección de ondas gravitacionales provenientes de la fusión de dos estrellas de neutrones, evento GW170817, abre la posibilidad de establecer nuevas restricciones a las ecuaciones de estado (EdEs) que podrían describir la materia en su interior. El estudio del análisis de los datos provenientes de la señal de ondas gravitacionales nos brinda información relacionada con parámetros del objeto emisor, tales como su masa o radio, entre otros, y por consiguiente con su EdE correspondiente.

Asumiendo una dada EdE construimos la relación masa-radio para estrellas de neutrones. Desarrollamos códigos numéricos que integran las ecuaciones que describen un cuerpo con simetría esférica en equilibrio hidrostático en el marco de la teoría general de la relatividad. Utilizamos EdEs que cumplen con las restricciones observacionales de mínima masa máxima (~ 2 $M_\odot$) (Antoniadis et al., 2013; Demorest et al., 2010) en las diferentes familias de estrellas que generamos con las mismas. Resolvemos numéricamente las ecuaciones que describen, en el régimen lineal, perturbaciones no radiales mediante el método de *shooting*. Centramos nuestra atención al estudio del modo fundamental *f*.

Para realizar este trabajo comenzamos, por resolver las ecuaciones de Tolman-Oppenheimer-Volkoff (TOV) a partir de las cuales obtenemos masas y radios de diferentes estrellas que componen familias de objetos compactos, para distintas EdEs. Las ecuaciones TOV son las siguientes:

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{Gm}{r^2}\epsilon\left(1+\frac{P}{\epsilon c^2}\right) \times\left(1+\frac{4\pi r^3 P}{mc^2}\right)\left(1-\frac{2Gm}{rc^2}\right)^{-1}, \quad (1)$$

$$\frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 \epsilon. \quad (2)$$

Luego, para estudiar las oscilaciones no radiales se debe perturbar la métrica de fondo y el fluido mediante las siguientes ecuaciones (Detweiler & Lindblom, 1985):

$$\begin{aligned} ds^2 &= -e^{\nu}\left(1+r^l H_0 Y^l_m e^{i\omega t}\right)dt^2 \\ &\quad -2i\omega r^{l+1} H_1 Y^l_m e^{i\omega t} dt dr + \\ &\quad e^{\lambda}\left(1-r^l H_0 Y^l_m e^{i\omega t}\right)dr^2 + \\ &\quad +r^2\left(1-r^l K Y^l_m e^{i\omega t}\right)\left(d\theta^2+\sin^2\theta d\phi^2\right), \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \xi^r &= r^{l-1}e^{-\lambda/2} W Y^l_m e^{i\omega t}, \\ \xi^\theta &= -r^{l-2} V \partial_\theta Y^l_m e^{i\omega t}, \\ \xi^\phi &= -r^l (r\sin\theta)^{-2} V \partial_\phi Y^l_m e^{i\omega t}, \end{aligned} \quad (4)$$

donde Y^l_m corresponden a los armónicos esféricos, y H_0 y H_1 son funciones de perturbación propuestas por Thorne & Campolattaro (1967).

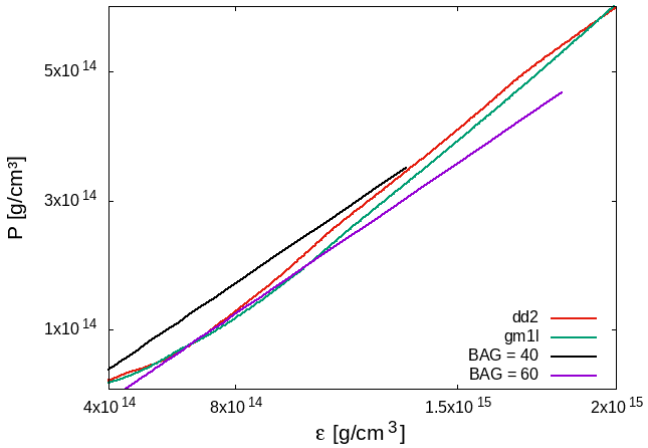


Figura 1: Ecuaciones de estado utilizadas en este trabajo.

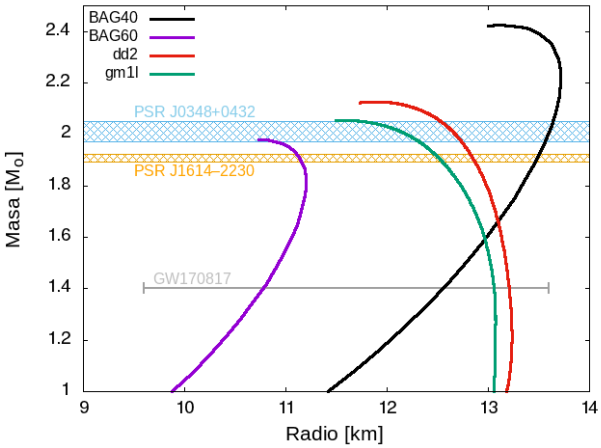


Figura 2: Curvas masa vs. radio para cada una de las EdEs consideradas.

Las oscilaciones estudiadas se denominan *Modos Cuasi Normales* (QNMs, por sus siglas en inglés). Los QNMs se dividen en dos tipos: modos fluidos (f, p, g, etc.), relacionados principalmente con perturbaciones en el fluido, y modos espacio-temporales (w, wII , etc.).

Buscamos los QNMs para las estrellas calculadas resolviendo el sistema de cuatro ecuaciones diferenciales propuestas por Detweiler & Lindblom (1985) mediante métodos numéricos.

Utilizamos EdEs de naturaleza diferente, dos correspondientes a materia hadrónica y otras dos correspondientes a materia de quarks, graficadas en la figura 1. Las ecuaciones hadrónicas son las que corresponden a la aproximación relativista de campo medio con las parametrizaciones dd2 (Typel et al., 2010) y gm1l (Spinella et al., 2018), mientras que las de materia de quarks son las ecuaciones del modelo de bolsa o *bag* del MIT (Alford et al., 2005), tomando dos valores para la constante de *bag* de 40 MeV/fm^3 y 60 MeV/fm^3.

2. Solución de las ecuaciones TOV

Empleamos un código numérico que resuelve las ecuaciones TOV mediante el método de Runge-Kutta-Fehlberg para una dada EdE. Con esto obtenemos para cada una de ellas una familia de estrellas que utilizaremos para resolver las ecuaciones de perturbaciones no-radiales descriptas en la Sec. 1..

Obtuvimos dos grupos de estrellas: uno con las ecuaciones de estado dd2 y gm1l, correspondientes a estrellas de neutrones compuestas por materia hadrónica; otro con las ecuaciones de estado del modelo de *bag* del MIT, con los dos valores de *bag* propuestos anteriormente, correspondientes a estrellas de quarks, como se muestra en la Fig. 2. Graficamos, además las restricciones a la masa impuestas por las observaciones de los púlsares PSR J0348+0432 (Antoniadis et al., 2013), PSR J1614–2230 (Demorest et al., 2010; Arzoumanian et al., 2018) y al radio, debido a los resultados que surgen del análisis de los datos de la detección de ondas gravitacionales correspondientes al evento GW170817 (Abbott et al., 2017).

3. Cálculo del modo fundamental de oscilación

Al resolver el sistema de cuatro ecuaciones diferenciales, obtenemos, para cada una de las estrellas, su frecuencia de oscilación en el modo fundamental. Los QNMs son cantidades complejas, y su parte real corresponde a la frecuencia de oscilación, ω, mientras que la imaginaria, al tiempo característico de amortiguación, τ.

La determinación de una EdE que describa la materia en el interior de una estrella de neutrones es aún un tema de investigación abierto. Determinar observables tales como los QNMs, que dependen de la EdE utilizada, no permite establecer conclusiones acerca de la masa o radio del objeto.

Sin embargo, es posible hallar relaciones con menor dependencia de la EdE utilizada. En particular, las relaciones empíricas halladas por Andersson & Kokkotas (1998), mostradas a continuación, nos brindan un modelo con un gran potencial para obtener información acerca de la EdE que describe la materia en el interior de estos objetos compactos en futuras observaciones:

$$\omega = a_1 + b_1 \sqrt{\frac{M}{R^3}}\,, \tag{5}$$

$$\frac{R^4}{M^3\tau} = a_2 + b_2 \frac{M}{R}\,, \tag{6}$$

donde ω es la frecuencia y τ es el tiempo de amortiguación.

Se puede observar que, si se grafica $(M/R^3)^{1/2}$ como función de ω (Fig. 3) y M/R como función de $R^4/cM^3\tau$ (Fig. 4), las curvas obtenidas se agrupan en dos regiones bien definidas: una para las ecuaciones de estado hadrónicas y otra para las de materia de quarks, pero prácticamente independiente de la EdE utilizada.

En dichas figuras, se han graficado además los ajustes para dichas relaciones empíricas de Benhar et al. (2004) (BFG fit) para materia hadrónica y el ajuste para la fase *Color-Flavored Locked* (CFL) de materia de quarks superconductora propuesto en el trabajo de Flores & Lugones (2017) (CFL fit). Hallamos que todas las curvas correspondientes a distintas EdE están dentro de

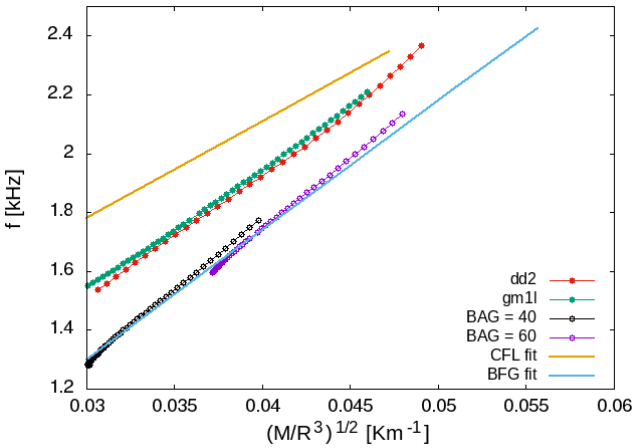


Figura 3: Frecuencia del modo f en función de la densidad media del objeto compacto para las EdEs consideradas en este trabajo y para los ajustes correspondientes a quarks (CFL fit) y a hadrones (BFG fit) a partir de la Ec. (5).

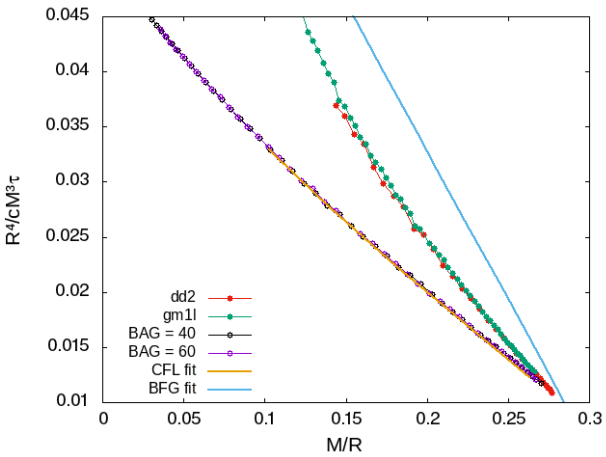


Figura 4: Tiempo de amortiguamiento normalizado en función de la compacticidad del objeto compacto para las EdEs consideradas en este trabajo y para los ajustes correspondientes a quarks (CFL fit) y a hadrones (BFG fit) a partir de la Ec. (6).

la región delimitada por ambos ajustes. Esta *universalidad* permite inferir la composición interna de objetos compactos como estrellas de neutrones y de quarks.

4. Conclusiones y trabajo futuro

En este trabajo, calculamos el QNM f para dos EdEs hadrónicas modernas y para dos EdEs de quarks simples del modelo de la bolsa del MIT, las cuales satisfacen las restricciones observacionales actuales para la masa y el radio. Obtuvimos tanto la frecuencia de oscilación, ω, como el tiempo de amortiguamiento, τ y comparamos nuestros resultados con las relaciones BFG y CFL propuestas en la literatura. De dicha comparación se desprende que el ajuste para los modelos de estrellas de quarks es menos sensible a las particularidades de la EdE propuesta, mientras que nuestros resultados muestran cierta discrepancia con el ajuste BFG. Esta discrepancia ya había sido notada en el trabajo de Vásquez Flores & Lugones (2018) para algunas EdEs. Esto muestra la necesidad de volver a analizar el ajuste BFG utilizando EdEs hadrónicas más modernas.

A partir de los resultados obtenidos, observamos que las dos relaciones empíricas propuestas muestran una baja dependencia con la EdE considerada en cada caso. Mediante futuras observaciones de la tercer generación de detectores de ondas gravitacionales, será posible deducir la masa y el radio de objetos compactos (Vásquez Flores & Lugones, 2018). Esto es central para determinar las EdEs correspondientes a estrellas de neutrones.

Para un trabajo futuro proponemos resolver las ecuaciones diferenciales de Detweiler y Lindblom para hallar las soluciones de otros modos de oscilación (ej.: modos p o g). Esto permitiría construir relaciones para inferir observacionalmente otras propiedades de estrellas de neutrones. En este sentido, en el trabajo de Ranea-Sandoval et al. (2018), se calcula el modo g para estrellas híbridas y se presenta una relación entre la frecuencia de dicho modo y los parámetros de la transición de fase. Este trabajo no utiliza el formalismo de relatividad general linealizada, sino la aproximación relativista de Cowling. Será interesante estudiar como se modificaría dicha relación en el marco de este formalismo.

Agradecimientos: MCR, MC, PDL, MRA agradecen a la FCAG por la ayuda económica recibida para asistir a la 61a reunión anual de la Asociación de Astronomía Argentina así como a la organización de dicha reunión por las facilidades otorgadas. IFR-S agradece a CONICET y a la UNLP por los subsidios PIP-0714 y G157, respectivamente. Los autores agradecen a Germán Lugones por su colaboración en el desarrollo del código numérico utilizado.

Referencias

Abbott B.P., et al., 2017, PhRvL, 119, 161101
Alford M., et al., 2005, ApJ, 629, 969
Andersson N., Kokkotas K.D., 1998, MNRAS, 299, 1059
Antoniadis J., et al., 2013, Science, 340, 448
Arzoumanian Z., et al., 2018, ApJS, 235, 37
Benhar O., Ferrari V., Gualtieri L., 2004, PhRvD, 70, 124015
Demorest P.B., et al., 2010, Nature, 467, 1081
Detweiler S., Lindblom L., 1985, ApJ, 292, 12
Flores C.V., Lugones G., 2017, PhRvC, 95, 025808
Ranea-Sandoval I.F., et al., 2018, JCAP, 2018, 031
Spinella W., et al., 2018, Universe, 4, 64
Thorne K.S., Campolattaro A., 1967, ApJ, 149, 591
Typel S., et al., 2010, PhRvC, 81, 015803
Vásquez Flores C., Lugones G., 2018, JCAP, 2018, 046

Materia densa y perturbaciones relativistas no radiales en protoestrellas de quarks

M.R. Alessandroni[1], P.D. López[1,2], M. Celi[1], M.C. Rodríguez[1,2] & M.G. Orsaria[1,2]

[1] *Grupo de Gravitación, Astrofísica y Cosmología, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

Contacto / alessandroni.rosario@gmail.com

Resumen / Dependiendo de la temperatura, T, y del potencial químico, μ, la materia de quarks en el Universo puede aparecer en dos regímenes: cosmológico y astrofísico. Nos enfocamos, en particular, en el régimen astrofísico (equivalente a considerar $T \ll \mu$). Estas son las condiciones de la materia presentes en el interior de las estrellas de neutrones y/o de las hipotéticas estrellas de quarks. En este trabajo, utilizando un modelo fenomenológico simple como el MIT Bag Model, para la descripción de la materia, presentamos resultados tales como relaciones Masa-Radio y frecuencias de oscilación no radiales de protoestrellas de quarks, que satisfacen algunas restricciones establecidas en astrofísica de objetos compactos, considerando diferentes estadíos de su evolución.

Abstract / Depending on temperature, T, and chemical potential, μ, quark matter in the Universe may appear in two regimes: cosmological and astrophysical. We focus, particularly, in the astrophysical regime (equivalent to consider $T \ll \mu$). These are the conditions of the matter present in the interior of neutron stars and/or hypothetical quark stars. In this work, using a simple phenomenological model as the MIT Bag Model to describe the matter, we present results –such as Mass-Radius relationships and non radial oscillations frequencies of protoquark stars– satisfying some of the restrictions established for the astrophysics of compact objects, considering different stages of their evolution.

Keywords / dense matter — stars: neutron

1. Introducción

En este trabajo nos proponemos estudiar la materia densa que se encuentra formando un plasma de quarks y gluones a temperaturas en el rango 0 MeV $\leq T \leq$ 100 MeV, y potenciales químicos en el rango 1000 MeV $\leq \mu \leq$ 3000 MeV, condiciones presentes en el interior de las estrellas de neutrones (ENs) y de hipotéticas estrellas de quarks (EQs). Por los rangos de temperatura y potencial químico que consideramos, se puede despreciar la contribución de los gluones. Nos centramos en el estudio de protoEQs, considerando diferentes momentos evolutivos de estos objetos desde que nacen hasta que alcanzan su estadío de EQs frías. La materia en estas estrellas no se mantendría unida por atracción gravitatoria sino debido a la interacción fuerte entre los quarks, por lo que se las denomina estrellas auto ligadas.

Calculamos, a través de un modelo fenomenológico simple como el MIT Bag Model (Chodos et al., 1974), ecuaciones de estado con las que podamos obtener relaciones Masa-Radio al resolver las ecuaciones de Tolman-Oppenheimer-Volkoff (TOV); siempre buscando satisfacer las restricciones observacionales de púlsares masivos como PSR J1614-2230 y PSR J0348+0432 (Demorest et al., 2010; Antoniadis et al., 2013; Arzoumanian et al., 2018). A partir de estas ecuaciones, calculamos sus correspondientes frecuencias de oscilación del modo fundamental f, es decir, las perturbaciones relativistas no radiales asociadas con la emisión de ondas gravitacionales. Para ello utilizamos la aproximación relativista de *Cowling*, donde se desprecian las perturbaciones a la métrica del espacio-tiempo (Ranea-Sandoval et al., 2018).

2. Ecuación de estado de protoEQs

Consideramos que la materia está compuesta por quarks u, d y s con masa nula, electrones y neutrinos. Esta materia cumple con las siguientes propiedades:

- **Equilibrio químico**

$$\mu_u = \mu - \frac{2}{3}(\mu_e - \mu_\nu), \tag{1}$$

$$\mu_d = \mu + \frac{1}{3}(\mu_e - \mu_\nu), \tag{2}$$

$$\mu_s = \mu_d, \tag{3}$$

con μ_i $(i = u, d, s, e, \nu)$ los potenciales químicos de las diferentes partículas que componen al sistema, y $\mu = (\mu_u + \mu_d + \mu_s)/3$ el potencial químico promedio.

- **Neutralidad de carga eléctrica**

$$\frac{2}{3}\, n_u - \frac{1}{3}\, n_d - \frac{1}{3}\, n_s - n_e = 0, \tag{4}$$

donde n_l $(l = u, d, s, e)$ es la densidad del número de partículas.

- **Conservación del número bariónico**

$$n_b = \frac{n_u + n_d + n_s}{3}. \quad (5)$$

Las ecuaciones que definen a la presión, P, según el tipo de partícula son obtenidas a partir de la Ec. (1) del trabajo de Jensen & Madsen (1996), correspondiente a la expresión general de la termodinámica estadística del gran potencial para una especie i de fermiones:

$$\Omega_i = \mp g_i T \int_0^\infty dk \frac{dN}{dk} \ln\left[1 \pm \exp\left(\frac{-\epsilon(k)+\mu}{T}\right)\right], \quad (6)$$

donde g_i es la degeneración, la cual es g_q =6 para quarks y g_j =2 para neutrinos y electrones, T es la temperatura, y ϵ es la densidad de energía. A partir de reescribir la integral como una aproximación polinómica (Dingle, 1957), resolvemos esta ecuación para obtener la presión $P_i = -\Omega_i/V$ a partir de:

$$\frac{\Omega_i}{V} = -\frac{g_i T^4}{6\pi^2}\left(\frac{7\pi^4}{60} + \frac{\mu^2 \pi^2}{2T^2} + \frac{\mu^4}{4T^4}\right), \quad (7)$$

siendo V el volumen del sistema considerado. La Ec. (7) es consistente con la Ec. (2) del trabajo de Jensen & Madsen (1996) pero sin el término de curvatura, correspondiente a pequeños volúmenes de materia extraña de quarks denominados *strangelets*. Dado que trabajamos a temperaturas relativamente bajas comparadas con el potencial químico, despreciamos entonces el término de orden 4 en la temperatura. Por lo tanto, para electrones y neutrinos la presión resulta:

$$P_j = \frac{\mu_j^2 T^2}{6} + \frac{\mu_j^4}{12\pi^2}, \qquad j = e, \nu. \quad (8)$$

Para la materia de quarks, agregamos un término correspondiente a la constante de bolsa, B, del MIT Bag Model. Este modelo provee una ecuación de estado válida para quarks no interactuantes a alta densidad. La constante de bolsa o *Bag* es la diferencia entre las densidades de energía del vacío perturbativo y el no perturbativo de la cromodinámica cuántica (QCD, por sus siglas en inglés) (Buballa, 2005). De esta manera, la presión para los quarks está dada por:

$$P_q = \frac{\mu_q^2 T^2}{2} + \frac{\mu_q^4}{4\pi^2} - \frac{B}{3}, \qquad q = u, d, s. \quad (9)$$

Ajustamos el valor de la constante de bolsa a B = 60 MeV/fm^3, cerca del mínimo establecido para la estabilidad de la materia de quarks. Según esta restricción, el valor de la constante de bolsa debe encontrarse en el rango 57 MeV/fm^3 $< B <$ 108 MeV/fm^3 para la materia extraña no interactuante absolutamente estable, es decir, más estable que el elemento más estable de la naturaleza: el hierro ^{56}Fe (Schmitt, 2010). Por otro lado, el valor elegido para B nos permite reproducir EQs con masas que llegan a las 2 masas solares, valor correspondiente a las restricciones observacionales de los púlsares antes mencionados en la introducción.

Consideramos la relación de Euler para obtener la densidad de energía:

$$\varepsilon = -P + \sum_i n_i \mu_i + T s, \qquad i = u, d, s, e, \nu, \quad (10)$$

donde la entropía, s, está dada por $s = \partial P/\partial T$. Consideramos tres valores diferentes de entropía por barión ($S = s/n_b$), $S = 2$, $S = 1.4$ y $S = 0$. De esta forma tenemos en cuenta la evolución de la estrella, desde sus inicios, cuando tiene neutrinos atrapados en su interior y $T \simeq 50$ MeV, hasta el final, luego del enfriamiento por la emisión de los neutrinos, con $S = 0$ y $T = 0$ MeV (Mariani et al., 2017).

Solo en el estadio inicial de la protoestrella consideramos el número leptónico, L, distinto de cero, tomando el valor $L = 0.25$. Por lo tanto, la fracción leptónica en esta etapa de protoEQ queda:

$$n_e + n_\nu - L\, n_b = 0. \quad (11)$$

En base a las ecuaciones (8), (9), (10) y teniendo en cuenta tanto la entropía, s, como las densidades de las partículas i del sistema, $n_i = \partial P_i/\partial \mu_i$, es posible obtener la ecuación de estado (EDE), $P = P(\varepsilon)$, que utilizaremos para construir familias de protoEQs.

3. Relación Masa-Radio

Como las EDEs antes calculadas dependen de la entropía, consideramos tres EDEs distintas, una para cada estadio de la estrella. Con ellas, resolvemos numéricamente las ecuaciones TOV:

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{m}{r^2}\varepsilon\left(1+\frac{P}{\varepsilon}\right)\left(1+\frac{4\pi r^3 P}{m}\right)\left(1-\frac{2m}{r}\right)^{-1}, \quad (12)$$

$$\frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 \varepsilon, \quad (13)$$

y obtenemos perfiles de densidad de energía, presión y masa que dependen del radio de la estrella ($\epsilon(r)$, $P(r)$ y $m(r)$), los cuales son necesarios para calcular las frecuencias de oscilación de las EQs, como mostraremos en la sección 4.

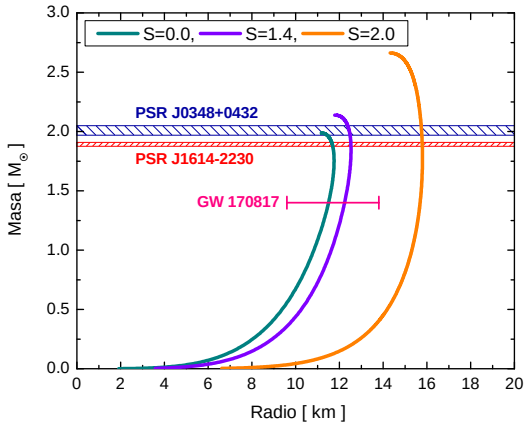


Figura 1: Relación Masa-Radio para las diferentes etapas de la evolución térmica de los modelos de EQs. Se muestran, además, diferentes restricciones provenientes de observaciones astronómicas.

Además obtenemos relaciones Masa-Radio, graficadas en la Fig. 1, para cada una de las EDEs utilizadas. En esta figura queda representada de forma esquemática la evolución térmica de las familias de EQs. En el gráfico

se incluyen las barras correspondientes a las observaciones de los púlsares PSR J1614-2230 y PSR J0348+0432 para verificar que las curvas alcancen la cota de masa que imponen estas observaciones. También verificamos que cumplan con el rango de radios impuesto por el análisis del espectro de ondas gravitacionales proveniente de la fusión de dos ENs en el evento conocido como GW170817 (Abbott et al., 2017).

4. Modos de oscilación de protoEQs

Utilizando la aproximación relativista de *Cowling* (donde se desprecian las perturbaciones a la métrica) calculamos las frecuencias de los modos no radiales de oscilación de protoEQs, los cuales generan ondas gravitacionales. Se sabe que los errores asociados al cálculo de las frecuencias de oscilación utilizando esta aproximación, rondan el $\sim 20\,\%$ para el modo fundamental f y que dicho error disminuye con la compacticidad de la estrella (Chirenti et al., 2015).

Las frecuencias asociadas al modo fundamental f se muestran en la Fig. 2 para las diferentes etapas de entropía por barión fija de las familias de EQs. Del análisis cualitativo comparando con la Fig. 1 se observa cierta dependencia de la frecuencia con el radio. Fijando un valor para la masa, a medida que el radio aumenta la frecuencia de oscilación disminuye. Esto se puede explicar mediante la relación lineal universal entre la frecuencia ω del modo f y la raíz cuadrada de la densidad media de la estrella dada por Andersson & Kokkotas (1998):

$$\omega \approx 0.78 + 1.635 \left(\frac{\bar{M}}{\bar{R}^3}\right)^{1/2}, \qquad (14)$$

donde a partir de la masa M y del radio R de la estrella tenemos en cuenta las variables adimensionales:

$$\bar{M} = \frac{M}{1.4\ \mathrm{M}_\odot} \qquad (15)$$

$$\bar{R} = \frac{R}{10\ \mathrm{km}}. \qquad (16)$$

5. Conclusiones

A partir de un modelo fenomenológico simple como el MIT Bag Model, obtuvimos familias de protoEQs que obedecen ciertas restricciones observacionales. Las masas de estas estrellas cumplen con la cota observacional de masa máxima para objetos compactos fríos impuesta por la determinación de la masa de los púlsares PSR J1614-2230 y PSR J0348+0432. En relación al radio de dichos objetos, el mismo se encuentra dentro del rango establecido por el análisis de los datos del evento GW170817.

Por otro lado, con este modelo simplificado logramos calcular los modos de oscilación no radiales para las protoEQs, los cuales estan asociados a la emisión de ondas gravitacionales. Esta es una primera estimación de modos de oscilación en este tipo de estrellas, así como también un primer análisis de la variación de la frecuencia de este modo f a lo largo de la evolución térmica esquemática de las protoEQs.

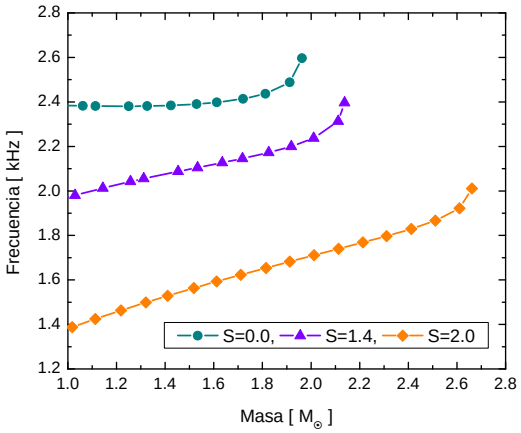


Figura 2: Frecuencias ω del modo f de oscilación cuadrupolar como función de la masa de las EQs.

Como trabajo futuro, se podría considerar la presencia de un campo magnético, así como también analizar el efecto de la masa de los quarks en la EDE del sistema. Respecto al análisis de oscilaciones no radiales, se pretende sustituir la aproximación relativista de *Cowling* por cálculos que tengan en cuenta la perturbación de la métrica utilizando relatividad general linealizada. De esta forma, de una manera más realista, los resultados obtenidos mediante este método podrían analizarse para ver si arrojan un espectro de frecuencias detectable, teniendo en cuenta los límites de detección de los interferómetros de ondas gravitacionales.

Agradecimientos: MRA, PDL, MC, MCR agradecen a la FCAG por la ayuda económica recibida para asistir al congreso de la 61º Reunión Anual de la Asociación de Astronomía Argentina así como a la organización de dicha reunión por las facilidades otorgadas. Además, a Ignacio F. Ranea-Sandoval y a Mauro Mariani por la colaboración otorgada durante el desarrollo de este trabajo. MGO agradece al CONICET y a la UNLP por los subsidios PIP-0714 y G157, respectivamente.

Referencias

Abbott B.P., et al., 2017, PhRvL, 119, 161101
Andersson N., Kokkotas K.D., 1998, MNRAS, 299, 1059
Antoniadis J., et al., 2013, Science, 340, 448
Arzoumanian Z., et al., 2018, ApJS, 235, 37
Buballa M., 2005, PhR, 407, 205
Chirenti C., de Souza G.H., Kastaun W., 2015, PhRvD, 91
Chodos A., et al., 1974, PhRvB, 9, 3471
Demorest P.B., et al., 2010, Nature, 467, 1081
Dingle R.B., 1957, Applied Scientific Research, Section B, 6, 225
Jensen D.M., Madsen J., 1996, PhRvD, D53, R4719
Mariani M., Orsaria M., Vucetich H., 2017, A&A, 601, A21
Ranea-Sandoval I.F., Mariani M., Guilera O.M., 2018. [BAAA60,86(2018)]
Schmitt A., 2010, *Dense Matter in Compact Stars*, vol. 811

T Tauri stars as γ-ray source in the Rho Ophiuchi region

A. Filócomo[1,2,3], G.J. Escobar[2,3], J.F. Albacete Colombo[1], E.A. Pássaro[3] & J.A. Combi[2,3]

[1] *Departamento de Investigación en Ciencias Exactas e Ingeniería, UNRN - Sede Atlántica, Viedma, Argentina*
[2] *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET–CICPBA, Argentina*
[3] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

Contact / agostinaf@iar.unlp.edu.ar

Resumen / Más del 30 % de las fuentes de rayos γ detectadas en el último catálogo del satélite *Fermi* no tienen contraparte observacional en otras frecuencias. Una importante fracción de estas fuentes coindicen posicionalmente con regiones de formación estelar dominadas por asociaciones de estrellas T Tauri. Rho Ophiuchi, que es una de las regiones de formación estelar más cercanas, coincide con la fuente *Fermi* desconocida 4FGL J1625.3-2338. En este trabajo modelamos la distribución espectral de energía considerando algunos procesos radiativos dominantes en estrellas T Tauri. Contabilizando un total de 22 estrellas T Tauri de Clase III en la región, la luminosidad integrada en rayos γ en el rango de energía de 100 MeV a 100 GeV es consistente con la observada en el catálogo para la fuente 4FGL J1625.3-2338.

Abstract / More than 30 % of γ-ray sources detected in the last source catalog of the *Fermi* satellite have no observational counterpart at other frequencies. A significant fraction of these sources is positionally in agreement with star-forming regions dominated by associations of T Tauri stars. Rho Ophiuchi, which is one of the closest star-forming regions, matches the unidentified *Fermi* source 4FGL J1625.3-2338. In this work we modeled the spectral energy distribution considering some dominant radiative processes in T Tauri stars. Accounting for a total of 22 Class III T Tauri stars in the region, integrated γ-ray luminosity in the 100 MeV to 100 GeV energy range is consistent with the observed in the catalog for the 4FGL J1625.3-2338 source.

Keywords / stars: variables: T Tauri, Herbig Ae/Be — gamma rays: general — catalogs

1. Introduction

The nature of unidentified γ-ray sources remains one of the most pressing problems of current high-energy astrophysics. In the last 20 years, γ-ray astronomy has reached a significant degree of maturity due to consolidation in observational technologies that can detect and measure γ-ray emission of cosmic sources, even for those without an apparent counterpart at other wavelengths.

The Fermi Large Area Telescope Fourth Source Catalog (Abdollahi et al., 2019, 4FGL), based on eight years of continuous observations, contains more than 5 000 γ-ray sources detected above 4 σ of confidence over the background. Many of these sources are identified with pulsars, X-ray binaries, supernova remnants, extragalactic blazars and radio galaxies (e.g. Combi et al., 2003, 2005). However, a large percentage of the detected γ-ray sources in 4FGL still do not have astrophysical counterparts at lower frequencies. The first attempts to identify unknown *Fermi* sources with Young Stellar Objects (YSOs) was made by Munar Adrover, et al. (2011) through cross-correlation between the unknown sources of the Fermi Large Area Telescope First Source Catalog (Abdo et al., 2010) and a catalog of galactic young stellar clusters. They found that over 70 % of the galactic unknown γ-source sample is likely associated with star-forming regions (SFRs). This opens new questions about the underlying astrophysical processes involved in the production of γ-ray emission originated in young stars.

A first theoretical approach about the emission of γ-ray radiation in T Tauri (TT) stars was presented by del Valle et al. (2011). Here we present a preliminary computation of the spectral energy distribution (SED) of a TT star, focusing mainly on γ-ray emission mechanism via proton-proton interaction. Finally, we compare our model with a well-known population of TT stars in the Rho Ophiuchi region.

2. Rho Ophiuchi region

Rho Ophiuchi is a complex of molecular clouds with high star formation activity. It is located at $l = 356°$ and $b = 16°$ galactic coordinates (see Fig. 1) and at a very short distance of 120 ± 4 pc (Loinard et al., 2008). It constitutes a very favorable constraint for multiwavelength studies, from IR (e.g., Santos et al., 2019), optical (e.g., Wilking et al., 2005), and X-ray (e.g., Pillitteri et al., 2016).

Pillitteri et al. (2016) studied this region intending to classify 89 sources detected by the X-ray *XMM-Newton* satellite. They analyzed data from *XMM-Newton* and *WISE* (IR) satellites. Finally, they classified 22 Class III TT stars, and 3 Transition Disks Objects (or Debris Disks, DDs). In this work, we modeled the SED for a single TT star, we scaled up its emission to the 22 sources confirmed in the region.

In Fig. 2, we show a color-coded image of the central region of the Rho Ophicuchi region. Several TT-stars lie

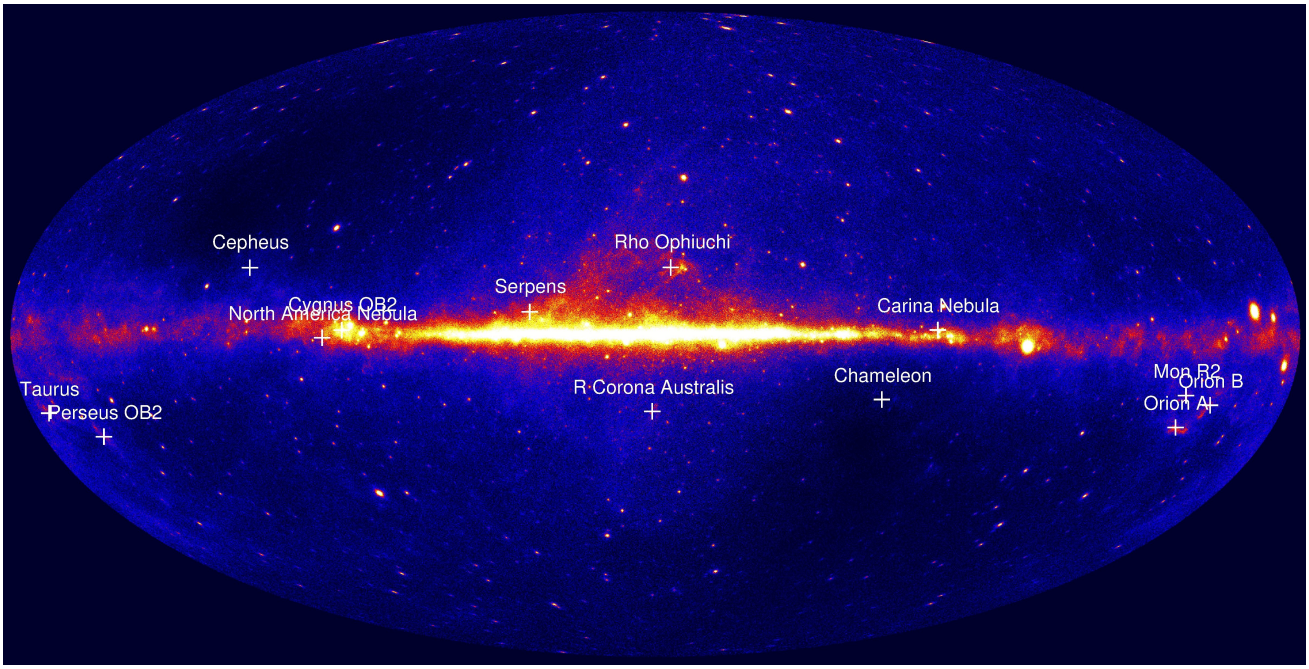


Figure 1: Aitoff projection of the 4FGL γ-ray map in the $1-3$ GeV energy range. White crosses indicate the center of the closest SFRs in the Galaxy.

inside the error ellipse of the *Fermi* source. However, we must bear in mind that sources that lie outside the error ellipse can also contribute to the total γ-ray luminosity.

3. γ-ray emission on T Tauri stars

Theoretical studies on γ-ray emission processes in young stellar objects (e.g. Bosch-Ramon et al., 2010; del Valle et al., 2011; Araudo et al., 2013) suggest that young stars in nearby SFRs are potential counterparts of unidentified γ-ray sources. Nevertheless, a complete study of the SED emitted by the TTs is unknown, and the need for new and upgraded theoretical efforts is required better to understand the nature of some unidentified *Fermi* sources. To discern whether the contribution of TT stars is responsible for γ-ray emission detected by the *Fermi* telescope, we are developing an emission model for the SED of this kind of sources. In this work we followed the basis of the emission model given in del Valle et al. (2011).

TT stars are mainly composed by a central star, an accretion disk, and flux tubes through which the star accretes material from the disk. In our model we assumed protons and electrons accelerate up to relativistic energies in large loops of the star through magnetic reconnection and reach the magnetosphere. In this region, these populations of relativistic particles interact with matter, radiation, and magnetic fields, producing non-thermal radiation. The energy deposited in these relativistic particle populations can be assumed as a fraction of the kinetic energy in equipartition with that of the magnetic field in the flux tubes.

We model the SED for two radiative processes: synchrotron emission for electrons and protons, and photon emission through the decay of neutral pions produced in proton-proton inelastic collisions. In order to compute the relativistic-particle densities, we must take into account the loss and acceleration mechanisms operating in these particles populations. The maximum energy values of the populations are given by equating loss and acceleration rates, where the upper limit is imposed by the Hillas criterion. The acceleration rate is given by $t_{\rm acc}^{-1} = \eta\, e\, c\, B/E$, where η is the acceleration efficiency of the source.[⋆] To compute the synchrotron loss rate we use formulae given in Blumenthal & Gould (1970). The loss rate for proton-proton inelastic collisions is given by $t_{pp}^{-1} \approx \sigma_{pp}^{\rm inel}\, n_{\rm t}\, c$ (e.g. Begelman et al., 1990), being $\sigma_{pp}^{\rm inel}$ the cross section of the process and $n_{\rm t}$ is the target-particles density. In addition, particles may lose energy through adiabatic losses and by escaping from the region of interest by convection ($t_{\rm conv}^{-1} = v_w\, l^{-1}$, where v_w is the wind velocity and l is the loop length). For the relativistic proton population, losses are dominated by proton-proton collisions, while for electrons, synchrotron losses are dominant. The maximum energy of each population is obtained through the condition $t_{\rm acc}^{-1} = t_{\rm loss}^{-1}$, where $t_{\rm loss}^{-1}$ accounts for all the energy-loss mechanisms.

Two important parameters are the magnetic field strength and the particle density since the first one is related to the energy available to accelerate particles. The particle density indicates the number of targets with which the accelerated particles can interact in proton-proton inelastic collisions. If we assume the medium is mainly composed by ionized Hydrogen, the density of electrons and protons are similar, then we fixed the

[⋆]In a magnetized plasma we can estimate $\eta \approx 0.1\, r_{\rm g}\, c\, D^{-1} \left(\frac{v_{\rm rec}}{c}\right)^2$, where D is the diffusion coefficient, $r_{\rm g}$ the particle gyroradius, and $v_{\rm rec}$ the reconnection velocity.

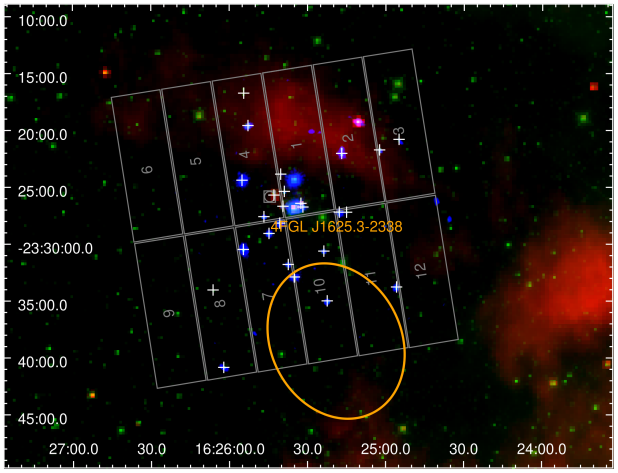


Figure 2: RGB map of Rho Ophiuchus. Red: NASA's Wide-field Infrared Survey Explorer (*WISE*) mapped at 22 μ. Green: *WISE* mapped at 3.4 μ. Blue: EPIC combined image from *XMM-Newton* satellite in X-ray. White crosses indicate the position of objects analyzed by Pillitteri et al. (2016), which are YSOs classified as Class III TTs, and three of them are DDs. The field of view of the EPIC pn camera for the observation analyzed by Pillitteri et al. (2016) is in grey. The orange ellipse indicates the position of the error ellipse at 95 % confidence of the source 4FGL J1625.3-2338.

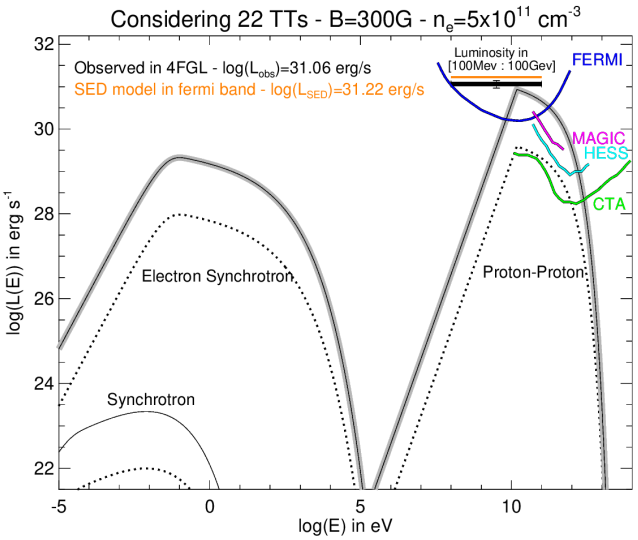


Figure 3: Computed luminosity SED for a single TT star (dotted lines) with typical magnetic field of 300 G and electron density of 5×10^{11} cm^{-3}. Continuous lines refer to stacked contribution from 22 TTs in the region. The black bar is the integrated luminosity detected by *Fermi* and its uncertainty, and the orange one is the integrated theoretical luminosity. The *Fermi* upper sensitivity window at $l = 0°$ and $b = 16°$ in the 100 MeV to 100 GeV broadband is shown in blue line. Upper sensitivity curves for Cherenkov telescopes that operate in the γ-ray range are also shown.

particle density at $n = 5 \times 10^{11}$ cm^{-3} (see del Valle et al., 2011). In order to be conservative, we assumed a magnetic field of $B = 300$ G, since the expected values for TTs might even rise up to ~ 1 kG (e.g., Hill & MaTYSSE Collaboration, 2017).

Fig. 3 shows the computed SED for a single TT star together with the emission model accounting the whole population of such stars, which consists of at least 22 members (Pillitteri et al., 2016).

The source flux in the *Fermi* catalog is the integrated flux in the 100 MeV − 100 GeV energy range, so we integrate the computed model luminosity in that range to be able to compare it with the observed one (see Fig. 3).

4. Conclusion and discussion

In this work, we computed the SED for a total of 22 TTs located in the Rho Ophiuchi region, which allows us to compare the γ-ray luminosity with the one detected by the *Fermi* satellite. The integrated luminosity in the range of 100 MeV to 100 GeV (showed in Fig. 3) is 1.67×10^{31} erg s^{-1}, according to the modeled SED, while that observed by *Fermi* is $1.15^{(1.39)}_{(0.91)} \times 10^{31}$ erg s^{-1} with upper and lower luminosity values at 1 σ uncertainty.

The integrated luminosity predicted by the model exceeds the observed one in about 40 % (see Fig. 3). We understand that our SED model is incomplete, and at the same time, the input parameters of the model would be biased or misestimated. Forthcoming improvements to our model focus on the p-γ interaction. We estimate that protons accelerated in the flux tubes interact with X-ray photons, probably contributing to γ-ray luminosity. The modeling of the absorption due to photon annihilation would also strongly modify the SED. Both improvements positively contribute substantially to the study of the γ-ray emission of TTs, which remains unclear today. In future work we will analyze how the SED varies as different stellar parameters are modified.

Acknowledgements: We thank all LOC and SOC members for the successful meeting held in September 2019, Viedma, Argentina. AF is PhD fellow and JFAC is a staff researcher of the CONICET. Both acknowledges support from UNRN (PI 40-C-691).

References

Abdo A.A., et al., 2010, ApJS, 188, 405
Abdollahi S., et al., 2019, in press
Araudo A.T., Bosch-Ramon V., Romero G.E., 2013, MNRAS, 436, 3626
Begelman M.C., Rudak B., Sikora M., 1990, ApJ, 362, 38
Blumenthal G.R., Gould R.J., 1970, Rev. Mod. Phys., 42, 237
Bosch-Ramon V., et al., 2010, A&A, 511, A8
Combi J.A., Ribó M., Mirabel I.F., 2005, Ap&SS, 297, 385
Combi J.A., et al., 2003, ApJ, 588, 731
del Valle M.V., et al., 2011, ApJ, 738, 115
Hill C., MaTYSSE Collaboration, 2017, *IAU Symposium*, vol. 328, 101–106
Loinard L., et al., 2008, ApJL, 675, L29
Munar Adrover, et al., 2011, *Highlights Astroph. VI*, 543–543
Pillitteri I., et al., 2016, A&A, 592, A88
Santos F.P., et al., 2019, ApJ, 882, 113
Wilking B.A., et al., 2005, AJ, 130, 1733

Estudio de calidad de imagen en el telescopio JS del CASLEO

C.delV. Garay[1], S. Cellone[2,3] & P. Ostrov[3]

[1] *Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, UNSJ, Argentina*
[2] *Complejo Astronómico El Leoncito, CONICET–UNLP–UNC–UNSJ, Argentina*
[3] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

Contacto / cdvgaray@gmail.com

Resumen / La calidad del cielo de un sitio astronómico depende de distintas variables, siendo el seeing aquella que interviene en parámetros muy importantes como la resolución espacial y la relación señal a ruido. El seeing medido en un telescopio depende tanto de las condiciones atmosféricas como de factores inherentes al instrumental. Como primera etapa de un estudio integral de la calidad de imagen obtenida en el telescopio Jorge Sahade del Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO), en este trabajo presentamos los resultados obtenidos al medir FWHM (*Full Width at Half Maximum*) sobre imágenes directas adquiridas a lo largo de 166 noches. Estos valores son constrastados con las mediciones de un instrumento DIMM (*Differential Image Motion Monitor*). Realizamos una estimación del FWHM instrumental mediante una relación entre FWHM obtenido a una distancia cenital cualquiera y el seeing del DIMM corregido a dicha distancia cenital. En una próxima etapa de trabajo, esto último se comparará con datos meteorológicos.

Abstract / Sky quality in an astronomical site depends on different variables. Astronomical seeing is one of the most relevant affecting important parameters, such as spatial resolution and signal to noise ratio. Seeing measurements on any given telescope depend on atmospheric conditions as well as on instrumental factors. As a first step of an integral study of image quality at the Jorge Sahade telescope of the Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO), we present in this work results from FWHM (Full Width at Half Maximum) measurements made on direct images acquired during 166 nights. These values are compared with measurements made with a DIMM (Differential Image Motion Monitor) instrument. We then estimate the instrumental FWHM by means of the relation between FWHM measured at any given zenith distance and the DIMM seeing corrected to that zenith distance. In a next stage of this work, we will compare these results against meteorological data.

Keywords / atmospheric effects — site testing — telescopes

1. Introducción

La calidad del cielo de un sitio astronómico depende de distintas variables, siendo el seeing astronómico aquella que interviene en parámetros muy importantes como la resolución espacial y la relación señal a ruido. Es por ello que es de especial importancia realizar un estudio de la degradación de las imágenes obtenidas con CCD directo. En este trabajo se midieron FWHM (*Full Width at Half Maximum*) en imágenes obtenidas con CCD directo en el telescopio "Jorge Sahade" de 2.15 m desde agosto de 2017 hasta diciembre de 2018. Luego se compararon dichas medidas con los datos de seeing tomados por el sensor DIMM (*Differential Image Motion Monitor*). Se presenta, además, una medida del FWHM instrumental que fue calculado mediante una relación entre FWHM obtenido a una distancia cenital cualquiera y el seeing del DIMM corregido a dicha distancia cenital. Se cuenta con un total de 166 noches observadas por distintos astrónomos, con un promedio de 20 a 2000 imágenes por noche. El objetivo es poder determinar si la degradación de las imágenes es debida principalmente a factores instrumentales o del entorno.

2. Metodología de trabajo

Los datos a analizar se encontraban almacenados en DVD. El primer paso realizado fue el de copiar todos los DVD a un disco externo, en donde cada uno de ellos fue correspondido con una carpeta. Los datos correspondientes a 2017 ocupan un total de 148 Gbytes aproximadamente y los de 2018, 233 Gbytes. En forma conjunta al copiado de datos, se escribió en un archivo Excel cada carpeta con sus observadores, indicando si la observación correspondía a CCD directo o REOSC. Este archivo puede ser utilizado si, en un trabajo futuro, lo aquí realizado se complementa con datos meteorológicos. Se revisó cada imagen para asegurar las condiciones en las que se obtuvieron, es decir, considerando el *binning* de cada imagen y si las mismas fueron tomadas con o sin reductor focal.

Un paso importante fue el de determinar el criterio con el que se trabajaría con los datos. Se decidió primeramente separar los datos por año y de acuerdo a si las observaciones se obtuvieron con o sin reductor focal. Luego se diferenciaron por tipos de *binning*.

(i) Sin reductor focal
- binning 1×1
- binning 2×2

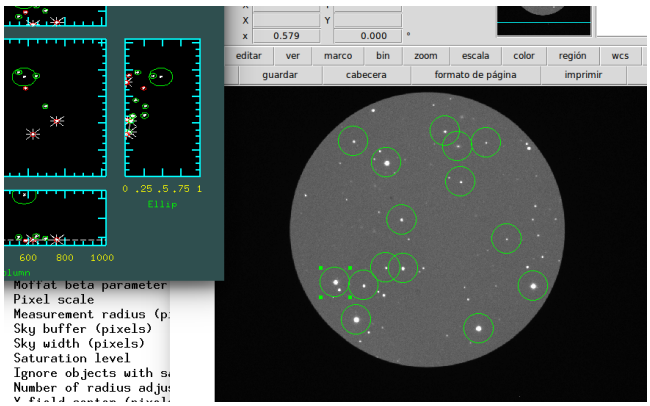


Figura 1: Determinación de los tamaños del disco estelar.

- binning 5×5

(ii) Reductor focal
- binning 1×1
- binning 2×2

Una vez separados los datos se procedió a medir el tamaño de la imagen estelar (FWHM).

Para la determinación de dicha medida se utilizó la tarea PSFMEASURE (Figura 1) del paquete OBSUTIL, correspondientes al programa IRAF. Para esta tarea se debió tener en cuenta el *binning* utilizado en cada observación, dado que la misma necesita como párametro la escala utilizada. Se corroboró con el programa DS9 que el *binning* descripto en los encabezamientos de las imágenes fuera tal. Para las noches que constaban de 2 000 imágenes se tuvo como criterio tomar 6 imágenes por hora, separadas en iguales intervalos de tiempo. Por cada imagen se midió FWHM en un total de 8 a 12 estrellas que se promediaron.

Habiendo obtenido los valores de FWHM, se trabajó con los valores de la Fecha Juliana (JD) y distancia cenital (ZD) (obtenidos utilizando el comando HSELECT). Se debió sumar al JD la constante 2 400 000.5, ya que el valor obtenido de los datos de las imágenes corresponde al día juliano modificado.

Debido a que el DIMM calcula el seeing (S) en el cenit, las ZD fueron usadas para corregir dichos valores a las distancias cenitales de las estrellas que se observaron en el mismo tiempo (S_z). La ecuación 1 (Sarazin & Roddier, 1990, Floyd et al., 2010) se utilizó para dicha corrección:

$$S_z = S \sec(ZD)^{0.6}. \quad (1)$$

Este cálculo se realizó para cada valor de seeing que tuviera una estrella o estrellas observadas en el mismo tiempo o una diferencia de centésimas de segundos. Se utilizó el comando TCALC para tales cálculos.

2.1. El FWHM instrumental

Los factores que afectan a las imágenes tienen que ver con el instrumental y con la atmósfera. Debido a que el comportamiento de la atmósfera es fluctuante, no afecta por igual a cada imagen. Los valores de seeing determinados por el DIMM solo tienen en cuenta dichas fluctuaciones, ya que se eliminan los posibles movimientos erráticos del telescopio al entrar el frente de onda a través de dos pupilas y realizar una medición diferencial. Entonces es posible estimar un valor para el FWHM que solo tenga en cuenta al instrumental empleado ($\mathrm{FWHM_{inst}}$). La ecuación 2 fue la utilizada para obtener tal cantidad, dado que las medidas son dos dispersiones de distribuciones que pueden sumarse cuadráticamente:

$$\mathrm{FWHM_{inst}} = \sqrt{\mathrm{FWHM}^2 - \mathrm{S_z^2}}. \quad (2)$$



Figura 2: Telescopio DIMM

3. Resultados

La Figura 3 muestra el histograma de las medidas de FWHM obtenidas. La distribución tiene una media de $3.37''$ y una desviación estándar de $1.07''$. La línea verde separa los valores de FWHM calculados para estudios de tránsitos planetarios, dado que esas imágenes se suelen desenfocar adrede por cuestiones técnicas.

El histograma de la Figura 4 muestra los valores de seeing para el año 2018. La distribución tiene una media de $1.86''$ y una desviación estándar de $0.64''$.

A la fecha, los valores del $\mathrm{FWHM_{inst}}$ aún están siendo calculados. Se muestran resultados preliminares para la noche del 2018/10/14 en la Figura 5.

4. Conclusiones y trabajo a futuro

- Se ha podido establecer que, a lo largo de cada noche, el comportamiento del seeing medido por el DIMM resulta cualitativamente similar al del FWHM medido por el Telescopio JS, aunque este último se mantiene siempre mayor que el primero.

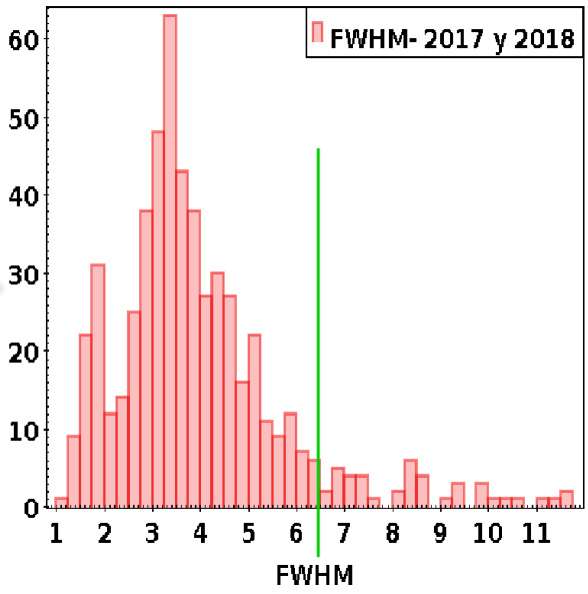


Figura 3: FWHM medidos para las noches del 2017 y 2018.

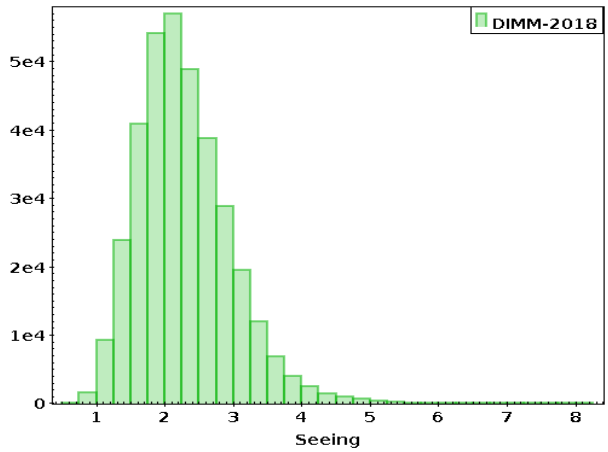


Figura 4: Histograma del seeing medido para 246 noches del año 2018.

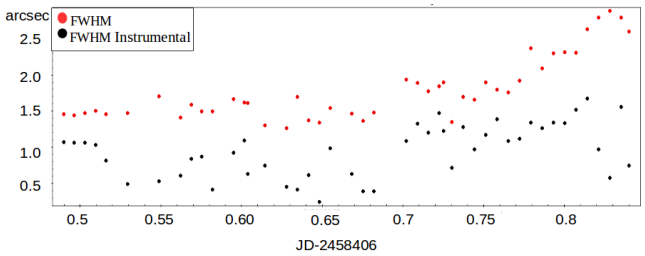


Figura 5: Comparación entre FWHM y FWHM instrumental.

- Es posible observar que el seeing al comienzo de la observación es bajo, aumentando a medida que la noche transcurre.
- El mejor valor de FWHM se obtuvo cuando la observación fue realizada sin filtros, dando valores de $1.3''$.
- Los valores del $\mathrm{FWHM_{inst}}$ muestran, en promedio, una diferencia de $1.2''$ respecto al FWHM.

Como trabajo a futuro se pretende estudiar si hay alguna correlación de la degradación de la calidad de imagen con:

- Ángulo horario
- Distancia cenital
- Uso del reductor focal
- Filtros
- Dirección del viento (datos meteorológicos)

Agradecimientos: This work is based on data obtained at Complejo Astronómico El Leoncito, operated under agreement between the Consejo Nacional de Investigaciones Cientıíficas y Teécnicas de la República Argentina and the National Universities of La Plata, Córdoba and San Juan. 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.

Referencias

Floyd D.J.E., Thomas-Osip J., Prieto G., 2010, PASP, 122, 731

Sarazin M., Roddier F., 1990, A&A, 227, 294

Desarrollo de un receptor digital para observaciones en continuo de radio y lineas espectrales

G. Gancio[1], J.A. Combi[1,3], A. Szeinfeld[2] & A. Saidman[2]

[1] *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET–CICPBA, Argentina*
[2] *Facultad de Ingeniería, UNLP, Argentina*
[3] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

Contacto / ggancio@iar-conicet.gov.ar

Resumen / El Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR) esta equipado con dos radiotelescopios de 30 metros de diámetro, los cuales han sido denominados como Radiotelescopios "Carlos M. Varsavsky", y "Esteban Bajaja", respectivamente. Estas antenas han sido utilizadas en el pasado para realizar un relevamiento de la distribución del Hidrógeno neutro y del continuo de radio a 1.42 GHz del cielo del hemisferio sur. Con el paso de los años los radiotelescopios dejaron de estar operativos debido a la falta de una actualización apropiada de los receptores. Con el advenimiento de componentes de nueva generación y bajos costos, el personal técnico del IAR realizó una serie de mejoras considerables en los receptores que permitieron obtener nuevamente datos de radio de nivel científico de calidad. En este trabajo describimos sendas mejoras. Hoy día las técnicas digitales que se utilizan para la instrumentación radioastronomíca incluyen los receptores del tipo digital o definidos por software, donde mediante la programación de código se pueden definir diferentes funciones, como por ejemplo la observación de perfiles espectrales o mediciones del continuo en potencia total.

Abstract / The Argentine Institute of Radio Astronomy (IAR), is equipped with two 30 meter diameter radio telescopes, which have been named "Carlos M. Varsavsky" and "Esteban Bajaja". These antennas have been used in the past to conduct a survey of the distribution of neutral hydrogen and the 1.42 GHz radio continuum of the southern sky. Over the years, the radio telescopes ceased to be operational due to the lack of an appropriate update of the receivers. With the advent of new generation of electronic components and their low costs, the technical staff of the IAR made a series of considerable improvements in the receivers that allowed them to obtain relevant scientific data. We describe such improvements in this work. Today, the digital techniques that are used for radio astronomy instrumentation include digital or software-defined radio receivers, where different functions can be defined through different programming, such as the observation of spectral profiles or measurements of the total power continuum.

Keywords / instrumentation: detectors — radio continuum: general — radio lines: general

1. Introducción

El Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR), posee dos antenas de 30 metros de diámetro (ver Fig. 1) las cuales fueron utilizadas, entre otros proyectos, para realizar mapas de la emisión del Hidrógeno neutro de la galaxia y del continuo de radio a la frecuencia de 1.42 GHz (Bajaja et al. 2005 y Reich et al. 2001).

La emisión en radio del hidrógeno neutro se da como resultado del desdoblamiento hiperfino del estado fundamental del átomo y se crea a partir del acoplamiento del spin del protón y el electrón. Es el elemento mas abundante en el espacio interestelar, y prácticamente se puede detectar en cualquier dirección del cielo a la que el radiotelescopio apuntará. A partir de los primeros mapas del hidrógeno neutro en la galaxia, se han hecho importantes aportes sobre las características de la estructura, rotación y tamaño de la galaxia, la distribución de regiones HI, y estudios de cúmulos y supercúmulos de galaxias a la frecuencia de 1420 MHz. Además, ha permitido obtener información vital sobre la estructura del campo magnético galáctico y sobre las propiedades del medio magnetoiónico, ver Bajaja et al. (2005) y Reich et al. (2001).

Previo a la utilización de receptores digitales, cada clase de observación requería de un hardware o back-end dedicado y este debía ser desarrollado para ese único fin, con muy poca o ninguna flexibilidad, es decir que para realizar una observación de líneas espectrales, se debía desarrollar un instrumento para tal fin, que no podía ser utilizado para otro tipo de observaciones. Con la introducción y uso de los receptores digitales se comienza a reemplazar las funciones del hardware dedicado por funciones de software, trasladando el desarrollo del instrumental o aplicación científica al campo de la programación. Esto permite mantener un único desarrollo de hardware para el receptor siendo este genérico para todos los tipos de observación que se requieran hacer.

En el IAR se planteó la necesidad de realizar una actualización de los receptores utilizando las nuevas técnicas de receptores digitales definidos por software (SDR, por sus siglas en ingles de Software Defined Radio), obteniendo mediante el desarrollo de un programa las capacidades de observación de lineas espectrales y continuo de radio. Para este desarrollo se utiliza un SDR del tipo

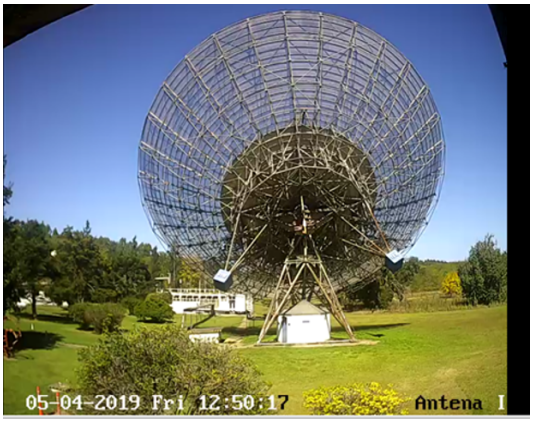


Figura 1: Vista de la antena I del IAR

comercial, el cual es un sistema de radiocomunicaciones en si mismo. El diagrama del sistema se muestra en la Fig. 2, el cual esta detallado en Gancio, G. et al. (2020) junto a los parámetros principales del receptor.

2. Receptor digital

El receptor digital desarrollado, instalado en la sala de control, esta compuesto por dos módulos principales, por un lado el SDR de uso comercial de la firma ETTUS modelo B210 (ver Fig. 3)*, el cual presenta las siguientes características principales.

- Ancho de banda de radio frecuencia: 70 MHz a 6 GHz.
- Ancho de banda instantáneo máximo: 56 MHz.
- Ganancia de señal máxima: 76 dB.
- Bus de datos: USB 3.0.
- Software de acceso abierto: USRP UHD.

Y luego por la computadora de adquisición (PC), esta PC del tipo estándar de escritorio presenta las siguientes características principales.

- CPU Intel I7.
- 4 GB RAM DDR-4.
- Disco de estado sólido SDD.
- Bus de datos: USB 3.0.
- Sistema operativo Linux Ubuntu.

La programación se puede realizar con diversos lenguajes de programación como C o Python, así como con entornos gráficos como NI-Labview o GNU-RADIO. Para la aplicación desarrollada en el IAR se decidió utilizar el lenguaje de programación C, el cual permite un mejor tiempo de acceso al hardware y control sobre las funciones de lectura de datos. Como plataforma de trabajo se utilizó el sistema operativo Linux.

3. Programa de adquisición

El programa desarrollado en lenguaje C, realiza todas las funciones necesarias para operar como un instrumento de adquisición radioastronómico, entre ellas deben configurarse los parámetros operativos del SDR,

*SDR B210 `https://www.ettus.com/all-products/ub210-kit/`.

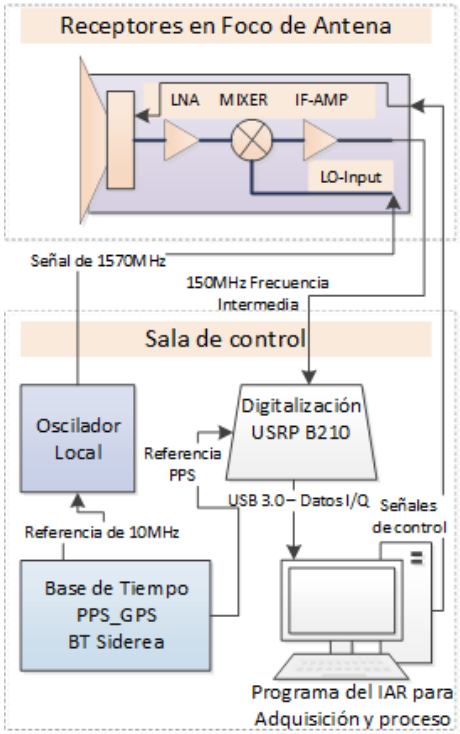


Figura 2: Diagrama del sistema.

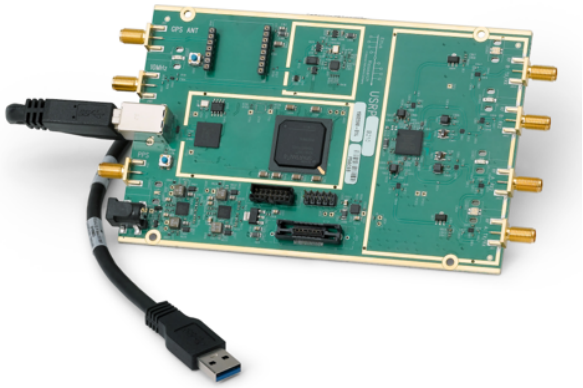


Figura 3: Vista del SDR utilizado.

preparar la adquisición de los datos, recibir los datos de forma continua para procesarlos aplicando funciones matemáticas especificas y generar luego los archivos de datos de salida. Estos datos de ciencia se entregan como datos crudos que luego deben ser calibrados en función del tipo de observación realizada, utilizando técnicas clásicas de reducción de datos radioastronómicos (OÑeil, 2002). Para el desarrollo del programa se utilizo como base el código de ejemplo provisto por la firma ETTUS para la configuración básica del SDR.

El Programa de adquisición permite los siguientes modos de operación:

- Rango de cobertura de RF desde 70 MHz a 6 GHz.
- Ancho de banda instantáneo: 2 MHz a 56 MHz en 1 polarización.
- Resolución espectral: 4096 canales entre 2 y

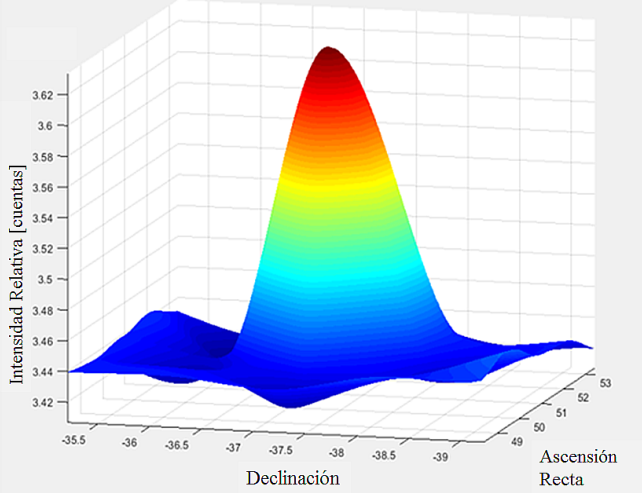


Figura 4: Observación de fuente puntual 0320-37

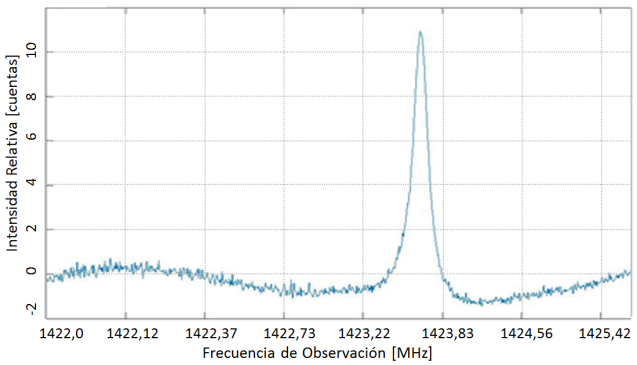


Figura 5: Observación de fuente de HI IAR04

0.5 Kms^{-1} en velocidad.
- Sub-Integraciones de 100 ms a 1 s.
- Modo de potencia total o líneas espectrales.

La principal función para la obtención del espectro en radiofrecuencia, el cual será luego utilizado para guardar los datos de líneas espectrales o potencia total, es la Transformada Rápida de Fourier (FFT), que está implementada en el programa a través de una librería denominada FFTW3**. Esta librería cuenta con una gran optimización y velocidad de ejecución, permitiendo además varios modos de utilización.

Luego de realizar las configuración de la placa SDR en función de la observación a realizar (frecuencia, ancho de banda, etc), el programa de observación ejecuta dos bucles anidados, el primero de ellos corresponde al bucle de observación principal, el cual se ejecuta para llevar adelante toda la observación, mientras que el segundo corresponde a las sub-integraciones, las cuales pueden integrar las señales recibidas por 100 ms o 1 s, según sea necesario. Estas sub-integraciones se procesan a medida que se reciben los datos digitales del SDR en formato de cuadratura I/Q, para luego aplicar las funciones de FFT y así obtener el espectro observado, cada sub-integración es guardada durante la observación, permitiendo realizar un proceso off-line mas detallado. Este método permite además la eliminación de fuentes de interferencia presentes durante la observación.

4. Resultados

Para la verificación del programa de adquisición se observaron dos radio fuentes calibradoras con el Radiotelescopio Carlos M. Varsavsky del IAR. Cada una de estas fuentes corresponden a emisión de fuentes de continuo de radio y de lineas espectrales.

La primera de ellas fue la fuente puntual denominada 0320-37 (For A), la cual presenta una intensidad de 82.5 Jy (Testori et al., 2001). Para esta observación se realizó un mosaico de varias observaciones, las cuales se compilaron para mostrar la detección de la misma, cada punto del mosaico se integro durante 1 min de observación (ver Fig. 4). La siguiente observación corresponde a una fuente calibradora de emisión de HI denominada IAR04, la cual fue utilizada para la calibración de diversas observaciones y mapas realizados en el IAR (Bajaja et al., 2005), en ella se puede ver el perfil de emisión correspondiente, este perfil se obtuvo luego de 2 min de integración y un ancho de banda por canal de 1.22 KHz, dicha observación no fue corregida por VLSR (ver Fig. 5).

**FFTW3 `http://www.fftw.org/`.

5. Conclusiones

Este desarrollo tecnológico implicó la necesidad de realizar estudios relacionados con los mecanismos de emisión de fuentes de radio, con el software de procesamiento digital de señales y con el hardware disponible en el IAR. El trabajo realizado representa, a nivel código, una nueva metodología de programación, la cual debe estar definida en función de la teoría de sistemas en radiofrecuencia e instrumentación científica. Se describió el desarrollo instrumental así como algunos de los resultados obtenidos, los cuales son muy satisfactorios y demuestran que es posible realizar observaciones de diferentes tipos de radio fuente.

Referencias

Bajaja E., et al., 2005, A&A, 440, 767
Gancio, G., et al., 2020, A&A, 633, A84
OÑeil K., 2002, S. Stanimirovic, D. Altschuler, P. Goldsmith, C. Salter (Eds.), *Single-Dish Radio Astronomy: Techniques and Applications*, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 278, 293–311
Reich P., Testori J.C., Reich W., 2001, A&A, 376, 861
Testori J.C., et al., 2001, A&A, 368, 1123

Desarrollo de un receptor digital para detección de pulsares

G. Gancio[1], C. Lousto[2], L. Combi[1], F. García[1,3] & Colaboración PuMA[1,2]

[1] *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET–CICPBA, Argentina*
[2] *Rochester Institute of Tehnology, Rochester, EE.UU.*
[3] *Kapteyn Astronomical Institute, University of Groningen, Groningen, Países Bajos*

Contacto / ggancio@iar-conicet.gov.ar

Resumen / En el año 2015, utilizando la Antena Dr. Carlos Varsavsky del Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR), se realizó la primera observación y registro del pulsar de Vela (PSR B0833-45). A partir de ese momento, comenzamos a implementar una línea de investigación orientada a la observación sistemática de pulsares, impulsando el desarrollo de un receptor digital propio, la puesta en funcionamiento de la Antena II, y conformando la Colaboración PuMA (Pulsar Monitoring in Argentina). El receptor digital desarrollado por personal técnico y científico del IAR con el aporte del Rochester Institute of Technology, permite realizar observaciones de pulsares a 1.4 GHz con anchos de banda de 56 a 120 MHz en ambas polarizaciones y obtener medidas temporales absolutas (*timing*) con precisión del orden del microsegundo a partir de una base de tiempo de GPS. En este trabajo se presentará el desarrollo del receptor digital de pulsares, su aplicación a ambos radiotelescopios del IAR y se mostrarán algunos de los primeros resultados obtenidos a partir del monitoreo del pulsar de Vela y el pulsar de milisegundo J0437-4715.

Abstract / In 2015, using the Antenna Dr. Carlos Varsavsky of the Argentine Institute of Radio Astronomy (IAR), the first Pulsar observation of the Vela Pulsar (PSR B0833-45) was made. From that moment on, we implemented a line of research oriented to the systematic observation of pulsars by promoting the development of a digital receiver, the commissioning of the Antenna II, and started the PuMA Collaboration (Pulsar Monitoring in Argentina). The digital receiver developed by technical and scientific staff from the IAR with the support of the Rochester Institute of Technology, allows us to perform observations of pulsars at 1.4 GHz with bandwidths of 56 to 120 MHz in both polarizations, and to obtain absolute timing measurements, with precision of the order of the microsecond from a GPS time base. In this work, we present the development of the pulsar digital receiver, its application to both radio telescopes of the IAR, and show some of the first results obtained from the monitoring of the Vela Pulsar and the millisecond pulsar J0437-4715.

Keywords / instrumentation: detectors — pulsars: general

1. Introducción

En el año 2015, utilizando la Antena Dr. Carlos Varsavsky (Antena I) del Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR, ver Fig. 1), se realizó la primer observación y registro del pulsar de Vela (PSR B0833-45). Este pulsar es el más intenso del hemisferio sur, y presenta un período rotacional de aproximadamente 89 ms. A partir de ese momento, se inició una línea de investigación orientada a la observación sistemática de pulsares impulsando, a su vez, el desarrollo de un receptor digital dedicado a la observación de este tipo de objetos. Asimismo, se trabajó en la recuperación y puesta en funcionamiento de la Antena Dr. Esteban Bajaja (Antena II) que permitió duplicar el tiempo de observación disponible, y se conformó la Colaboración PuMA (Gancio et al., 2020) (del inglés *Pulsar Monitoring in Argentina*).

El receptor digital para la observación de pulsares fue desarrollado por personal técnico y científico del IAR, y realizado con el aporte del Rochester Institute of Technology (RIT). Este instrumento permite realizar observaciones de pulsares en la frecuencia de 1.4 GHz con anchos de banda de 56 a 120 MHz en ambas polarizaciones y obtener medidas temporales absolutas (*timing*) con precisión del orden del μs, usando una base de tiempo de GPS (pulso por segundo).

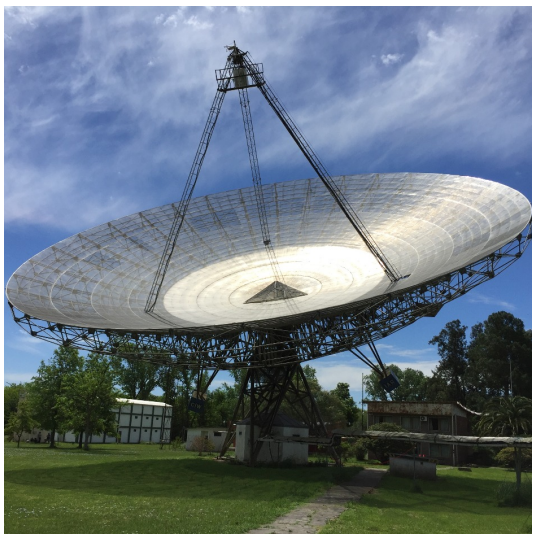


Figura 1: Radiotelescopio de 30 metros de diámetro “Esteban Bajaja”.

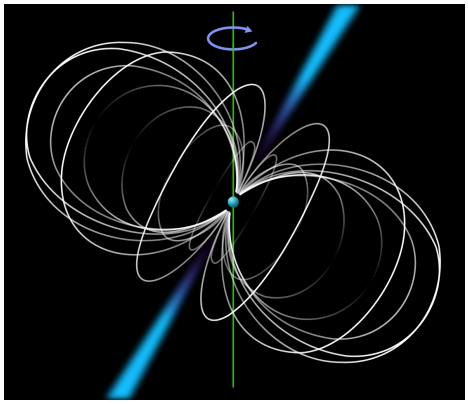


Figura 2: Esquema de un pulsar. La estrella de neutrones en el centro posee un campo magnético dipolar y emite radiación en radiofrecuencias a través de sus polos magnéticos.*

2. Emisión electromagnética de un Pulsar

Un pulsar es una estrella de neutrones en rotación que posee un intenso campo magnético, el cual emite radiación electromagnética de forma continua a través de sus polos magnéticos. Si la emisión electromagnética no está alineada con el eje de rotación de la estrella, la radiación es detectada por un observador lejano a través de pulsos regulares, cada vez que el cono de emisión queda orientado en la línea de la visual (ver Fig. 2).

Estas emisiones pulsantes son particularmente intensas en el continuo de radio con un gran ancho de banda y pueden ser detectadas por radiotelescopios. Las estrellas de neutrones son objetos compactos con diámetros del orden de 20 a 30 km y rotan muy rápidamente, con frecuencias que pueden alcanzar el orden de los kHz, es decir, períodos de incluso algunos ms.

Dado que los pulsos de emisión electromagnética emitidos por estos objetos deben atravesar el medio interestelar antes de ser observados por los radiotelescopios terrestres, estos pulsos experimentan una fuerte dispersión. Como consecuencia, los pulsos de radio a frecuencias más altas alcanzan al detector antes que los pulsos a frecuencias más bajas. Por lo tanto, el análisis de la dispersión de los pulsos emitidos por estos objetos permite estudiar también al medio interestelar, mediante el análisis de los tiempos de arribo a diferentes frecuencias (ver Fig. 3).

3. Diseño del receptor digital para pulsares

El receptor digital está basado en la tecnología de Radio Definida por Software, o SDR por sus siglas en inglés (*Software Defined Radio*). Esta tecnología permite la digitalización de las señales del radiotelescopio y su procesamiento mediante un software desarrollado para tal fin. De esta manera, en función de las características del software elaborado, el radiotelescopio puede observar en diferentes modos, como ser el continuo de radio, perfiles de emisión de línea, o emisión de pulsares.

*https://es.wikipedia.org/wiki/Pulsar

**https://www.cv.nrao.edu/course/astr534/Pulsars.html

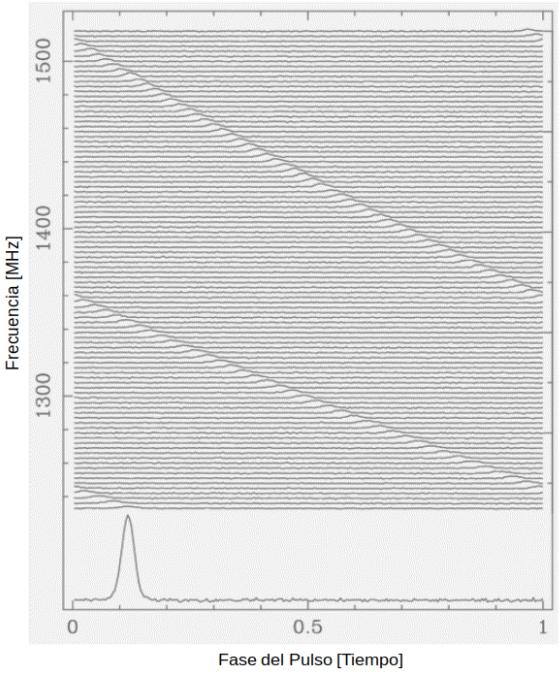


Figura 3: Esquema de la dispersión de un Pulsar. Frecuencia MHz vs. Fase de pulsos.**

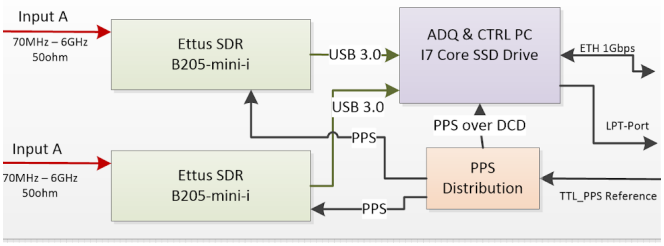


Figura 4: Esquema del receptor digital, indicando las placas de digitalización SDR, la computadora de adquisición y proceso de datos y el modulo de distribución de tiempo para la sincronización temporal de los datos.

Las características principales del instrumento son:

- Dos placas Ettus B205-mini-i.
- Ancho de banda instantáneo por placa de 56 MHz.
- Dos placas por CPU, 110 MHz o 56 + 56 MHz.
- Un espectro de 128 canales cada 20 μs (máximo).
- Un espectro de 32 canales cada 40 μs (típico).
- Sincronización mediante un GPS PPS a ser reemplazado por un máser de Hidrógeno vinculado con el observatorio AGGO***.

En la Fig. 4 presentamos el diagrama constructivo del receptor digital.

4. Software del receptor digital para pulsares

El receptor digital es operado a través de un software desarrollado en lenguaje "C" íntegramente por el IAR. El programa procesa las señales de radiofrecuencia que son recibidas como muestras temporales de dos placas

***http://www.aggo-conicet.gob.ar/

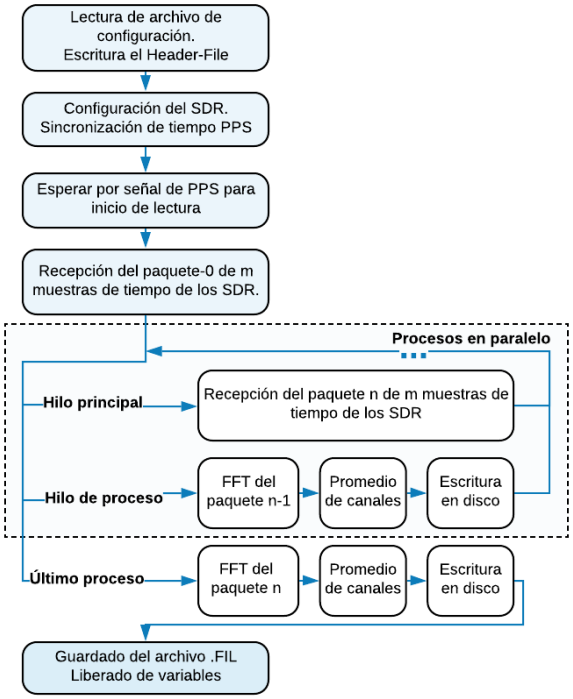


Figura 5: Diagrama de flujo del programa desarrollado.

SDR, a una velocidad de 56 millones de muestras por segundo (MSPS). Las muestras son procesadas íntegramente sin margen de pérdidas, ya que en tal caso se perdería el sincronismo haciendo imposible la recuperación del perfil del pulso recibido. Al mismo tiempo, las muestras recibidas son transformadas al espacio de frecuencias usando la transformada de Fourier rápida (FFT). En ese dominio, se realizan promedios por canales y finalmente se escriben los resultados en disco.

Para lograr este objetivo, se elaboró un esquema donde el software distribuye las tareas entre diferentes núcleos del procesador. Un primer proceso ejecutado en uno de los núcleos toma una cantidad de muestras definida y las vuelca a un segundo proceso que se ejecuta en otro núcleo y se encarga de procesar las muestras, calcular la FFT, y realizar los promedios. La ejecución en paralelo de estos procesos permite que finalmente los datos sean volcados a tiempo en el formato estándar Filterbank, Lorimer (2011), sin perder muestras durante las casi cuatro horas de observación (ver Fig. 5).

Otro aspecto fundamental en el receptor es la sincronización de la primer muestra con una referencia estable como el "Pulso por Segundo" del GPS, el cual vincula la hora exacta con la primer muestra recibida, asegurando la precisión temporal requerida, inferior al μs, para obtener el timing preciso en pulsares de ms.

5. Conclusiones

En el presente articulo se demostró que el sistema de adquisición instalado y utilizado en ambos radiotelescopios

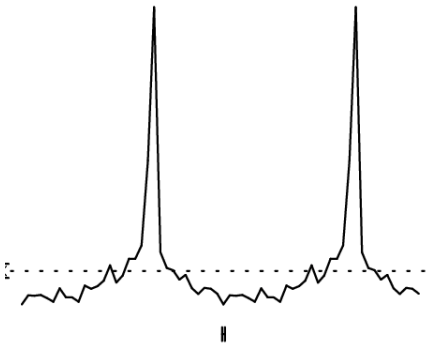


Figura 6: Observación del perfil correspondiente al pulsar J0437-4715.

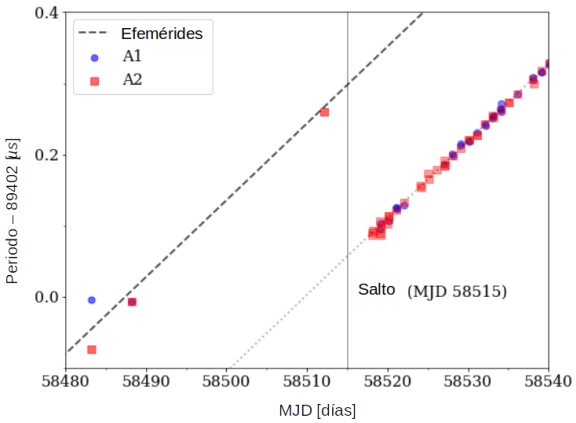


Figura 7: Salto del periodo del pulsar de Vela.

puede brindar excelentes resultados, a modo de ejemplo se puede ver la Fig. 6 que muestra el perfil observado del pulsar de milisegundo J0437-4715, con un periodo de rotación de aproximadamente 5.75 ms. Este pulsar constituye una de las principales fuentes monitoreadas por el grupo PuMA dada su fuerte estabilidad temporal. Mientras que la Fig. 7 muestra la evolución del período del pulsar de Vela, como resultado de una serie de observaciones realizadas durante varios meses entorno al salto de periodo o *glitch* experimentado por el pulsar a principios de 2019 Lopez Armengol et al. (2019). El procesado de los archivos se realizo con el software PRESTO Ransom (2001), desarrollado para tal fin y de libre distribución.

Referencias

Gancio G., et al., 2020, A&A, 633, A84
Lopez Armengol F.G., et al., 2019, The Astronomer's Telegram, 12482, 1
Lorimer D., 2011, Astrophysics Source Code Library, 07.016–
Ransom S.M., 2001, *New search techniques for binary pulsars*, Ph.D. thesis, Harvard University

Construcción de radiotelescopio amateur para pruebas de diseño de receptor

O.V. Lopez Cabrera[1], L.A. Jalil[1], J.A. Areta[1,2], M. Orellana[1,2] & N.P. Maffione[1,2]

[1] *Universidad Nacional de Río Negro, Río Negro, Argentina*
[2] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

Contacto / ovmlcabrera@gmail.com

Resumen / En el país existen dos antenas de espacio profundo, una perteneciente a la Agencia Espacial Europea y otra a la Administración Espacial Nacional China. Introducimos nuestro proyecto para aportar a la iniciativa de la Comisión Nacional de Actividades Espaciales (interlocutora con ambas agencias), que consiste en la adecuación de las antenas para permitir su uso como radiotelescopios. Buscamos aprovechar el estado del arte en ingeniería que presentan ambos instrumentos mediante el diseño de un receptor digital que, permiso mediante, se integraría en la cadena de adquisición. No obstante, para avanzar en el diseño final, primero haremos la validación del prototipo a partir de mediciones propias. Por ello, nos encontramos construyendo un pequeño radiotelescopio capaz de detectar la emisión en banda L (1.42 GHz), cuya selección de la frecuencia se basó en la abundancia y nitidez que presentan las líneas de hidrógeno de nuestra galaxia. Finalmente, realizaremos la caracterización instrumental del sistema a partir de la medición de la temperatura de ruido, sensibilidad y resolución espacial, lo que nos permitirá comprobar el funcionamiento correcto del equipo.

Abstract / There are two deep-space antennas in Argentina, one belonging to the European Space Agency and another to the Chinese National Space Administration. We introduce our project to contribute to the initiative of the Comisión Nacional de Actividades Espaciales (the interlocutor with both agencies), which is the adequacy of these antennas to allow their usage as radio telescopes. We seek to take advantage of the state of the art in engineering presented by both instruments through the design of a back-end that, after getting the appropriate permissions, would be integrated into the acquisition chain. However, in order to move towards the final design, we first need to validate the prototype using our own measurements. Therefore, we are building a small radio telescope capable of detecting the emission in the L band (1.42 GHz), this frequency was selected because of the abundance and sharpness of the hydrogen lines in our galaxy. In the future, an instrumental characterization of the system is going to be obtained by measuring the noise temperature, sensitivity and spatial resolution, which will allow us to check for the correct functioning of the equipment.

Keywords / instrumentation: detectors — telescopes — methods: observational

1. Introducción

La República Argentina, con la Comisión Nacional de Actividades Espaciales (CONAE) como principal interlocutora, ha firmado acuerdos de colaboración tanto con la República Popular China como con la Agencia Espacial Europea (ESA) que abrieron las puertas a la comunidad científica nacional a facilidades con equipos de tecnología de punta, como son las estaciones CLTC-CONAE-NEUQUEN en la provincia de Neuquén (Colazo, 2018), y la ESA DSA 3 en el departamento de Malargüe, provincia de Mendoza. La antena de espacio profundo (DSA) de origen chino se utiliza para dar soporte al programa de exploración lunar de la república oriental, mientras que la DSA de la ESA es parte de una red de tres antenas, todas de características comparables, equipadas para brindar apoyo a las misiones interplanetarias de los países miembros de la agencia. En ambas estaciones, la Argentina dispone del 10 % del tiempo para proyectos científicos de índole nacional, por lo que se presentan como una oportunidad única para el desarrollo de la ciencia y la tecnología argentina (circunstancia ya contemplada a partir del Primer Anuncio de Oportunidad para presentar propuestas científicas por parte de la CONAE para el uso de las facilidades de ambas estaciones[⋆]) y, en particular, para el crecimiento de la radioastronomía nacional (Cancio et al., 2017). Es en este sentido que buscamos aportar al aprovechamiento de las estaciones por parte de la comunidad radioastronómica nacional a partir del desarrollo de un prototipo de receptor que permita ser incorporado como equipo permanente en las DSA. A partir de la integración del receptor, algunos de los estudios a los cuales sería posible aportar en este campo disciplinar, incluyen: variabilidad de núcleos de galaxias activas, remanentes de supernovas, medio interestelar y análisis físico-químico de nubes protoplanetarias, como también para la identificación de fuentes de rayos gamma, entre otras fuentes de interés (Benaglia et al., 2011), repercutiendo en un retorno científico-tecnológico de alto impacto con, relativamente hablando, poca inversión.

[⋆] `https://www.argentina.gob.ar/ciencia/conae/noticias`

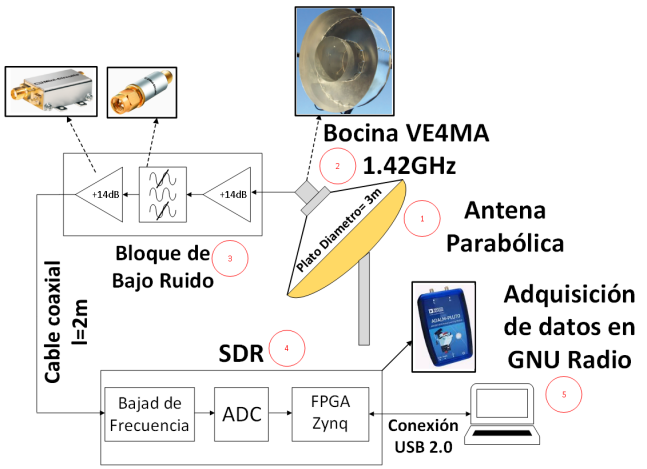


Figura 1: Esquema de la cadena de adquisición del radiotelescopio amateur con componentes COTS señalados.

1.1. Características generales de las antenas

La estación ESA DSA3 es la tercera de las estaciones de DSA, tiene capacidad de recepción de señales de banda X ($8.4 - 8.5$ GHz) y Ka ($31.8 - 32.3$ GHz) con amplificadores de bajo ruido (LNA, refrigerados a -258 °C) integrados a la cadena de radiofrecuencias. Todas las DSA están equipadas con discos reflectores parabólicos de 35 m de diámetro y un servomecanismo de precisión: apuntamiento de 0.18' en banda X y 0.12' en banda Ka. La temperatura de ruido del sistema en banda X: 18 °K, y en banda Ka: 30 °K, cuenta con diodo de ruido (radiómetro de calibración). En cuanto a los receptores, tiene 8 canales (4 para cada polarización), con un ancho de banda para cada canal de 1 a 8 MHz (depende de la cuantización); cuantización de los datos: 2 a 16 bits y el formato de datos: CCSDS Delta-DOR RDEF.

Por su parte, la estación CLTC-CONAE-NEUQUEN tiene capacidad de recepción de señales de banda S (2.2-2.3 GHz) y X (8.4-8.5 GHz). Está equipada con un disco reflector parabólico de 35 m de diámetro y un servomecanismo de apuntamiento de 6.4' en banda S y 0.6' en banda X. La temperatura de ruido del sistema en bandas S y X: 46 °K, sin diodo de ruido. En cuanto a los receptores, el número de canales, ancho de banda de cada canal, cuantización de datos y su formato, es equivalente al de la ESA DSA3.

2. Radiotelescopio amateur

Para realizar las pruebas sobre el prototipo de receptor digital, se está procediendo con la construcción de un radiotelescopio amateur donde integrarlo para la recepción de señales de interés astronómico que a su vez nos permitan realizar las primeras pruebas de caracterización del sistema. En la integración electrónica del prototipo se utilizaron exclusivamente componentes COTS (*Commercial Off-The-Shelf*). A continuación describiremos cada una de las partes del sistema (Fig. 1).

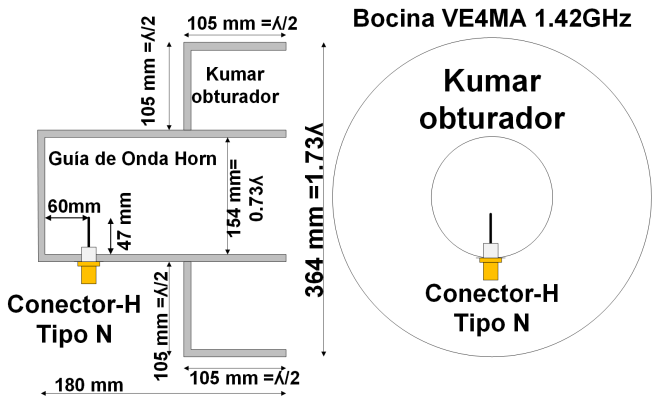


Figura 2: Esquema de la bocina de alimentación VE4MA para 1.42 GHz.

2.1. Antena

La primera de las componentes en la cadena de adquisición consiste en la antena del radiotelescopio, un plato parabólico de 3 m de diámetro ubicado en las instalaciones del Instituto Balseiro (parte del Telescopio Victor Hugo Ponce). La función de la antena es captar las ondas de radio emitidas por fuentes externas, concentrándolas en el foco. Asumiendo una iluminación uniforme en la superficie reflectora, el valor para la resolución espacial de la antena de plato simple que estamos integrando lo podemos estimar en: $\theta = 4.58$ °. La ganancia está dada por $G = 10 \log_{10} k \left(\frac{\pi D}{\lambda}\right)^2$, donde k es el factor de la antena, 0.5, D es el diámetro de la antena, 3 m, y λ la longitud de onda, 0.214 m, luego G=29.866 dB.

2.2. Bocina de alimentación

La bocina de alimentación siempre es colocada en el punto focal de las antenas parabólicas. Su función es transformar las ondas de radio recolectadas por la antena en señales eléctricas. En nuestro caso, utilizamos una bocina VE4MA como la mostrada en el esquema de la Fig. 2 (Saje & Vidmar, 2017). Estas bocinas funcionan muy bien para platos convencionales en un amplio rango de relación focal (F/D, con F la distancia del foco a la antena y D el diámetro). Además, el anillo que envuelve a la bocina, referido en el esquema como obturador Kumar, reduce los lóbulos laterales y traseros, incrementando la eficiencia en comparación con aquellas bocinas que trabajan sin obturador, por eso su selección.

2.3. Bloque de bajo ruido

El bloque de bajo ruido (LNB, *Low Noise Block*) está compuesto por dos amplificadores de bajo ruido (LNA, *Low Noise Amplifier*) y un filtro pasa banda. Los LNA tienen una ganancia de 14 dB y una figura de ruido de 0.45 dB en su frecuencia de operación a 1.42 GHz. Mientras que el filtro pasa banda tiene una frecuencia de paso de 1420-1470 MHz (banda inferior de supresión = 1140 MHz; banda superior de supresión = 2600 MHz) y una pérdida de 2 dB.

2.4. Radio definida por *software*

La radio definida por *software* (SDR, *software-defined radio*), cumple las siguientes tareas: (a) bajar a banda base la señal recibida, (b) acondicionamiento de la señal, (c) conversión de la señal del dominio analógico al digital (ADC, *Analog-to-Digital conversion*) para luego ser transferida a la terminal (la componente final de la cadena). La SDR utilizada es la adalm-pluto de Analog Devices, la cual tiene un ancho de banda de 25 MHz y su FPGA (*field-programmable gate array*) integrada es una Zynq-7000, la que trabaja con un procesador ARM-A9. Este procesador utiliza Linux embebido para la configuración y control de: tasa de muestreo, configuración de filtros, frecuencias de los osciladores locales e interface USB 2.0. También se dispone de una SDR NI USRP, con un ancho de banda mayor (50 MHz) y la posibilidad de utilizar un reloj externo de ser necesario.

2.5. Computadora terminal

En la terminal se recibirán los datos IQ de las señales de radio, para su posterior procesamiento y almacenamiento. Para implementar este bloque se utilizó una RASPBERRY PI 3 en la cual actúa el programa GNU RADIO como interfase y un disco duro de 1 TB como medio físico de almacenamiento.

3. Validación inicial de componentes

Como primera validación se realizó una prueba de funcionamiento de los componentes adquiridos para el desarrollo del prototipo. La Fig. 3 muestra el esquema empleado, y algunas imágenes del experimento. Mediante la utilización de la SDR adalm-pluto se realizó la transmisión de diferentes tipos de señales, las que se observaron en el analizador de espectro al final de la cadena de recepción. Se verificó, entonces, (a) una correcta recepción de la bocina en la frecuencia de 1.42 GHz, (b) una ganancia del amplificador de 14 dB a la frecuencia de 1.42 GHz y (c) el correcto funcionamiento del filtro en la frecuencia de 1.42 GHz y en sus bandas de supresión.

4. Caracterización y trabajo a futuro

Finalizada la construcción del radiotelescopio, se procederá con la caracterización del sistema obteniendo parámetros tales como temperatura de ruido, sensibilidad y resolución espacial, lo que nos permitirá comprobar el funcionamiento correcto del prototipo integrado. Una vez caracterizado el sistema se realizará la calibración para comenzar con las mediciones en la línea de hidrógeno, obteniendo los datos crudos (muestras IQ). Con estas muestras podremos realizar diferentes tipos de procesamientos, como transformadas de Fourier para la obtención del espectro. Por último, teniendo validado el instrumento podremos avanzar en la colaboración con CONAE y otras instituciones (ITeDA e IAR) para escalar hacia el diseño final de los receptores de las antenas de espacio profundo mencionadas. Se aspira, como valor agregado de este proyecto, a seguir generando espacios de inserción en la temática de grandes antenas para los estudiantes de ingeniería de la Universidad Nacional de Río Negro. De esta manera, se espera que las instancias pedagógicas generadas repercutan en una formación que les permita acoplarse a proyectos de similar envergadura, los que están teniendo un avance importante en territorio nacional: por ejemplo, además de las mencionadas estaciones de espacio profundo, CART (China-Argentina Radio Telescope), el radiotelescopio de 40 m de diámetro construido en China ya estará operativo hacia fines del 2020 presentando una nueva oportunidad.

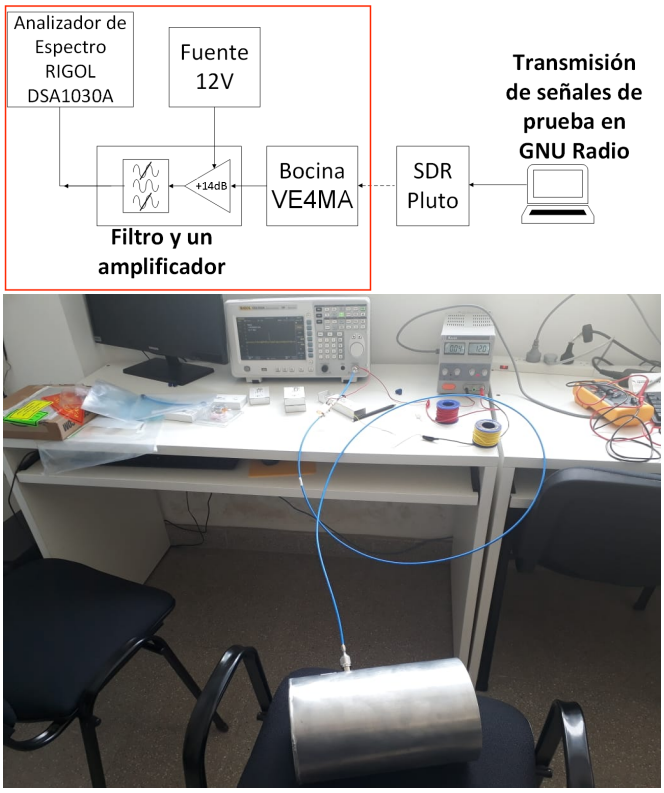


Figura 3: Esquema empleado para la validación de la componentes (panel superior). Analizador de espectro, fuente de 12 volt, filtro amplificador y bocina, en el armado de la cadena de recepción (sección recuadrada, panel superior) para las pruebas de validación (panel inferior).

Agradecimientos: Agradecemos al Dr. Mariano Gómez Berisso y al doctorando Ing. Horacio Arnaldi del CAB (CNEA) por la asesoría en cuanto al uso de la antena y los permisos que tuvieron que tramitar para que podamos acceder a ella. Investigación financiada por el PI DTT 2017 40B662 de la UNRN.

Referencias

Benaglia P., et al., 2011, BAAA, 54, 447
Cancio A., Colazo M., García B., 2017, BAAA, 59, 61
Colazo M., 2018, BAAA, 60, 65
Saje T., Vidmar M., 2017, Journal of Microelectronics, Electronic Components and Materials, 47, 113

Uso astronómico de la estación de espacio profundo CLTC-CONAE-NEUQUEN

M. Colazo[1], G. Gancio[2] & H. Command[2]

[1] *Comisión Nacional de Actividades Espaciales, Argentina*
[2] *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET–CICPBA, Argentina*

Contacto / mcolazo@conae.gov.ar

Resumen / Desde diciembre de 2012, fecha en que se inauguró en la provincia de Mendoza la antena de espacio profundo DS3 de la Agencia Espacial Europea, y luego con el inicio de las actividades de la estación CLTC-CONAE-NEUQUEN de la *China Launch and Tracking Control General* en 2018, se concretó para nuestro país la posibilidad de uso de estas instalaciones para las actividades espaciales y científicas. La Argentina dispone del 10 % de su tiempo operativo para proyectos nacionales. Desde 2015 varias instituciones científicas del país han trabajado en el desarrollo de aplicaciones para el uso astronómico utilizando el equipo instalado para las comunicaciones con las misiones interplanetarias cuyos resultados se han presentado en reuniones de la AAA. Ahora, la Comisión Nacional de Actividades Espaciales y el Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR), han llevado a cabo las primeras pruebas utilizando un equipamiento de *Back-end* construido por el IAR para uso astronómico. Se han realizado observaciones de pulsares y mediciones de continuo de radiofuentes, validando su adecuado funcionamiento en estas modernas estaciones de espacio profundo.

Abstract / In December 2012, the DS3 Deep Space Antenna of the European Space Agency was inaugurated in the province of Mendoza. After that, with the start of the activities of the CLTC-CONAE-NEUQUEN station in 2018, our country has the possibility of using these facilities for space and scientific activities. Argentina has 10 % of the operational time for national projects. Since 2015, several scientific institutions in the country have been working in the development of applications for astronomy, using the equipment installed for communications with interplanetary missions whose results have been presented at previous AAA meetings. Now, the National Commission of Space Activities and the Argentine Institute of Radio Astronomy (IAR), have carried out the first tests using a Back-end equipment built by the IAR for astronomical use. Pulsar observations and continuous measurements of radio sources have been made, validating their proper operation in these modern deep-space stations.

Keywords / instrumentation: miscellaneous — methods: observational — techniques: miscellaneous

1. Introducción

En el marco del acuerdo intergubernamental suscrito entre la República Popular China y la República Argentina, aprobado por Ley 27123, y los acuerdos interinstitucionales suscritos entre la Comisión Nacional de Actividades Espaciales (CONAE), China Launch and Tracking Control General (CLTC), y la Provincia del Neuquén, se estableció la Estación CLTC–CONAE-NEUQUEN para brindar apoyo al programa chino de exploración lunar.

Dicho acuerdo prevé la utilización de 10 % del tiempo operativo de la antena por la CONAE para sus proyectos. La tecnología instalada permite efectuar proyectos de investigación científica y realizar tareas de telemetría, seguimiento y control de misiones espaciales.

Con la finalidad de evaluar la posibilidad de utilizar la estación CLTC-CONAE-NEUQUEN para realizar observaciones radioastronómicas, en los días 9 al 11 de mayo de 2019, se realizó una campaña de medición llevada adelante por los técnicos del Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR) Hugo Command y Guillermo Gancio, y coordinada por Marcelo Colazo, responsable por parte de la CONAE.

Para esta campaña se trasladó e instaló desde el IAR el equipo descripto en la siguiente sección denominado *Back-end* digital, el cual fue conectado a la etapa de frecuencia intermedia de la estación terrena. A continuación se describe las conexiones así como las observaciones realizadas junto a un análisis preliminar de los datos obtenidos.

2. Back-end digital del IAR

Para el desarrollo de este *Back-end* digital se utilizó como base la placa denominada *Software Defined Radio* (SDR) de la firma Ettus*, modelo B210 (Fig. 1).

Las principales características del equipo son:

- Rango de frecuencia intermedia de entrada: 70 MHz a 6 000 MHz.
- Observación de dos bandas en una polarización u observación de dos polarizaciones en una banda: 2 TX y 2 RX *Half* o *Full Duplex*.
- Ancho de banda instantáneo máximo: 50 MHz (1 canal x 1 polarización).

*https://www.ettus.com/



Figura 1: Placa digitalizadora Ettus montada.

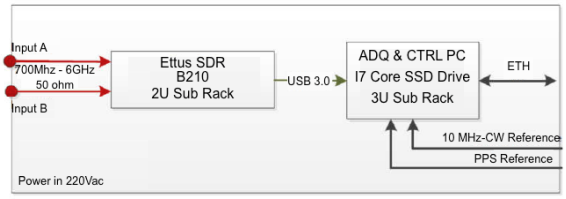


Figura 2: Panel superior: Esquema de bloques del *Back-end* digital.

- Puntos de FFT: 1024, 2048, 4096, 8192.
- Tiempo de integración: 1 s – máximo tiempo de seguimiento.
- Resolución temporal de transitorios: 80 μs.
- Canales de frecuencia para transitorios: 200 máx.
- CPU de adquisición y control basado en Intel Core I7 y disco de estado sólido.
- Nivel de potencia de entrada óptimo: -20 dBm, impedancia 50 Ω.
- Conexión Ethernet para salida de datos y control del instrumento.
- Entradas de sincronismo PPS y 10 MHz.
- Disco interno para almacenamiento temporal de datos.

Los modos de observación en los que puede trabajar este *Back-end* son:

- Líneas espectrales
- Continuo de radio
- Pulsares

Una observación típica en los modos de continuo y líneas genera aproximadamente 150 MB de datos cada 15 min (dependiendo del tiempo de integración) y en el modo pulsares serán unos 2 GB en el mismo intervalo de tiempo.

2.1. Conexión del *Back-end* digital en la estación

El *Back-end* digital desarrollado por el IAR se describe en el diagrama de bloques de la Fig. 2, donde se distinguen las entradas de señal de frecuencia intermedia, la placa SDR y la CPU de procesamiento.

Una vez en el sitio, se decidió la instalación del *Back-end* en la sala de equipos de la antena, junto al sistema de tiempo. Las señales utilizadas fueron: entrada de señal "A" para adquirir las señales de frecuencia intermedia en 320 MHz, tanto de banda S como de banda X, y una entrada de señal de referencia de 10 MHz CW, para sincronizar los osciladores del *Back-end* digital.

La PC de adquisición se controló de forma directa mediante un teclado y mouse, ya que esta no se conectó a la red local.

3. Plan de observación

Se realizaron observaciones en dos de los modos de observación disponibles en el *Back-end* digital, y se aprovecharon las capacidades de la estación de observar tanto en banda S como en banda X.

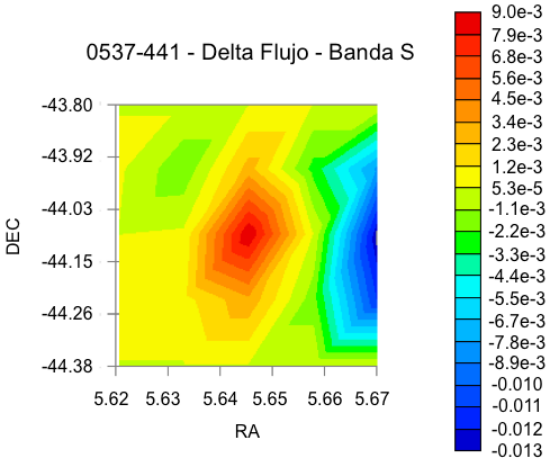


Figura 3: Flujo relativo de continuo de la fuente 0537-441 .

3.1. Plan de observación en continuo

Las observaciones de continuo se realizaron con un grillado de 5x5 puntos centrado en la fuente con una distancia de medio haz entre cada punto adyacente. Las fuentes observadas están listadas en la Tabla 1.

ID de la fuente	RA [h,min,s]	Dec [deg,′,″]
1934.638	19 39 25	−63 42 45
0823.500	08 25 26	−50 10 38
3C279	12 56 11	−05 47 21
0537-441	05 38 50	−44 05 08
0521-365	05 22 57	−36 27 30

Tabla 1: Fuentes observadas en modo continuo.

La selección de las fuentes a observar, estuvo limitada por el horario de disponibilidad de la estación. En este marco de tiempo se seleccionaron fuentes intensas y bien conocidas.

3.2. Plan de observación de pulsares

Se observaron 5 pulsares por un periodo de 30 min cada uno, los pulsares seleccionados (Tabla 2) son los más intensos del hemisferio sur.

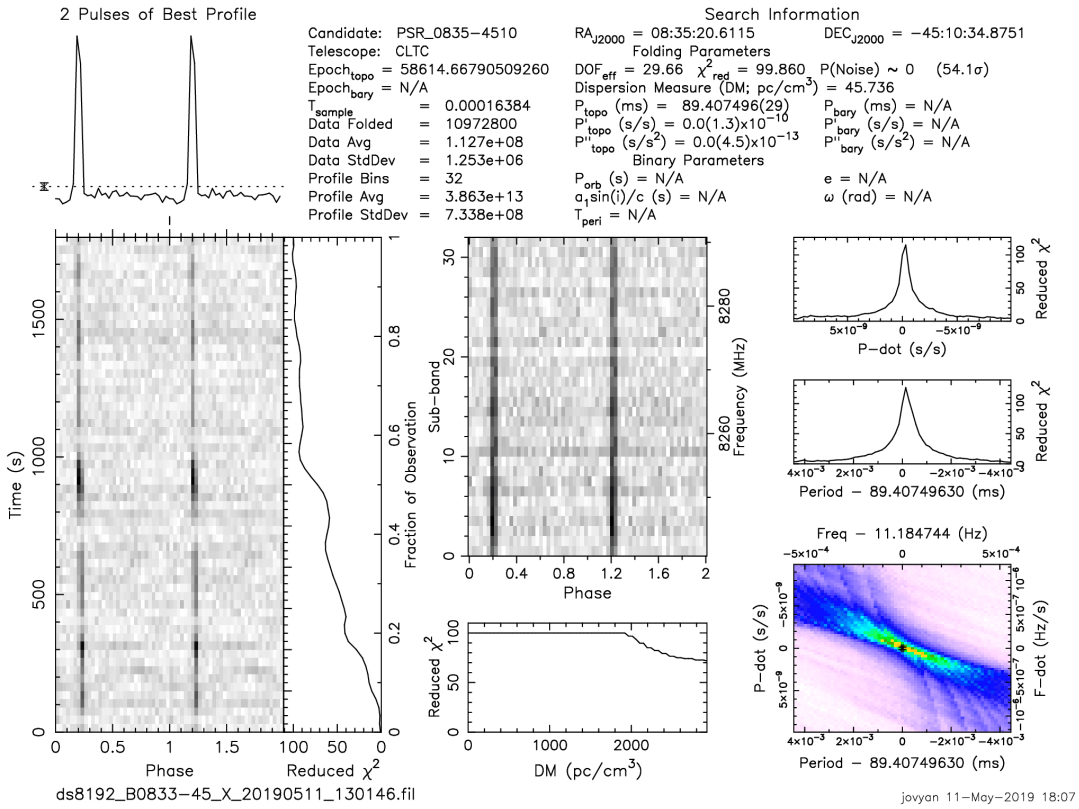


Figura 4: Procesamiento de datos obtenidos del pulsar de Vela.

ID de la fuente	RA [h,min,s]	Dec [deg,′,″]	Período [ms]
B0736-40	07 38 22	−40 42 40	374.92
B1641-45	16 44 49	−45 59 09	455.06
J0437-4715	04 37 15	−47 15 09	5.76
J1451-68	14 56 00	−68 43 39	263.38
B0833-45	08 35 20	−45 10 34	89.395

Tabla 2: Pulsares observados en modo *timing*.

Los pulsares observados fueron elegidos entre los objetos ya observados en el IAR, que estaban visibles cuando la estación estuvo disponible para las observaciones.

4. Resultados

Todas las observaciones, tanto de continuo como de pulsares, fueron exitosas pudiéndose detectar las fuentes y realizar mediciones. Se obtuvieron valores de cuentas hasta cinco veces los valores de la línea de base. En el caso de las observaciones de continuo, se realizó un procesamiento preliminar debido a que es necesario actualizar el software para adaptarlo a la configuración de esta estación. Los valores obtenidos para el flujo son relativos al cielo de fondo ya que el sistema no dispone de diodo de ruido para realizar calibraciones absolutas (Fig. 3). Para el modo *timing* las observaciones planificadas fueron exitosas, pudiéndose medir los periodos tanto en banda S como en banda X. Por razones de espacio, solo se muestran los resultados para el caso del pulsar Vela en banda X (Fig. 4).

5. Conclusiones y perspectivas

Se presentaron los resultados de la campaña de observación realizada en la estación CLTC-CONAE-NEUQUEN durante el mes de mayo de 2019. Los resultados, que aún deben ser procesados de forma detallada para apreciar la calidad de los mismos, permitieron comprobar que en todas las observaciones, las fuentes fueron detectadas y se comprobó la compatibilidad del *Back-end* digital del IAR con las interfaces de la estación CLTC-CONAE-NEUQUEN.

El siguiente paso de este proyecto, es realizar observaciones similares en la estación DS3 de la Agencia Espacial Europea situada en Mendoza. Se abre también la posibilidad de la construcción de un instrumento de similares características a este *Back-end* digital para ser instalado de manera permanente en las estaciones de espacio profundo y disponible a toda la comunidad local.

Agradecimientos: Agradecemos al personal de la estación CLTC-CONAE-NEUQUEN el soporte brindado durante las observaciones, destacando muy especialmente la amabilidad y buena disposición en todo momento.

Caracterización de la antena DSA 3 para uso astronómico

R. Sarmiento[1], M. Colazo[2] & M. Fernández López[3]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Comisión Nacional de Actividades Espaciales, Argentina*
[3] *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET–CICPBA, Argentina*

Contacto / mcolazo@gmail.com

Resumen / La antena *Deep Space Antenna 3* (DSA 3) instalada en Mendoza es parte de la red de la Agencia Espacial Europea para el seguimiento de naves interplanetarias en el espacio. La Argentina dispone del 10 % del tiempo operativo de esta antena para proyectos nacionales de investigación. A fines de 2017 se realizó en la estación una actualización tecnológica por la que se sustituyeron los equipos de back-end que demandó la necesidad de caracterizar la estación con esta nueva configuración. En este trabajo presentamos los resultados de senda caracterización. Adicionalmente, se trabajó en la generación de los datos de salida en formato astronómico. Este trabajo fue presentado como Tesis para obtener el grado académico de Licenciatura en Astronomía, en la Facultad de Ciencias Astronómicas de la Universidad Nacional de La Plata.

Abstract / The Deep Space Antenna 3 (DSA 3) is installed in Mendoza as part of the European Space Agency network for the monitoring of interplanetary spacecraft. Argentina posess 10 % of its operating time for national research projects. At the end of 2017, a technological update was carried out at the station, replacing the back-end equipment that demanded a new characterization of the station under this new configuration. We present the results of such characterization here. In addition, we worked on the generation of output data in astronomical format. This work was presented as a thesis to obtain the academic degree of Astronomy Degree, in the Faculty of Astronomical Sciences of the National University of La Plata.

Keywords / instrumentation: miscellaneous — methods: observational — techniques: miscellaneous

1. Introducción

La antena *Deep Space Antenna 3* (DSA 3) se ubica a 45 km de la ciudad mendocina de Malargüe a $35°46'33.63"S (35.776°S)$ de latitud, $69°23'53.51"W (69.398°W)$ de longitud y una elevación sobre el nivel del mar de 1550 m. Su construcción se inició en el año 2010 y finalizó en el 2012.

La antena tiene un reflector principal parabólico de 35 m de diámetro y un reflector secundario con forma hiperbólica, colocados sobre una montura alt-azimutal. Tiene la capacidad de recepción y transmisión en la banda X ($8.4 - 8.5$ GHz) y recepción en la banda Ka ($31.8 - 32.3$ GHz), longitudes de onda centimétricas ($3.53 - 3.57$ cm y $0.928 - 0.943$ cm respectivamente). Actualmente utiliza el Telemetry Telecommand and Control Processor (TTCP) como instrumento de *backend*, que permite un ancho de banda de 4 MHz. Los anchos a potencia mitad del haz (HPBW: *Half Power Beam Width*) son $\mathrm{HPBW}_X = 3.85'$ y $\mathrm{HPBW}_{Ka} = 1.02'$ para sus bandas de trabajo.

En la sección dos de este trabajo se presenta en primer lugar el formato de salida de los datos de la DSA 3 y luego, el formato astronómico al que se convierten. En la sección 3, se exponen los experimentos de calibración llevados a cabo: apuntado y análisis de ganancia de la antena. Finalmente, en la sección cuatro se desarrollan las conclusiones del trabajo.

2. Formato de los datos

2.1. Formato de salida de la DSA 3

Para la observaciones astronómicas se utilizó el equipamiento de *backend* instalado en la estación: el TTCP; este equipamiento es utilizado por la ESA para sus comunicaciones con las misiones interplanetarias. El TTCP permite ser configurado en modo *Open Loop* que es apto para la radioastronomía. La configuración utilizada fue la siguiente:

- Número de canales por polarización: 4
- Polarizaciones: LHCP y RHCP
- Ancho de banda de cada canal: 1 MHz
- Muestra: pares I/Q de 16 bits cada componente

El sistema cuenta con un diodo de ruido como parte de un radiómetro que se utiliza para las tareas de calibración del apuntamiento de la antena, y puede ser utilizado inyectando la señal de ruido en una de las polarizaciones.

El formato de los datos sigue las recomendaciones estándar del formato de intercambio de datos crudos DELTA-DOR (*Delta-Differenciate One-way Ranging*, CCSS 2013). Se genera un archivo binario por minuto observado y por canal.

2.2. Formato radioastronómico

El formato de los datos de salida de la DSA 3 no se adapta a fines de investigación en radioastronomía. Por

este motivo se desarrolló un código en Python que realiza la conversión de este formato al *Single Dish Flexible Image Transport System* (SDFITS), una adaptación del comúnmente usado formato astronómico FITS, a datos provenientes de radioantenas (Liszt (1995) y Garwood (2000)). Previo al almacenamiento en este nuevo formato, es necesario un procesamiento de la señal para obtener espectros de densidad de potencia.

El programa de conversión de los datos desarrollado para este trabajo permite elegir entre tres resoluciones en frecuencia para los espectros de salida. Estas se definieron fijando tres valores de resoluciones en velocidad típicos en radioastronomía: 1, 0.5 y 0.1 $\mathrm{km\,s^{-1}}$; y considerando una cantidad de canales de 2^n, para optimizar el tiempo de cómputo del programa. En las tablas 1 y 2 se muestran las distintas opciones en la resolución espectral y, a modo de ejemplo, los respectivos tamaños de almacenaje de dichos archivos correspondientes a observaciones de $\lesssim 1$ min de exposición. Una observación de este tipo en el formato Delta-DOR consiste en 8 archivos producto de ~ 225 MB cada uno.

$\Delta v[\mathrm{km\,s^{-1}}]$	$\Delta\nu$ [Hz]	# canales	tamaño aprox.[kB]
1	28166	256	233
0.5	14083	512	455
0.1	2816	2048	1800

Tabla 1: Resolución en velocidad, ancho de banda de cada canal, cantidad de canales y tamaño de los archivos de salida en formato SD-FITS, en la bandas de trabajo X de la DSA 3. Los tamaños de los archivos de salida son aproximados y corresponden a observaciones de 1 min de integración.

$\Delta v[kms^{-1}]$	$\Delta\nu$ [Hz]	# canales	tamaño aprox.[kB]
1	106503	64	69
0.5	53251	128	130
0.1	10650	512	478

Tabla 2: Idem Tabla 1, pero para las bandas de trabajo Ka de la DSA 3.

3. Experimentos de calibración

Para los siguientes experimentos se realizaron observaciones en banda X y banda Ka usando el equipo TTCP y el diodo de ruido. Se observó durante junio de 2018 el cuasar PKS 0521-365 de coordenadas ecuatoriales celestes $\alpha = 05h22m57.98s$ y $\delta = -36°27'30.85"$, J2000. Esta fuente se utilizó como fuente calibradora tomando como referencia las mediciones de flujo realizadas por el *Australia Telescope Compact Array* y cercanas a las fechas de observación.

El diodo de ruido se configuró con un ciclo de trabajo de 4 s. El diodo funciona generando pulsos durante 2 s y se apaga los otros 2 s (Fig. 1), al final de este ciclo el radiómetro calcula también un valor de temperatura de sistema.

Se detectó un comportamiento inesperado en el diodo de ruido que impidió diferenciar intervalos donde el diodo se encuentra apagado en los datos convertidos a SDFITS. Por esta razón se trabajó con los datos en el formato Delta-DOR en los experimentos de calibración, usando las potencias medidas (ON y OFF) durante los 2 s de cada ciclo donde el diodo funciona de forma intermitente. Se utilizaron únicamente las observaciones correspondientes a polarización derecha en la banda X, donde el comportamiento del diodo era consistente con lo esperable.

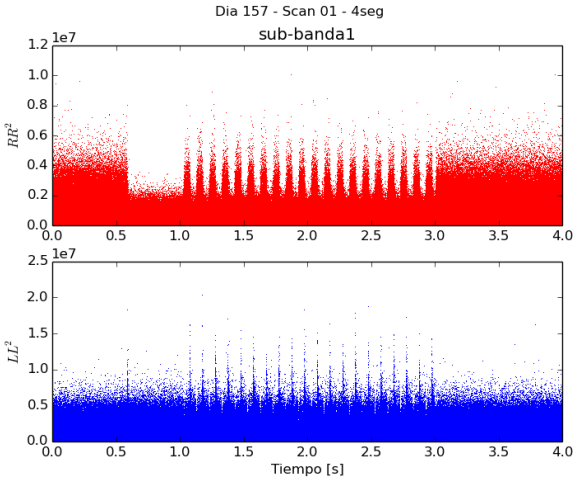


Figura 1: Cuatro segundos de integración, se grafica el módulo al cuadrado del primer canal en banda X. Panel superior: polarización derecha (RR). Panel inferior: polarización izquierda (LL).

3.1. Apuntado

Se realizaron observaciones de la fuente, cuya posición es conocida con precisión, recorriendo un grillado de 5x5 puntos, midiendo durante 1 min en cada posición. Luego se realizó un ajuste gaussiano en ascención recta y declinación a lo largo de los ejes centrales para estimar el apartamiento de la posición observada de la conocida.

A partir del ajuste se obtuvieron los valores:

$$\begin{aligned} \cos(\delta)(\alpha_o - \alpha_a) &= 0.1185' \pm 0,0006' \\ \sigma_{\alpha\,\cos\delta} &= 0.4160' \pm 0,0006' \\ \delta_o - \delta_a &= 0.023' \pm 0,001' \\ \sigma_\delta &= 0.3763' \pm 0,0009' \end{aligned}$$

Como se puede apreciar en la figura del mapeo (Fig. 2), el apuntado en declinación es muy preciso. Por otro lado, en ascención recta se ve que hay un pequeño desplazamiento debido a que la fuente se ve un tanto extendida en esta dirección. En los dos casos los desplazamientos son pequeños respecto a HPBW_X. En ningún caso el parámetro σ supera $0.5'$, si bien se esperaba que fuera del orden de medio HPBW_X ($\sim 1.7'$) ya que observamos una fuente puntual y deberia verse la respuesta del instrumento. Cabe destacar que hacia los bordes

se ven valores de temperatura sin significado físico, por ser negativos. Adicionalmente, el grillado usado sobremuestrea la fuente, quedando ésta dentro del haz incluso en las observaciones que corresponden a las esquinas de la cuadrícula, por lo que sería esperable que las temperaturas sobre toda la grilla sean mayores que cero. Que esto no se observe puede deberse a que la temperatura de referencia (*OFF source*) fue sobreestimada. Esto también podría explicar los valores de σ hallados.

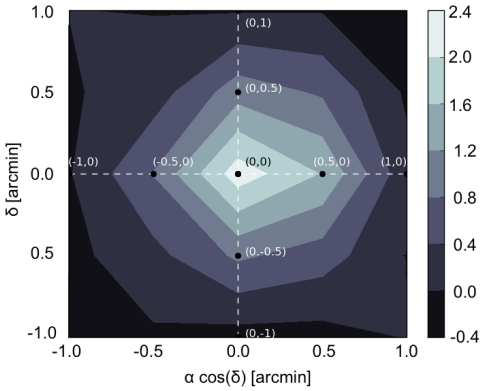


Figura 2: Mapeo de la fuente PKS-0521-365 en banda X. Las temperaturas son relativas a una observación de referencia de un punto cercano a la fuente.

3.2. Análisis de la curva de ganancia

Las curvas de ganancia contienen información de la respuesta del telescopio en función del ángulo de elevación. Conocer este comportamiento es fundamental para una buena caracterización del instrumento. Para este experimento se realizaron una serie de observaciones de la fuente PKS 0521-365 en banda X a diferentes elevaciones donde se observaba la fuente (ON) durante un minuto y seguidamente un punto cercano pero fuera de la fuente (OFF).

Se realizó una corrección por atenuación atmosférica con lo que se pudo ajustar una relación entre la temperatura de antena para distintas elevaciones para las observaciones *ON source* (Fig. 3). Sin embargo, no fue posible realizar el mismo ajuste para las observaciones *OFF source* debido a un comportamiento anómalo en estas observaciones. Por lo que no se pudo determinar una curva de ganancia confiable. Sería útil repetir el experimento con un número mayor de observaciones que abarquen un rango mayor de elevación.

4. Conclusiones

Se desarrolló un programa en lenguaje Python que permite leer y extraer los datos de los archivos de salida actuales de la DSA 3 usando la configuración TTCP, que se encuentran en el formato Delta-DOR. Además, este programa calcula la densidad espectral de potencias de la señal de forma que los datos son reducidos a un tamaño exportable y luego son almacenados al formato

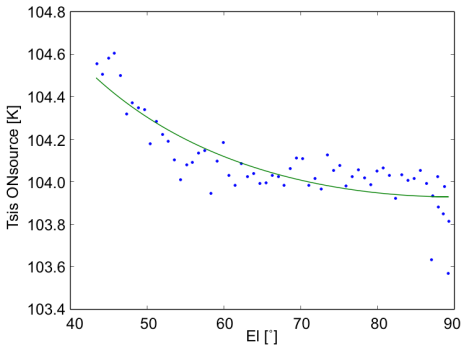


Figura 3: Temperatura de sistema en función de la elevación. Observaciones ON de la fuente y ajuste de modelo atmosférico de capas plano paralelas.

estándar astronómico FITS, siguiendo la correspondientes convenciones para radiotelescopios de disco simple.

No se logró determinar una curva de ganancia confiable para la banda X ya que las temperaturas de antena medidas dependen de observaciones OFF, que no tienen el comportamiento esperado. Sería útil repetir este estudio con observaciones que abarquen un rango mayor de elevaciones. Para calcular la opacidad atmosférica, podrían realizarse observaciones como las propuestas en el trabajo de Harper (2016), donde τ_o se obtiene a partir de una aproximación lineal para la relación entre voltaje y masa de aire. Las observaciones en dicho trabajo consisten en múltiples *sky-dips* (barridos en elevación sin seguir una fuente en particular, es decir, observando el cielo), tal que con algunos pocos minutos de observación es posible extraer un τ_o. Además de las pruebas realizadas en este trabajo sería necesario extender las curvas de ganancia a todas las elevaciones de trabajo, entre otras pruebas que permitan completar la caracterización del sistema.

Varios de los resultados no esperables se relacionan con el diodo de ruido. En primer lugar, el comportamiento observado no coincide con la documentación. Además, el diodo afecta ambas polarizaciones. Cuando el diodo no está funcionando de manera intermitente, la potencia que se observa se corresponde con la del diodo en estado encendido. Al contrastar estados encendido/apagado del diodo en distintas observaciones, la diferencia entre éstos no parece ser constante.

Agradecimientos: Agradecemos a la CONAE el acceso a los datos obtenidos de las observaciones astrónomicas realizadas en junio de 2018 con la estación DSA 3.

Referencias

CCSS, 2013, *Recommended Standard for Delta-DOR Raw Data Exchange Format*

Garwood R.W., 2000, ASP Conference Series, 216, 243

Harper S., 2016, *Single-Dish intensity mapping with the Quijote MFI and GBT*

Liszt H.S., 1995, A Binary Table Convention for Interchange of Single Dish Data in Radio Astronomy

La divulgación de la astronomía hoy: problemas y desafíos

G.R. Bengochea[1], B. García[2] & M.A. Sofía[3]

[1] *Insituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*
[2] *Insituto en Tecnologías de Detección y Astropartículas, CNEA–CONICET–UNSAM, Argentina*
[3] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofisicas, UNLP, Argentina*

Contacto / gabriel@iafe.uba.ar, beatriz.garcia@iteda.cnea.gov.ar, asofia@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Este trabajo presenta las contribuciones de los panelistas y el posterior debate relacionado con la mesa redonda "La divulgación de la Astronomía hoy: problemas y desafíos", llevada a cabo en el marco de la 61a Reunión Anual de la Asociación Argentina de Astronomía en la Ciudad de Viedma, Río Negro. Se abordaron temas tales como el rol de la ciencia en la sociedad y el de los diversos protagonistas en la tarea de divulgar ciencia, el acceso a los medios de comunicación, la información científica vertida a través de las redes sociales y cómo debatir sobre pseudociencias. Se incluyen también propuestas destinadas a conectar astrónomos profesionales y aficionados, coordinar proyectos y campañas de ciencia ciudadana con el objetivo de lograr una comunidad astronómica más diversa. A su vez, se fomenta con este trabajo que astrónomos profesionales y las instituciones en donde trabajan actúen en el desarrollo de la cultura y comunicación científica en el país, una asignatura pendiente entre los investigadores científicos en general.

Abstract / This work presents the contributions of the panelists and the subsequent debate related to the round table "Astronomy outreach today: problems and challenges", held during the 61st Annual Meeting of the Argentine Astronomy Association in the City of Viedma, Rio Negro. Topics such as the role of science in society and that of the various protagonists in the task of popularizing science, access to the media, scientific information through social networks, and how to discuss pseudosciences were addressed. Also included are proposals aimed at connecting professional and amateur astronomers, coordinating citizen science projects and campaigns with the aim of achieving a more diverse astronomical community. In turn, this work encourages professional astronomers and the institutions where they work to act in the development of culture and scientific communication in the country, a pending issue among scientific researchers in general.

Keywords / outreach — science journalism — citizen science — education — sociology of astronomy

1. Introducción

La presente mesa redonda fue organizada por el comité organizador científico de la 61ª Reunión de la Asociación Argentina de Astronomía (AAA), con el objetivo de discutir el estado actual de la divulgación astronómica en el país, e intercambiar ideas sobre su potenciación y el desarrollo posterior deseable dentro de la comunidad.

2. Desafíos y protagonistas: contribución de G.R. Bengochea

¿Por qué hacer divulgación en la astronomía profesional? Todos estaremos de acuerdo en que divulgar nuestros resultados científicos es tremendamente importante por muchos motivos (entre ellos, porque es la sociedad la que financia nuestra investigación). Pero además de transmitir resultados, el ejercicio de realizar actividades de divulgación contribuye a lograr una mejor comprensión del trabajo que hacemos cotidianamente. Transmitir contenidos es también un aprendizaje. Esta actividad nos mantiene encendido el recuerdo de por qué elegimos trabajar en lo que hacemos. Todos aquellos que sientan la vocación de comunicar y/o enseñar son bienvenidos a hacer tareas de divulgación, aunque no es suficiente con la vocación. Hay que profesionalizar la tarea de divulgar. Para ello, los puntos principales son: qué queremos comunicar, a quiénes, y cómo hacerlo.

Los grupos de aficionados, los planetarios, algunos medios de comunicación y otras entidades que realizan actividades de divulgación cumplen, a mi entender, un rol vital como engranaje. Muchas de las personas que participan de estos grupos y medios son las que tienen mejor aceitada la manera de llegar al resto de la comunidad interesada con las últimas noticias a través de foros, medios y redes sociales. Deberíamos entonces fomentar y mejorar el vínculo entre los institutos de investigación y estos grupos y asociaciones.

Además de contar nuestros resultados de investigación y lo que hacemos, los profesionales tenemos la posibilidad de asesorar a quienes hacen tareas de divulgación sobre contenidos específicos y técnicos. Específicamente, podemos contribuir con la utilización de un lenguaje más elaborado y preciso, así como con la profundización de los contenidos. Somos quienes tenemos la responsabilidad de mostrar una imagen más amplia de lo que es la astronomía, con noticias de punta, que salgan de lo estándar. Debemos contar cómo se construyen las teorías científicas, los modelos teóricos, su evolución, sus limitaciones, los contextos históricos y sociales y la búsqueda de verificaciones experimentales; fomentando la curiosidad científica y el pensamiento crítico. Tam-

bién, somos quienes debemos transmitir la importancia de la investigación básica para cualquier política científica.

Un punto clave es que no es suficiente saber astronomía para ser un buen divulgador. Tenemos que formarnos además en técnicas de comunicación y enseñanza. ¿Qué otras cosas podemos hacer como profesionales? Podemos generar espacios para que más colegas realicen difusión y divulgación sobre lo que investigan. Nuevamente, aquí es fundamental el rol de los grupos de aficionados, los planetarios y demás instituciones relacionadas con la astronomía, ya que allí es donde podemos participar activamente y ser muy bien recibidos.

Considero que los problemas y desafíos actuales referentes a la divulgación de la astronomía pueden agruparse en dos clases. Por un lado, los relativos a una imagen limitada de la astronomía y la idea de que la divulgación es una mera traducción del lenguaje técnico de un resultado científico. Por otro lado, el hecho de que todo es "opinable" en las redes sociales y el resurgimiento de ciertas posturas pseudocientíficas.

Muchas veces la astronomía es mostrada a la sociedad como una ciencia que trata acerca de las nuevas imágenes que obtuvo tal o cual telescopio, o se transforma en sentencias meramente descriptivas de las propiedades de ciertos cuerpos celestes del cielo. Debe quedar claro que el trabajo científico es mucho más que eso, mostrando contenidos más profundos y elaborados, mencionando la complejidad de algunas dificultades técnicas halladas durante nuestro trabajo de investigación y transmitiendo, como ya mencioné, una imagen más amplia de la astronomía. Aun así, debemos destacar que en divulgación indefectiblemente referimos una parte reducida de los resultados científicos, por lo que no es simplemente una cuestión de traducción de lenguajes. Debemos, además, fomentar siempre discusiones objetivas frente a opiniones personales. Esto último parece una empresa casi imposible en las redes sociales hoy en día, donde hay una tendencia hacia la "democratización" de la comunicación y a uniformizar las opiniones. Entonces, la ficción es que todos partimos de cero para expresarnos en las redes y que no hay más opiniones calificadas.

En lo que respecta a pseudociencias, no tengo del todo claro cuál es la manera de abordar el tema y qué es lo que debemos hacer frente a ellas. Y es que el pensamiento crítico permanentemente está librando una batalla contra el sesgo de confirmación, eso que colabora a que atendamos más a todo aquello que confirme aún más nuestras ideas previas que tenemos sobre algo. En mayor o menor medida, todos somos víctimas de este sesgo cognitivo. Nos gusta alimentar las ideas formadas que ya tenemos. Es por ello que estoy convencido de que no funciona tratar de abordar las pseudociencias queriendo imponer la racionalidad y la autoridad a través de "somos nosotros quienes tenemos la verdad". Pienso que esa no es la forma adecuada con la que llegaremos a quienes perciben o interpretan el mundo de un modo distinto al de la comunidad científica. Probemos informar, con diversidad de lenguajes, escuchando, tratando de "activar" el pensamiento crítico y seduciendo con el conocimiento, pero sin confrontar.

3. El rol del científico y los organismos de ciencia como difusores: contribución de B. García

La difusión científica puede estar relacionada con la educación en sus diversos niveles y con la comunicación de la ciencia con el público desde la perspectiva de la cultura científica. Podemos abordarla desde los descubrimientos científicos, un aspecto que está vinculado con portales asociados con Universidades, Institutos y hasta con el Consejo de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina (CONICET). También podemos abordarla desde sus contenidos específicos, o temas puntuales del mundo de la astronomía, pensando en el público no especialista, ya que las ideas no logran consolidarse en una propuesta que emane de las autoridades mismas de los organismos dedicados a la ciencia y la tecnología. Cualquier acción parecería ser parte de una actitud personal, de un compromiso individual con la sociedad y de diversas maneras de mostrarnos frente a los diversos públicos, que en nuestros tiempos son consumidores de temas científicos.

Cuando hablamos de "públicos" y de "consumidores", lo hacemos de acuerdo con los significados más básicos de estos términos. Nos referimos a la comunidad, observando a los hacedores de ciencia y tecnología (tanto desde sus aspectos básicos como aplicados), dispuesta a incorporar a su vida cotidiana la información, casi al mismo nivel que lo hacen con espectáculos o propagandas diversas. Los medios de comunicación no están al margen de este proceso. Hay noticias que son de alto impacto, tales como la llegada de un robot del tamaño de un auto a Marte, el descubrimiento de un mundo en donde hay un ciclo del metano, parecido al del agua en la Tierra (Titán), el descenso de una nave china en la cara oculta de la Luna, las espectaculares fotos de la superficie cubierta de glaciares de Plutón. Otras noticias nos posicionan como figuras importantes en el avance de la ciencia, tales como los mapeos del cielo del hemisferio sur hace más de un siglo, la participación en expediciones para probar teorías científicas a partir de observaciones astronómicas o el centenario de la Unión Astronómica Internacional (IAU, por sus siglas en inglés). Hay noticias que llevan a planteos complejos, que generan controversia y que a veces desembocan en callejones sin salida, ya que eventualmente se relacionan con lo que se puede denominar no ciencia. Hasta aquí nos hemos referido sólo a la astronomía y la astronáutica. Si sumamos las ciencias biológicas y las sociales, se incrementa de manera exponencial el número de temas que resultan de interés para el público no especialista.

En todos los casos las noticias científicas son de las más leídas en ediciones en papel o digitales de los diarios, las más comentadas en las redes sociales y se vuelven tendencia casi automáticamente. Evidentemente, la ciencia vende, a la gente le importa y sólo la presencia de especialistas en el tema hace que el interés se incremente.

Teniendo en cuenta lo descripto previamente, es evidente que la difusión de temas científicos es fundamental para el progreso de una sociedad, para el desarrollo de su cultura científica, para la consolidación del espíritu

crítico y para abrir posibilidades a los niños, niñas y jóvenes que deben ver a las ciencias como un posible modo de vida y no como una actividad de unos pocos.

En ese marco, las actividades de difusión deben estar jerarquizadas, sin desatender a la base de aquello que se le pide a un investigador científico, que es precisamente aportar al conocimiento en su área de trabajo.

Hacer difusión, al igual que invertir parte de nuestro tiempo a la educación, debería ser una obligación. No estamos hablando de reemplazar a los comunicadores sociales, estamos hablando de trabajar en conjunto, de aportar con nuevas ideas a la aproximación de la ciencia a la comunidad. En este sentido, ejemplos que se presentan como evidentes son Tecnópolis, el Espacio Explora de CONICET en la Feria del Libro, la Noche de los Museos, etc. Pero también se presentan ejemplos como las noticias de actualidad sobre descubrimientos, entregas de premios (como el Nobel), eventos en donde un especialista en la materia es entrevistado o es el autor de dichas notas. El portal de noticias del CONICET, es desarrollado por personal especializado que está atento a las novedades de la ciencia en la Argentina y se comunica con los científicos que, o bien escriben las notas sobre sus trabajos de investigación, o bien aportan el material o dan entrevistas para que ellos lo escriban. Es un repositorio de donde abrevan periodistas de diversos medios de comunicación tales como diarios, revistas, canales de televisión, agencias internacionales, redes, inclusive los mismos científicos se enteran de trabajos hechos por sus pares en diversas áreas del conocimiento. Es un círculo completamente virtuoso.

Lamentablemente no existe la continuidad de los aportes científicos en todas las áreas en la medida en que la comunicación entendida como información lo requeriría. Si bien este tema tal como se mencionó queda en iniciativas personales y parcialmente en las propuestas de las instituciones, sería oportuno pensar en alguna solución que asegure que el investigador científico dedique parte de su tiempo a estas actividades, sin que sienta que es una pérdida de tiempo. La difusión es siempre una fuente de satisfacción especialmente por el impacto que produce en las personas. Si bien puede no ser una propuesta válida para nuestro entorno y nuestra cultura, en otros países parte de los subsidios de investigación científica se destina explícitamente a la comunicación de la ciencia con el público, y se exige a los investigadores que describan de qué manera invertirán el porcentaje del subsidio asignado a esta tarea.

Podemos concluir que la difusión de la ciencia se debe hacer en todo lugar y en todo momento, y que los espacios para esta actividad los debemos ocupar los científicos, asociados con los especialistas en comunicación social. Debemos tener en claro que aquellos ámbitos que cedemos serán ocupados por otros que, tal vez, no sean tan conocedores del tema, que lleguen inclusive a contarlo de una manera muy poco clara o alejada de la realidad o tan simplificada que deje de ser el tema que se desea transmitir. La posibilidad de vivir en una sociedad científicamente culta es, en parte, responsabilidad de los científicos.

4. Comunicar en y desde centros y organizaciones científicas de astronomía: contribución de M.A. Sofía

Comunicar y divulgar la ciencia en y desde una institución científica -universidades, institutos, laboratorios, asociaciones científicas, etc.- es una acción necesaria y de vital relevancia para dar cuenta de la profusa actividad que estos organismos realizan. Para hacerlo bien se debe conocer dónde estamos ubicados y cuáles son nuestras fortalezas y aspectos a mejorar.

En relación a las instituciones vinculadas con la astronomía, vale señalar que debieran consolidar, si es que aún no los tienen, equipos de comunicación o al menos, un profesional del periodismo y la comunicación que se dedique a los contenidos científicos y a la comunicación dentro y fuera de la institución.

Una pregunta, entre tantas, es si las instituciones astronómicas hacen suficiente comunicación periodística, y otra pertinente refiere a quiénes la realizan o deberían hacerlo. En la experiencia personal y de colegas que se dedican al periodismo, el consenso es que deben hacerla profesionales de la comunicación, periodistas científicos o divulgadores científicos.

Una vez que eso está claro, las propuestas son múltiples. Por un lado, es necesario fortalecer la comunicación interna, que suele darse por supuesta pero los grupos de investigación, docencia o extensión, según el ámbito, no siempre conocen qué hace su par.

El otro canal de comunicación a sostener y nutrir es con el público, con la comunidad, y más en la actualidad cuando esos canales se amplían través de las redes sociales.

Cada institución vinculada a la Astronomía –también vale para toda institución científica- es una fuente valiosa de contenidos confiables, algo sustancial en tiempos de multi mensajes, noticias falsas (*fake news*) y pseudociencias.

La astronomía suma un elemento clave a la hora de una buena comunicación: el interés de la sociedad. Ya no es sólo la comunidad de toda edad que se interesa y "consume" esa información sino también los medios masivos de comunicación que demandan noticias astronómicas. Y esa demanda debe ser satisfecha.

Generar nodos de comunicación en cada institución astronómica posibilita armar una Red que podría centrarse en la AAA. Concentrar eficazmente los diversos materiales de contenidos periodísticos y de divulgación, resultará beneficioso para todos.

Es imprescindible tomar conciencia del rol protagónico que está teniendo la comunicación pública de la ciencia desde las universidades e instituciones científicas argentinas. En ese camino la AAA puede sumar un destacado aporte.

La propuesta es conciliar autonomía e interdependencia entre las instituciones dedicadas a la astronomía. Sugerimos el pensar una agenda común en actividades convocantes por su novedad, importancia –regional, nacional o internacional- como fueron, por ejemplo, los eclipses anular y total de Sol (2017 y 2019 respectivamente). Asimismo, proponemos generar un repositorio de noticias, con un claro estilo periodístico, con bue-

nas piezas gráficas y fotográficas. Hacer foco tanto en lo que requiere la astronomía argentina para su buena divulgación como lo que interpela, demanda y necesita la sociedad.

Un factor necesario es el involucramiento de astrónomas y astrónomos en el proceso de la comunicación, que comprendan el rol del periodista y trabajen en conjunto. Una tarea que allane las tensiones entre discursos que no son iguales, producciones que tienen distintos estilos y que cuando se destina a un público general, no será, por ejemplo, un paper "maquillado" sino un artículo periodístico o una pieza de divulgación científica.

Contar con un comunicador en cada institución habilita la generación de noticias, desde gacetillas institucionales a notas de fondo, entrevistas, crónicas que narren la vida de la institución, infografías, gráficos, fotos, videos, podcasts, etc. Y también, facilita el contacto con colegas de los medios masivos de comunicación, el armado de una agenda periodística, etc.

Aunque algunos científicos lo duden, el periodista científico tiene un rol relevante en dicho proceso.

Astrónomos y periodistas deben trabajar en conjunto para construir vínculos confiables entre ambas profesiones. Es inevitable a veces un cierto vínculo tenso, al igual que sucede entre científicos pertenecientes a distintas disciplinas. Si bien hay ejemplos de cómo los medios han "exagerado" o tergiversado temas científicos, hay, igualmente, ejemplos de científicos que han comunicado datos de tal manera que los malentendidos públicos han sido inevitables. Esto ha llevado a tensiones comprensibles entre científicos y periodistas, pero ya es momento de superarlo.

Un punto que puede ayudar, es trabajar estos temas con los estudiantes de astronomía que aprendan, a través de cursos y/o capacitaciones, modos de comunicar cuando deban salir en un medio masivo, o trabajar en conjunto con los comunicadores para obtener buenas piezas para la comunicación pública de la ciencia.

La ciencia, como parte de la cultura, es y debe ser comunicable. Aspectos que le son inherentes, como la creatividad, la curiosidad y el valor asignado a las fuentes, son elementos que un periodista científico también utiliza.

La 4ta. Encuesta Nacional de Percepción Pública de la Ciencia (MINCyT 2015) dio cuenta, entre otros puntos, sobre la opinión positiva de la sociedad respecto de la ciencia. En relación a encuestas anteriores, mostró también que se consolidaba la percepción del sector público como el principal agente financiero del sistema de ciencia, tecnología e innovación en el país. La mayoría de la ciudadanía (54 %) señalaba estar "muy de acuerdo" en que el Estado debe hacer un esfuerzo mayor en promover la investigación científica. La misma encuesta indicó que los científicos siguen siendo profesionales apreciados, con una reputación social muy elevada. Ocho de cada diez argentinos valoró positivamente la figura de los científicos y su labor profesional. Esta es una fortaleza que merece ser tomada en cuenta y reforzada por cada institución astronómica del país.

5. Discusión

Está claro el deber de divulgar contenidos científicos, pero no tanto qué, quién y cómo hacerlo. Muchos miembros de la AAA expresan gran interés en realizar divulgación, pero solicitan una organización, una manera de sistematizar esa tarea.

En el marco del intercambio posterior a la Mesa Redonda, surge también una autocrítica sobre que son pocos los que colaboran con la divulgación de la ciencia, rehúyen a dar una entrevista a los medios o charlas para todo público; "siempre trabajan los mismos" es la frase que surge frecuentemente. La consecuencia es que los espacios los cubren, en algunos casos, personas que no saben sobre el tema por el que fueron convocados.

Resulta necesario contar con un comunicador, un profesional del periodismo, en cada institución. El trabajo de comunicación dentro de cada lugar de trabajo es, frecuentemente, artesanal: se requiere una sinergia entre el periodista, comunicador y el resto de la comunidad e inclusive, en algunos casos, la comunidad científica tampoco comunica eficientemente puertas adentro sobre qué está investigando o qué trabajos están desarrollando.

Es de importancia sostener en el tiempo cualquier propuesta e iniciativa en el ámbito de la difusión de las ciencias, y más allá de una gestión en los organismos que representan a los astrónomos argentinos.

La AAA puede estimular, incentivar, generar una propuesta que cada institución pueda tomar y promover una participación más activa de sus miembros.

La reciente creación del Nodo Nacional (NOC, dependiente de la IAU) destinado a la difusión de la astronomía, resalta la necesidad del trabajo de muchos.

Desde hace una década se intenta construir un listado de profesionales en el que se detalle su especialidad temática. Esto resulta útil a la institución y al medio que solicita una nota. Algo similar ha implementado el CONICET, probablemente se pueda trabajar en conjunto con esa institución para consolidar esta idea.

Algunos ejemplos específicos del vínculo entre las noticias científicas y la gente, fueron:

- "Las noticias en los medios muchas veces son copia de agencias", otra de las ideas fuerza que surgieron del debate en el marco de la Mesa Redonda. La propuesta para salvar este problema es que las propias instituciones envíen material a las agencias y para eso es necesario un periodista que realice la tarea, que enlace lo que hace la institución con los medios, que genere material de calidad, con recursos de estilo, de diseño, de edición y audiovisuales de calidad.
- Con frecuencia el periodista llama directamente al astrónomo y no a la institución. En ese caso, sin coartar la libertad del profesional, la institución donde se realiza el trabajo debería conocer y reconocer este aporte.

La mesa redonda resultó de interés de toda la comunidad, ya que participaron de ella astrónomos consolidados, astrónomos jóvenes, estudiantes de posgrado y de grado. Como parte de las conclusiones alcanzadas durante la discusión, destacamos algunos reconocimientos y propuestas a futuro:

- Coordinar acciones aisladas mediante reuniones periódicas, por ejemplo workshops.
- Emitir comunicados de prensa, posturas y material respecto de diversos temas de manera centralizada, por ejemplo, a través de la AAA.
- Hacer un plan nacional de divulgación y comunicación de la astronomía.
- Diagramar un banco de divulgadores junto a un plan coordinado de actividades, sino sería sólo una lista. El mismo debe no sólo atender, sino también proponer actividades a mediano y largo plazo.
- Promover, a través de cada institución, una lista de divulgadores en sus páginas web y redes sociales.
- Estimular la divulgación de la astronomía en la carrera.

El logro de estas propuestas básicas en nuestra disciplina dependerá de las acciones que emprendamos, del compromiso de cada uno de los integrantes de la comunidad de astrónomos profesionales, de la capacidad que logremos desarrollar articulando con los astrónomos aficionados cada una de las acciones y de la manera que consolidemos el vínculo con la IAU, que en su Plan Estratégico de Trabajo 2020-2030 afirma, en su sexto objetivo "Involucrar al público en astronomía":

"La IAU involucra al público en astronomía a través del acceso a la información astronómica y la comunicación de esta ciencia. La Oficina para la Difusión de la Astronomía (Office for Astronomy Outreach-OAOO) coordina las actividades de divulgación pública y la comunicación de la ciencia al público. Fue establecida en cooperación con el Observatorio Astronómico Nacional de Japón en 2012 para facilitar el acceso de la información astronómica del público. Su visión a largo plazo es: que todas las personas en todo el mundo tengan acceso al conocimiento de la astronomía de primera línea; que todos los países tengan un buen acceso a la investigación, cultura y experiencias astronómicas para ayudar a construir una sociedad alfabetizada y mantiene que los astrónomos son una parte importante de la ciudadanía global."[⋆]

Dentro del sentido más amplio de "accesibilidad", comunicar los resultados astronómicos al público en general implica desarrollar sitios web, aprovechar redes sociales, ampliar la red de traducción para permitir el acceso a la información a poblaciones que hablan muy diversas lenguas, incluida la lengua de señas.

Para concluir, conectar astrónomos profesionales y aficionados, coordinar proyectos y campañas de ciencia ciudadana, proporcionar recursos inclusivos a nivel mundial y lograr una comunidad astronómica más diversa, son parte de la nueva visión de la difusión de la disciplina astronómica a nivel mundial.

[⋆] `https://www.iau.org/static/administration/about/strategic_plan/strategicplan-2020-2030.pdf`

Agradecimientos: G.R.B. agradece el apoyo a través del Proyecto PIP 112-2017-0100220CO de CONICET (Argentina).

Búsqueda de los sitios de observación del tránsito de Venus de 1882 en territorio argentino: III. Carmen de Patagones

G.E. Milesi[1,2] & R.A. Vázquez[1,3]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*
[3] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*

Contacto / gerardo@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Siguiendo la resolución de la ex-Comisión 41 (actual Comisión C3) de la XXIV Asamblea General de la IAU (realizada en el 2000 en Manchester, Reino Unido), sobre marcación y preservación de los sitios de observación históricos de los tránsitos de Venus, determinamos el lugar de emplazamiento de la Estación Astronómica Temporaria de la misión de Río Negro en la ciudad de Carmen de Patagones (Provincia de Buenos Aires), para observar el tránsito del 6 de diciembre de 1882. El emplazamiento tuvo lugar en la manzana actualmente limitada por las calles Italia, Suipacha, Bernardino Rivadavia e Hipólito Yrigoyen. La misión fue financiada por la Academia de Ciencias del Instituto de Francia, París, y contó con el apoyo logístico del Gobierno de la Provincia de Buenos Aires y la Marina de Guerra argentina. Presentamos documentación fotográfica original de la misma.

Abstract / Following the Commission 41 (XXIV General Assembly, IAU, Manchester, UK, 2000) specific resolution on demarcation and preservation of the historical sites of observation of Venus transits, we determined the placement of the Temporary Astronomical Station of the Río Negro mission in the city of Carmen de Patagones (Province of Buenos Aires Province), aimed at observing the transit in December 6, 1882. The location took place in the block currently limited by the streets Italia, Suipacha, Bernardino Rivadavia and Hipólito Yrigoyen. The mission was funded by the Academie des Sciences de l'Institute de France, Paris, and had the logistical support of the Government of the Province of Buenos Aires and the Argentine Navy. We present original photographic documents of it.

Keywords / history and philosophy of astronomy

1. Introducción

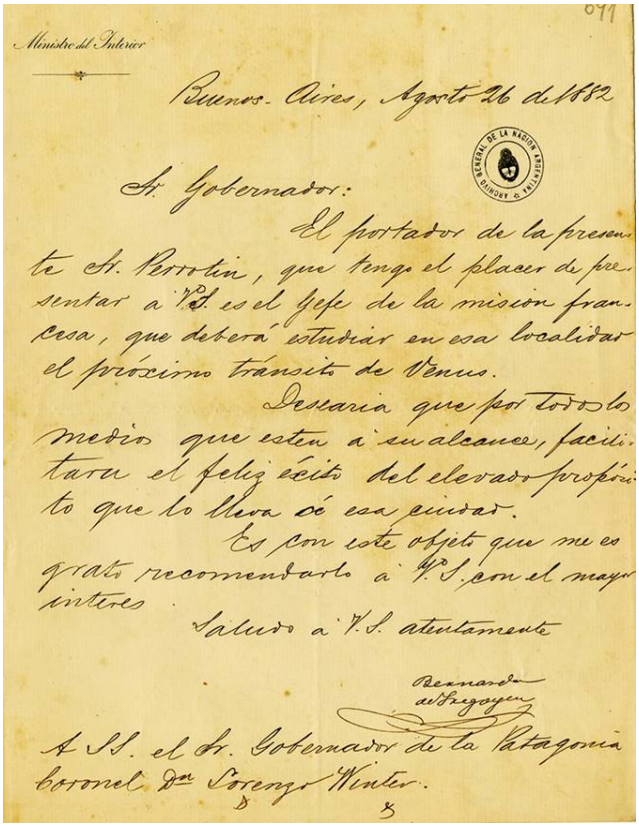
El tránsito de Venus por el disco solar es un fenómeno astronómico predecible que sucede en intervalos alternados de 121,5 y 105,5 años aproximadamente, y por pares separados 8 años. Por esta razón los tránsitos fueron observados sólo 7 veces después de la invención del telescopio en 1608, a saber, 1639, 1761, 1769, 1874, 1882, 2004 y 2012. Este fenómeno -al menos hasta fines del siglo XIX- constituyó casi con exclusividad el método más preciso para la determinación de la distancia media Tierra-Sol, denominada unidad astronómica. Esta medida constituye el verdadero "metro-patrón"de la escala de distancias astronómicas.

Del 5 al 13 de octubre de 1881 se celebró en París la Conferencia Internacional del Tránsito de Venus, para coordinar los esfuerzos internacionales necesarios y discutir normas técnicas inherentes a la observación del tránsito de Venus en 1882. La conferencia provocó gran impacto científico a escala mundial, suscitando el interés de diversas naciones que enviaron misiones alrededor del mundo donde el tránsito de Venus fuera visible, en esencia el continente americano. En esta conferencia, la Argentina fue invitada a participar de este emprendimiento, y en correspondencia, el Gobierno Argentino se comprometió a brindar asistencia a las misiones extranjeras que se dirigieran al territorio nacional (Fig. 1).

La participación argentina constituyó un hito dentro del desarrollo de la ciencia local y uno de los primeros emprendimientos nacionales de ciencia. Por su parte, la provincia de Buenos Aires también fue invitada a participar de la observación del tránsito de Venus. A raíz de ello, el gobernador Dr. Dardo Rocha creó por decreto su propia "Comisión del Tránsito de Venus" para coordinar la misión observacional de la provincia en la ciudad de Bragado. La comisión no solamente gestionó la misión de Bragado (Vázquez & Milesi, 2012), sino que también actuó de enlace, brindando apoyo logístico junto con la Marina de Guerra a las misiones extranjeras que llegaron a territorio argentino. Entre estas se destacan las destinadas a la provincia de Buenos Aires: la misión alemana a Bahía Blanca (Milesi & Vázquez, 2013) y la misión francesa a Carmen de Patagones.

2. Misión a Carmen de Patagones Misión del Río Negro

La misión francesa destinada a observar el tránsito en Carmen de Patagones (Perrotin, 1883) estaba integrada


Ministerio del Interior

Buenos Aires, Agosto 26 de 1882

Sr. Gobernador:

El portador de la presente Sr. Perrotin, que tengo el placer de presentar a V.S. es el Jefe de la misión francesa, que deberá estudiar en esa localidad el próximo tránsito de Venus.

Desearia que por todos los medios que esten á su alcance, facilitara el feliz éxito del elevado propósito que lo lleva á esa ciudad.

Es con este objeto que me es grato recomendarlo á V.S. con el mayor interes.

Saludo á V.S. atentamente

Bernardo de Irigoyen

A S.S. el Sr. Gobernador de la Patagonia Coronel Dn Lorenzo Winter.

Figura 1: Carta del Ministro del Interior Bernardo de Irigoyen, fechada el 26 de agosto de 1882, dirigida al Gobernador de la Patagonia, coronel Lorenzo Winter, solicitando se asista en sus requerimientos al Dr. Perrotin (imagen gentileza del Archivo General de la Nación)

por el Dr. Henri Joseph Anastase Perrotin, astrónomo y director del Observatorio de Niza (Francia); los tenientes de navío Jules Tessier y Baptiste Delacroix, ingenieros hidrógrafos de la marina francesa y Auguste Guénaire, fotógrafo del Observatorio de Niza (Fig. 2).

La misión y todo el instrumental llegaron a Patagones el 24 de octubre de 1882 a bordo del buque de la Marina de Guerra "Transporte Villarino". La estación astronómica temporaria (EAT) quedó completamente instalada el 3 de octubre y conectada mediante un ramal a la oficina del Telégrafo Nacional en Patagones (Fig. 3). Durante todo el tiempo anterior al tránsito, se realizaron distintas observaciones para determinar las coordenadas geográficas de la EAT y calcular las constantes instrumentales.

3. Observación del tránsito

El día del tránsito -6 de Diciembre- llovió durante la mañana y el cielo estuvo enteramente cubierto durante los instantes del 1ro. y 2do. contactos. Unas 2 horas después el clima mejoró notablemente, lo que permitió observar con excelente definición el 3ro. y 4to. contactos (Perrotin, 1883). Guénaire tomó 90 fotografías del tránsito, coincidiendo una de ellas exactamente con el instante de observación del 3er. contacto. En la Fig. 4, la imagen muestra un telegrama enviado por el Dr.Perrotin



Figura 2: Personal de la misión y colaboradores posando frente a una de las casillas auxiliares de la EAT (fotografía gentileza Bibliothèque de l'Observatoire de Paris).

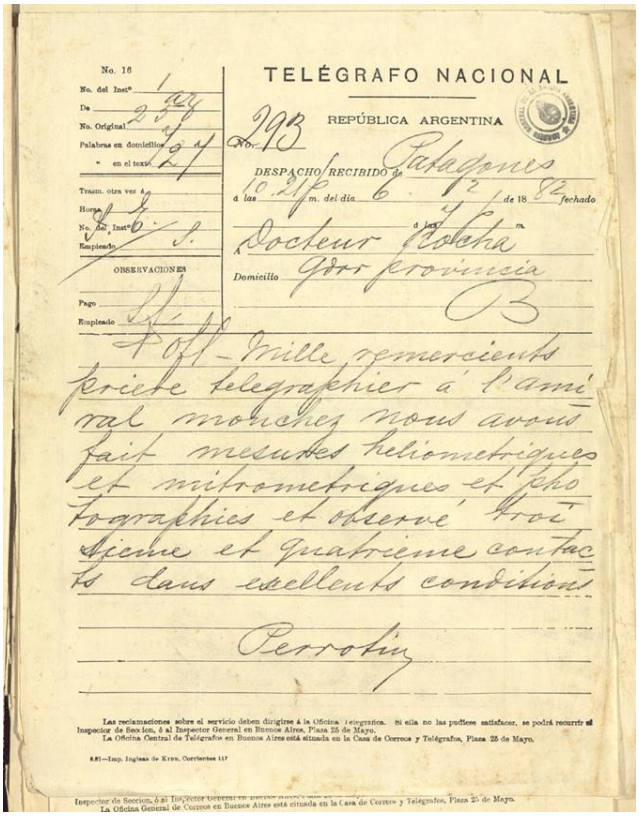


Figura 3: Vista general de la EAT, situada en las afueras del ejido urbano de Carmen de Patagones en 1882. Se observan varias construcciones, entre ellas tres grandes casillas que albergaban dos telescopios ecuatoriales de 16 y 21 cm y el heliómetro. El resto de las casillas albergaban los instrumentos para determinaciones geográficas, la estación telegráfica y depósitos. Sobre el fondo de las construcciones se observa al personal de la misión y colaboradores (fotografía gentileza Bibliothèque de l'Observatoire de Paris)

al gobernador Dardo Rocha dando cuenta del resultado de las observaciones del tránsito.

4. Ubicación del sitio de emplazamiento de la EAT francesa en Carmen de Patagones

La determinación precisa del sitio donde estuvo ubicada la EAT en Carmen de Patagones constituye la parte medular de este trabajo. Según Bouquet de La Grye



No. 16
No. del Inst° 1
De 2 ag
No. Original 2 5 8
Palabras en domicilio 7
" en el texto 2 1
Trasm. otra vez A
Horas 6
No. del Inst° 6
Empleado S.
OBSERVACIONES
Pago
Empleado

TELÉGRAFO NACIONAL
REPÚBLICA ARGENTINA
No. 293
DESPACHO RECIBIDO de Patagones
á las 10.21 p. m. del día 6 de 18 82 fechado
á las 7 p. m.
A Docteur Rocha
Domicilio Gdor provincia
B

Off-Mille remercients
priere telegraphier á l'ami
ral mouchez nous avons
fait mesures heliometriques
et mitrometriques et pho
tographies et observé troi
sieme et quatrieme contac
ts dans excellents conditions

Perrotin

Las reclamaciones sobre el servicio deben dirigirse á la Oficina Telegráfica. Si ella no las pudiese satisfacer, se podrá recurrir al Inspector de Seccion, ó al Inspector General en Buenos Aires, Plaza 25 de Mayo.
La Oficina Central de Telégrafos en Buenos Aires está situada en la Casa de Correos y Telégrafos, Plaza 25 de Mayo.

Figura 4: Telegrama enviado por el Dr. Perrotin al gobernador Dardo Rocha informándolo del resultado de la observación del tránsito de Venus y agradeciéndole por su colaboración para comunicar las novedades al contralmirante Mouchez Director del Observatorio de París(imagen gentileza del Archivo General de la Nación)

(1905) las coordenadas geográficas corregidas de la EAT respecto del meridiano de París, longitud $\Lambda_{\text{EAT-Paris}}$ y latitud Φ_{EAT}, son:

$$\Lambda_{\text{EAT-Paris}} = 65°19'19''.50 \pm 3'' \text{ Oeste},$$
$$\Phi_{\text{EAT}} = 40°47'51''.2 \pm 1'' \text{ Sur}.$$

Los valores de la estación en Patagones fueron obtenidos por mediciones telegráficas. Otros valores provisorios de la longitud, obtenidos por culminaciones lunares, diferían en $10''$. Estas coordenadas fueron llevadas al actual sistema de coordenadas GPS (WGS84). Para ello, debemos recordar que el meridiano del Observatorio de París está ubicado en la longitud $\Lambda_{\text{Paris}} = 2°20'11''.64$ al este de Greenwich y que el sistema WGS84 utiliza un meridiano de referencia distinto del meridiano de Greenwich, el denominado Meridiano Internacional de Referencia, MIR, que está desplazado $5''.31$ al este del meridiano de Greenwich. Finalmente, respecto del MIR, las coordenadas de la EAT Patagones son:

$$\Lambda_{\text{EAT-MIR}} = 62°59'07''.86 \pm 3'' \text{ Oeste},$$
$$\Phi_{\text{EAT}} = 40°47'51''.2 \pm 1'' \text{ Sur}.$$



Figura 5: Imagen Google Earth de la zona del actual ejido urbano de Carmen de Patagones donde caen las coordenadas de la EAT referidas en el punto 4. Es la manzana limitada por las calles Italia, Suipacha, Bernardino Rivadavia e Hipólito Yrigoyen. La elipse amarilla indica el error probable en la posición estimada

En la Fig. 5, se muestra la posición que corresponde a estas coordenadas superpuesta a una imagen Google Earth del actual ejido urbano de Carmen de Patagones. Vemos que se encuentra dentro de la manzana limitada por las calles Italia, Suipacha, Bernardino Rivadavia e Hipólito Yrigoyen.

5. Conclusiones

Se determinó el sitio de emplazamiento de la Estación Astronómica Temporaria en la ciudad de Carmen de Patagones. La recuperación de fotos originales nos permite visualizar la estética que tuvo la EAT y los alrededores de la misma. Logramos cumplir con las recomendaciones de la Unión Astronómica Internacional en el sentido de ubicar uno de estos sitios en los cuales tuvieron lugar las observaciones destinadas a establecer con el menor error posible el valor de la unidad fundamental de distancia en Astronomía, la unidad astronómica. Con este trabajo la ciudad de Carmen de Patagones podrá no sólo reconfirmar parte de su patrimonio histórico intangible sino que también está en condiciones de proceder a la demarcación y conservación de este sitio.

Agradecimientos: Al personal del Departamento de Investigación Histórica y Cartográfica de la Dirección de Geodesia de la provincia de Buenos Aires y al personal del Archivo General de la Nación. GEM agradece al Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE/UBA-CONICET) por las facilidades otorgadas para realizar parte de este trabajo.

Referencias

Bouquet de La Grye A., 1905, Mem. Acad. Sci. Inst. France, 48, 434
Milesi G.E., Vázquez R.A., 2013, BAAA, 56, 467
Perrotin H.J.A., 1883, C. R. Hebd. Acad. Sci. Inst. France, 97, 417
Vázquez R.A., Milesi G.E., 2012, BAAA, 55, 513

Astronomía en contexto de encierro punitivo: Sistematización del taller "Puntos Cardinales"

R.F. Haack[1], B.J. De Bortoli[1, 2] & P.J. Pessi[1, 2]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*

Contacto / rodrihaack@gmail.com

Resumen / Reportamos algunas de las experiencias desarrolladas por el equipo de extensión universitaria "Derecho al cielo nocturno", formado por estudiantes y graduados de astronomía, abogacía, trabajo social, ciencias de la educación, psicología, comunicación social, geofísica y física. Este proyecto tiene como objetivo principal mejorar el acceso a la educación de menores con causas penales privados de su libertad en centros cerrados y centros de contención, a partir de la realización de talleres de astronomía. En este trabajo reseñamos específicamente la sitematización del taller "Puntos Cardinales", desarrollado entre los años 2013 y 2018, y discutimos conclusiones extraídas de esta experiencia.

Abstract / We report some of the experiences carried out by the university outreach team "Derecho al cielo nocturno", made up by students and graduates of astronomy, law, social work, education sciences, psychology, social communication, geophysics and physics. The main goal of this project is to improve the access to education of minors with criminal cases deprived of their liberty in closed centers and detention centers, through the holding of astronomy workshops. In this work, we specifically review the systhematization of the workshop "Cardinal Points", carried out between 2013 and 2018, and discuss conclusions drawn from this experience.

Keywords / education — outreach — sociology of astronomy

1. Introducción

La experiencia a sistematizar consiste en el taller "Puntos Cardinales"(PC), realizado en múltiples oportunidades con distintos grupos de jóvenes de entre 16 y 18 años* alojados en centros cerrados (CC) y centros de contención (CCo) de la localidad de Abasto y La Plata (Castillito, Legarra, Ibarra, Recepción, Araoz Alfaro y Peletier). El taller se desarrolla en el marco de un proyecto de extensión subsidiado y acreditado por la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas (FCAG) y la Universidad Nacional de La Plata (UNLP), participando estudiantes y graduados de astronomía, abogacía, trabajo social, ciencias de la educación, psicología, comunicación social, geofísica y física. Con cada grupo de jóvenes se realizan cuatro talleres: PC, la luna, el sistema solar y tecnología espacial.

1.1. El Taller

El taller PC se lleva a cabo desde el inicio del proyecto (2013) hasta la actualidad y es el primero de cada ciclo de talleres. El mismo se realiza considerando todas las voces intervinientes de manera horizontal, propiciando la participación activa de los jóvenes y recuperando sus saberes previos. Este tiene como objetivos: identificar los PC en el horizonte a partir de la observación a simple vista y en la particularidad de la institución donde se encuentran los jóvenes, orientarse con los PC a partir de dicha identificación, reconocer su lugar de procedencia a partir del uso de cartografía orientada (ver Fig. 1) y el reconocimiento del movimiento diurno de los astros en el cielo. Listamos a continuación las etapas más destacables de las actividades del taller PC:

- Se presenta el equipo de extensión (EE) y la dinámica de trabajo. Se realiza un juego para entrar en confianza y generar un ambiente ameno.
- Se conversa acerca de si reconocen por dónde sale el Sol, si observan sombras en la mañana, la tarde y al mediodía y su relación con el espacio que les rodea (aula, celda, etc.). Se pregunta si saben qué son y cuáles son los PC.
- Se orientan e identifican los PC, mediante cuatro mojones y una brújula. Se marcan los PC con tiza en el suelo para recuperar rápidamente lo ya trabajado.
- A partir de un croquis del CC/CCo se identifican los distintos espacios de la institución y las calles que lo rodean. Introduciendo el concepto de escala se presenta un mapa de la provincia de Bs. As., se ubica en el piso orientado con los mojones y las marcas de tiza. Se pregunta y marca el lugar del que viene cada joven. Luego se presenta un mapa de Argentina ubicado y orientado de la misma manera.
- Se discute sobre la forma de la Tierra. Se presenta

*El artículo 64 de la ley provincial N° 13634 otorga al fiscal la posibilidad de requerir al Juez de Garantías el dictado de una medida de seguridad restrictiva de libertad ambulatoria a menores de 16 años. Sin embargo también participaron del taller menores de 16 años.



Figura 1: Actividad con cartografía orientada y globo terráqueo en la unidad penal 26, misma experiencia realizada en los CC/CCo.

el globo terráqueo y se realiza la actividad de globo paralelo (Camino, 1998). Se trabaja sobre nuestra ubicación en el planeta, hemisferios, ejes de rotación, polos, movimiento de rotación, movimiento diurno. Se identifican los principales astros visibles en el cielo a partir Cartas Celeste y con el apoyo del software Stellarium.

La planificación del taller fue variando con los años. Se relevaron cinco ediciones del mismo en 2014, seis en 2015, cinco en 2016 y una en 2018. Las jornadas de 2017 no pudieron relevarse porque se extraviaron las crónicas y encuestas de este año. Esta sistematización se realizó teniendo como eje central las dificultades para el pleno acceso a la educación y la recreación de los jóvenes.

2. Metodología

La sistematización se realizó en base al libro de Jara Holliday (2018). Se recopilaron todos los proyectos y los informes de avance y finales presentados a la FCAG y UNLP, planificaciones del taller de PC en los distintos años de desarrollo del proyecto, registros (crónicas, encuestas y producciones de los jóvenes) y materiales utilizados para la realización del taller. Si bien se observó y analizó todo el material recopilado, se hizo énfasis en los siguientes aspectos:

- Evolución de la planificación del taller de PC en los distintos años.
- Identificación, mediante el análisis de las crónicas y encuestas, de qué originó las modificaciones en la planificación con el pasar del tiempo.
- Relevamiento de las crónicas realizadas por el EE: qué porcentaje de talleres la institución se mostró predispuesta, qué porcentaje de veces no se realizó observación astronómica por falta de permisos de la institución o por mal tiempo y qué porcentaje de veces se cumplieron los objetivos del taller.
- Relevamiento de las encuestas: opiniones de los jóvenes sobre la experiencia vivida.

3. Resultados

Se subdividió el análisis en informes de avance, crónicas de talleristas, planificaciones y encuestas.

3.1. Informes de avance

Respecto de los informes de avance destacamos los siguientes hechos:

- Los primeros tres años hubo mayores problemas para comunicarse con los directivos, el equipo técnico, y los docentes de los CC/CCo.
- El primer contacto con los docentes se da en el año 2015. Sin embargo se nota que también se requiere una mayor relación con los directivos, puesto que son quienes tienen la autoridad real de dar permisos para que se lleven a cabo las actividades.
- En 2016 se nota un fuerte retroceso en los acuerdos alcanzados. Se pusieron más restricciones a los talleres en cuanto a horarios de entradas y salida y se otorgaron menos permisos para observaciones al aire libre. Relacionamos esto con el cambio de autoridades a nivel provincial.
- En todos los informes, incluso en aquellos años en los que se logró una mayor comunicación con las autoridades, se remarcan problemas para realizar los talleres. En ocaciones los mismos fueron cancelados cuando los talleristas se encontraban ya en los CC/CCo. Los motivos de cancelación se aducen a la escasez de personal. Esto permite cierta discrecionalidad por parte de los directivos, y en ocasiones aparece como resabio de un lógica de premios y castigos.
- A partir de la decisión del EE de empezar a tomar registro de presentes y exigir que se permita a los jóvenes la realización de todos los talleres se mejoró notablemente la continuidad de los mismos.
- A partir de 2016 se pudo realizar salidas al planetario y la facultad con los grupos de jóvenes con quienes se trabajó.

3.2. Crónicas de talleristas

Del total de las diecisiete jornadas relevadas, destacamos los siguientes aspectos cuantitativos:

- Se trabajó con aproximadamente 130 jóvenes.
- Un 18 % de las jornadas hubo mala predisposición por parte de la institución. Esto devino en trabas para la realización del taller, llegando incluso a exigir la finalización del mismo antes de horario y quedando inconcluso. Otras veces no permitieron la salida de algunos jóvenes sin explicitar motivos.
- Un 36 % de las jornadas no se realizó observación. Un 23 % de las veces por mal tiempo y un 13 % por falta de permiso por parte de la institución. Además, un 5 % sólo se realizó observación a simple vista por no contar con telescopio ni binoculares.
- Un 41 % de las jornadas hubo algún tipo de dificultad con materiales. Esto se discutió en las reuniones del proyecto y la organización al respecto mejoró notablemente hacia los últimos años.

- Un 56 % de las jornadas cumplieron totalmente los objetivos planificados y un 44 % parcialmente.

Asimismo, destacamos las siguientes observaciones generales de los talleristas:

- En 2014 se notó mucha repetición de los participantes del taller a costa de no permitir a otros jóvenes asistir a los mismos.
- En 2015 hubo inconvenientes para la realización del taller por falta de formación previa, posterioremente resueltos mediante capacitaciones del EE. Además, tanto en 2015 como en 2016, nuevamente se halla la presencia de jóvenes que ya habían hecho los talleres.

3.3. Planificaciones

Se analizaron las planificaciones de cada año. Destacamos a continuación los cambios hechos en base a las crónicas, encuestas y vivencias de los talleristas:

- Al notar que con el transcurso del taller los jóvenes olvidaban los PC identificados, se agregó el uso de "mojones" que marcan la dirección de dichos puntos hasta la finalización de la jornada.
- En 2015 se agregó una actividad centrada en el uso de croquis de los CC/CCo para fortalecer el sentido de ubicación local.
- En 2015 se incorporó una actividad extra con el mapa de Argentina para trabajar el concepto de escala.
- En 2015 se adiciona el uso de Stellarium como herramienta útil en días nublados, permitiendo el desarrollo de la actividad más allá del tiempo.
- En 2018 se modifica el concepto de "hombre-paisaje" por el de "persona-paisaje" y se incorporan objetivos específicos que denotan la necesidad de plantear los talleres con perspectiva de género.
- En 2018 se introdujeron a la planificación cambios estructurales incorporando propósitos comunes a los talleres y se distinguieron los mismos de los objetivos de enseñanza particulares de éste taller.

3.4. Encuestas

Luego de examinar las encuestas de los jóvenes, se destacan comentarios que resaltan la necesidad de continuar desarrollando el proyecto en los próximos años. De los mismos se desprende que:

- Para los jóvenes las actividades realizadas con el EE resultaron una valiosa herramienta de aprendizaje, llegando a interpelarlos de manera significativa, haciéndoles recuperar experiencias personales previas.
- Las experiencias vivenciales de observación nocturna con telescopios, binoculares o simple vista revalorizaron y marcaron una fuerte conexión persona-paisaje.

4. Reflexiones de fondo y conclusiones

Sobre el proceso de sistematización se destacan las siguientes conclusiones:

- Existe una imperiosa necesidad de mejorar la sistematización de los procesos educativo-recreativos llevados adelante por el proyecto.
- Se espera que esta sistematización sirva como herramienta para repensar y planificar las actividades realizadas y el rol de cada uno de los actores.

Respecto al taller y al proyecto destacamos que:

- El acceso a los talleres es muy esperado por los jóvenes, notándose que se ven motivados por la idea de "salir" y "aprender cosas nuevas".
- El taller de PC ha ido evolucionando, agregándose materiales que modificaron notablemente la dinámica del taller. Un ejemplo de esto son los "croquis" de los diferentes CC/CCo, éstos fomentan a pensar la ubicación y la orientación desde lo local.

Respecto al las dinámicas y lógicas observadas en las instituciones de encierro concluímos que:

- Los directivos manifiestan valorar la labor de los talleristas pidiendo incluso que repitan los talleres para nuevos grupos de jóvenes, sin embargo se usan las actividades como premio y se quitan cuando se quiere castigar a los jóvenes.
- Aún así, la labor de los talleristas mejoró cuando además de entablar conversación con los agentes de minoridad, se entabló conversación con los directivos de los CC/CCo.
- Hay un gran movimiento de jóvenes entre los distintos CC/CCo.
- El movimiento entre CC/CCo y la asistencia a las actividades educativas/recreativas suceden dentro de una lógica de premio/castigo.
- Los jóvenes muchas veces reconocen la institución como parte de su cotidianidad, asignándole una carga positiva o negativa según el caso.

Respecto al proceso educativo destacamos que:

- Del total de talleres, un 56 % cumplió la totalidad de los objetivos planificados, mientras que un 44 % los cumplió de manera parcial.

Del trabajo realizado se concluye que los talleres llevados a cabo por el proyecto son un espacio educativo y recreativo que aporta significativamente a que se garantice el derecho a la educación de menores privados de su libertad. Asimismo, destacamos que es necesario definir estrategias concretas para institucionalizar las actividades de observación y otras al aire libre, a fin de reducir los inconvenientes prácticos que dificultan o impididen la realización de las mismas.

Agradecimientos: A la FCAG y UNLP por acreditar y financiar el proyecto de extensión que enmarca el taller PC desde el año 2014 A Nestor Camino, Silvina Cordero y Ana Dumrauf, responsables del curso de posgrado "Fundamentos para una didáctica de la Astronomía vivencialmente significativa", que aportó los conceptos necesarios para el desarrollo de este trabajo. A los jóvenes que participaron de los talleres desarrollados. A los CC/CCo con los que trabajamos durante todos estos años. Por ultimo a todo el EE por su incansable trabajo.

Referencias

Camino N., 1998, *Revista El Gnomon patagónico.*

Jara Holliday O., 2018, *La sistematización de experiencias: práctica y teoría para otros mundos políticos – 1ed.*

Aprendiendo sobre los eclipses de Sol y otros fenómenos astronómicos.

M. Iannuzzi[1], M. Corti[1,2], I. Witteveen[1], R. Vallverdú[1,3], M.A. De Vito[1,3], S. Gimenez Benitez[1] & O. Di Marco[4]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET–CICPBA, Argentina*
[3] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[4] *Asociación Civil Comisión Casildense del Espacio, Santa Fe, Argentina*

Contacto / iannuzzi.matilde@gmail.com

Resumen / En esta "temporada de eclipses" nos unimos el Grupo de Astrónomos de la Facultad de Astronomía de la Universidad Nacional de La Plata y el grupo de aficionados de la Comisión Casildense del Espacio, para acercarnos a la comunidad y preguntarnos juntos por qué y cómo ocurren los distintos tipos de eclipses, y deducir otros fenómenos astronómicos relacionados. También armamos cámaras oscuras para observar de manera segura los próximos eclipses totales de Sol visibles desde Argentina (en 2019 y 2020). En este artículo contamos algunas ideas para trabajar estas preguntas a partir de experiencias y mucho más.

Abstract / In this "eclipse season" the Group of Astronomers of the Faculty of Astronomy of the Universidad Nacional de La Plata, gathered together with the group of astronomy amateurs Comisión Casildense del Espacio, to approach the community and ask ourselves why and how eclipses occur, and deduce some other astronomical phenomena related to them. We also built some cameras obscuras, to safely observe the upcoming total solar eclipses visible from Argentina (in 2019 and 2020). In this paper we summarize some ideas to explore these questions through experiences and much more.

Keywords / eclipses — outreach — education

1. Motivación

Los eclipses de Sol son fenómenos astronómicos muy llamativos que dejan una marca inolvidable en quienes tienen la oportunidad de presenciarlos.

El hecho de que entre 2019 y 2020 ocurran dos eclipses totales de Sol cruzando la Argentina de Oeste a Este nos motivó, además de querer disfrutarlos, a contagiar el entusiasmo a la mayor cantidad de gente posible.

Así, el Grupo de Astrónomos de la Facultad de Astronomía de la Universidad Nacional de La Plata (GAFAs-UNLP), junto con el grupo de aficionados de la Comisión Casildense del Espacio (COCAdE), de la provincia de Santa Fe, nos propusimos aprovechar estos eclipses como excusa para acercar la Astronomía a la comunidad. A través de talleres en escuelas, charlas para todo público y observaciones por telescopio trabajamos sobre distintos fenómenos astronómicos cotidianos para construir el aprendizaje sobre cómo y por qué se producen los eclipses.

2. Desarrollo

2.1. Contenidos

En los meses previos al eclipse total de Sol del 2 de julio de 2019, empezamos a elaborar material y a organizarnos para dar los talleres y las charlas, para culminar las actividades con la observación colectiva del eclipse total desde Villa Cañás, provincia de Santa Fe.

Al reflexionar sobre los contenidos a tratar en nuestras actividades, nos dimos cuenta de que a pesar de que todos hemos estudiado alguna vez los eclipses de Sol y Luna en la escuela primaria, la mayoría de los adultos no puede explicar la diferencia entre ambos. Es decir que las explicaciones tradicionales no son suficientes, o la manera de estudiar estos temas no es la adecuada.

Consideramos necesario, entonces, ver estos fenómenos desde otro lugar, de manera que cada uno se involucre en primera persona, para que en un futuro pueda recurrir a esa experiencia, y recuperar la comprensión de estos acontecimientos.

Nos planteamos trabajar partiendo de fenómenos astronómicos cotidianos, indagando cuáles conocían, y si podían explicarlos, como por ejemplo el día y la noche, las fases de la Luna, etc. A partir de algunas de esas ideas previas, empezamos a trabajar en la comprensión de por qué y cómo ocurre un eclipse. Diseñamos experiencias para responder a distintas preguntas que nos llevarían a ir entendiendo los eclipses: ¿Cómo se producen las fases de la Luna? ¿Por qué suceden los eclipses? ¿Cuántas clases de eclipses hay? ¿Cómo observarlos?

Empezamos gradualmente, representando primero el movimiento de la Tierra alrededor del Sol y de la Luna en torno a la Tierra, invitando a algunos voluntarios para que actúen el rol de cada astro en sus movimientos.

Después, exploramos las fases de la Luna al aire libre

usando la luz real del Sol, y una esfera de poliestireno expandido como la Luna. Haciendo girar la esfera alrededor de uno, como si uno fuera la Tierra, alguien que mira todo desde afuera ve que el lado iluminado de la esfera/Luna es siempre el que da al Sol, en cualquier posición que se encuentre la Luna en su órbita alrededor de la Tierra.

Haciendo la misma experiencia pero considerando el punto de vista de la persona que sostiene la esfera/Luna (ver Fig. 1), es decir, de alguien que está parado en la Tierra, notamos que no vemos siempre una mitad de la esfera/Luna iluminada, sino que la porción iluminada de su superficie va variando a medida que la Luna se desplaza en su órbita. Reconociendo de esta manera lo que habitualmente llamamos fases de la Luna y observando, además, que dicha porción iluminada (fase) varía de manera continua.



Figura 1: Analogía con las fases de la Luna, utilizando una esfera de poliestireno expandido.

Como para esta experiencia es necesario que el cielo se encuentre despejado, grabamos dos videos que reproducen la experiencia desde ambos puntos de vista. Los videos se pueden ver en el siguiente link: `http://valhalla.fcaglp.unlp.edu.ar/eclipsesolartotal2019/index.html`.

Al trabajar estos temas, surgen otros relacionados con ellos, como por ejemplo el hecho de que siempre vemos la misma cara de la Luna. Para abordarlo, contamos con la ayuda de dos voluntarios que representaban los movimientos de rotación y traslación de la Luna en su órbita alrededor de la Tierra.

Para introducir el tema de los eclipses de Sol y Luna, indagamos sobre qué creían que significaba eclipsar. A partir de los términos que surgieron, como "tapar", "ocultar", etc., destacamos que el hecho de que un objeto eclipse a otro es una cuestión de perspectiva, y lo ejemplificamos con personajes de superhéroes, donde uno tapaba a otro de manera total o parcial para identificar los eclipses totales y parciales. En el link anterior hay un video de esta experiencia.

Sabemos que los eclipses totales de Sol, a diferencia de los de Luna, solo son visibles desde una estrecha franja que no supera los 270 km de ancho. Como esta diferencia es difícil de comprender, armamos un sistema Tierra-Luna a escala para poder visualizarla, reproduciendo lo que se observa en la realidad. Este dispositivo fue construido con un palo o caño de 1.2 m de largo y dos esferas (una de 4 cm de diámetro y la otra de 1 cm) ubicadas en los extremos del palo, respetando la misma escala para tamaños que para distancias (ver Fig. 2).



Figura 2: Izquierda: Sistema Tierra-Luna a escala. Derecha: Analogía sombra sobre la Tierra en un eclipse de Sol

Este elemento lo usamos al aire libre, para que cada persona, utilizando la luz del Sol, pruebe cómo posicionar los astros para ver los distintos tipos de eclipses. De una manera sencilla se puede visualizar que, para que ocurra un eclipse los tres astros deben estar alineados, y por qué razón no hay eclipses en cada Luna llena y en cada Luna nueva. Con este dispositivo se puede notar también que los eclipses de Luna se observan desde toda una mitad del planeta Tierra (es decir que todos aquellos que vean la Luna en el momento del eclipse la verán eclipsada), en cambio, en los eclipses de Sol se ve una sombra pequeña que atraviesa la Tierra, y solo desde esa pequeña región de la superficie terrestre se puede ver el eclipse total. Nuevamente, como esta experiencia también requiere de un día soleado, la grabamos en video para no depender de las condiciones climáticas del momento. El video se puede encontrar en el link mencionado anteriormente.

Finalmente, para complementar todo este material y enfocarnos en la observación en sí del eclipse de Sol, nos preocupamos por dar a conocer las precauciones que hay que tomar para observar el Sol. Vimos distintos métodos para la observación segura del mismo, mostrando fotos y llevando algunos dispositivos como anteojos para eclipses, filtros de soldar DIN 14, coladores de fideos, cámaras oscuras, etc.

2.2. Implementación

Todas estas estrategias para tratar los contenidos relacionados con los eclipses y también otros temas astronómicos, fueron abordadas de distintas maneras:

- Con talleres en escuelas. Donde hicimos las experiencias relatadas en la sección anterior, y nos ayudamos proyectando dibujos y fotos en una pantalla. En estos talleres también incorporamos la observación segura de un eclipse de Sol, mostrando métodos directos (con filtro) e indirectos (por proyección) para observar el Sol, y construyendo cámaras oscuras junto a los alumnos (Fig. 3), para que cada uno se lleve la suya y pueda hacer la observación sin riesgos. Para las cámaras oscuras primero diseñamos un instructivo con la explicación paso a paso y los materiales necesarios para construirlas, y los distribuimos en las distintas escuelas para que todos tuvieran el material necesario para trabajar durante el taller. Incluso

como contamos con buen clima, cada alumno pudo probar su cámara al finalizar el taller.



Figura 3: Taller de armado de cámara oscura.

Llevamos los talleres a distintas escuelas (algunas de ellas rurales) de las provincias de Buenos Aires (La Plata, Chascomús y El Chajá) y Santa Fe (Carreras, Melincué, Labordeboy, Casilda y Villa Cañás), y también de la ciudad de Buenos Aires; y abarcaron alumnos desde el Jardín de Infantes hasta la escuela Secundaria, incluyendo secundarias para adultos. En total tuvimos una llegada a unos 1000 alumnos.

- Charlas para el público. Que tuvieron lugar en la provincia de Santa Fe en Carreras, Casilda y Villa Cañás, sobre los eclipses específicamente, y también sobre otros temas astronómicos. Convocamos a la comunidad en general y a alumnos del Profesorado de Física y Matemática. Ver Fig. 4, derecha.
- Noches de observación. Utilizando telescopios en espacios abiertos y de poca contaminación lumínica, como plazas o patios de centros culturales, para compartir la observación del cielo estrellado con la comunidad.
- Talleres de técnicas de observación. Donde trabajamos con alumnos del Profesorado de Matemática y Biología para aprender estas técnicas, y el posterior análisis de los datos (Fig. 4, izquierda).





Figura 4: Izquierda: Taller con alumnos del Instituto Superior de Profesorado N° 1 "Manuel Leiva", de Casilda. Derecha: Charla en Espacio Mundo Nuevo, República de los Niños, invitados por el Ministerio de Ciencia, Tecnología e Innovación de la provincia de Bs As.

.

2.3. Difusión de las actividades

Nuestro trabajo no se limitó a elaborar material para abordar distintos contenidos, y a dar talleres y charlas, o compartir noches de observación, sino que también nos encargamos de darle difusión a las actividades, haciendo afiches para invitar a la comunidad a participar (Fig. 5). También dando notas a medios gráficos, radiales y televisivos, y a través de videos subidos a Internet.

Además elaboramos un folleto para difundir los métodos seguros para observar el eclipse de Sol, para distribuirlos en las distintas localidades.





Figura 5: Izquierda: Afiche promocionando las charlas. Derecha: Charla "Aunque no lo veamos el Sol siempre está" brindada en el Teatro Municipal "Dante.[en] Casilda, Santa Fe.

3. Conclusiones

A lo largo de este trabajo afianzamos la relación entre los miembros de GAFAs y de la COCAdE. Estos últimos realizan un gran trabajo de difusión de la Astronomía en la región de Casilda y alrededores. Estrechar estos vínculos resulta de suma importancia para fomentar la difusión y el interés por la Astronomía en la comunidad.

Nuestra labor, antes y durante el eclipse, nos permitió llegar a una gran cantidad de personas, entusiasmándolas con la observación del eclipse y acercándolas a fenómenos astronómicos cotidianos.

A partir del trabajo realizado, las comunidades involucradas estarán en condiciones de aprovechar la próxima oportunidad que tendremos de observar un eclipse total de Sol en nuestro país (que será el 14 de diciembre de 2020), para seguir indagando sobre temas de astronomía, y podrán, no solo observar el eclipse de forma segura, sino también explicarle a los demás cómo hacerlo y porqué.

También podrán disfrutar sin riesgos de otro fenómeno astronómico que involucra al Sol, y que sucederá este año, el tránsito de Mercurio del 11 de noviembre de 2019.

Agradecimientos: Los miembros de este trabajo queremos agradecer a la FCAG de la UNLP por el subsidio otorgado para desarrollar el proyecto titulado "Eclipse total de Sol en el sur de la provincia de Santa Fe". A la CD de la Asociación Argentina de Astronomía por contribuir en los gastos generados por este proyecto. Al Instituto Argentino de Radioastronomía y a los gobiernos de los Municipios de Casilda y Villa Cañás por su respaldo y por proporcionar los medios para desarrollar este trabajo. Un agradecimiento muy especial al Sr. Profesor Hugo Lanas, miembro de COCAdE y profesor del Instituto Manuel Leiva de Casilda, por la gran ayuda proporcionada desde un primer momento en todo el desarrollo del trabajo que presentamos aquí, sin ella hubiera sido prácticamente imposible efectuar la labor presentada en Casilda.

Digitalización de los primeros volúmenes del BAAA

E.C. Fernández[1], P. Méndez Moura[1], C.J. Nusch[1,2], M.R. De Giusti[1,2], L. Calamante[1], L. Folegotto[1], Y. Aidelman[3,4], L.S. Cidale[3,4] & R. Gamen[3,4]

[1] *Proyecto de Enlace de Bibliotecas y Servicio de Difusión de la Creación Intelectual, UNLP, Argentina*
[2] *Centro de Servicios en Gestión de Información, Comisión de Investigaciones Científicas de la Provincia de Buenos Aires, Argentina*
[3] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[4] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*

Contacto / carlosnusch@prebi.unlp.edu.ar

Resumen / El Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía (BAAA) es el medio oficial para registrar y difundir la actividad científica de los astrónomos argentinos. Las publicaciones de estos boletines, desde el volumen 40, están disponibles en forma digital, pero el acceso a los números anteriores, es posible sólo a través de algunas bibliotecas de instituciones astronómicas. Dado que el acceso a los mismos es limitado (o imposible), nos hemos propuesto digitalizar dichas publicaciones para su preservación y difusión en el repositorio institucional de la Universidad Nacional de La Plata, mediante el Servicio de Difusión de la Creación Intelectual. En este trabajo, describimos el procedimiento de digitalización y las características específicas de los productos generados.

Abstract / The Bulletin of the Argentine Astronomy Association (BAAA) is the official publication to record and disseminate the scientific activity of Argentinian astronomers. These bulletins, from volume 40, are available in digital form, but access to the previous numbers is possible only through some astronomy libraries. Since access to these documents is limited (or impossible), we have set out to digitalize these publications for their preservation and dissemination in the institutional repository of the National University of La Plata, through the Intellectual Creation Dissemination Service. In this work, we describe the digitization procedure and the specific characteristics of the products generated.

Keywords / publications, bibliography — astronomical databases: miscellaneous

1. Introducción

El Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía (BAAA) es el medio oficial de la Asociación Argentina de Astronomía (AAA) abocado a registrar y difundir la actividad científica de los astrónomos argentinos. En sus volúmenes hay contribuciones de diversas áreas de trabajo, desde desarrollos instrumentales hasta trabajos de cosmología con estrellas RR Lyrae, pasando por los trabajos de búsqueda de sitio llevados a cabo en la década del 60 del siglo pasado (Muñoz & Cabrera, 1961, 1963) y la contribución sobre la distribución de brillo de una galaxia (alias "perfil de Sérsic", Sérsic, 1963).

Lamentablemente, los artículos publicados en los boletines de la AAA están disponibles en forma digital sólo a partir del volumen 40 (año 1996). El acceso a los números anteriores era posible sólo a través de algunas bibliotecas de instituciones astronómicas. Algunos pocos artículos, publicados en un BAAA anterior al año 1996, se encuentran *on-line* gracias a la buena voluntad de quien se encargó de escanearlo y ponerlo disponible en Internet. Habida cuenta de que la consulta presencial presenta enormes limitaciones, se procedió a digitalizar dichas publicaciones para su preservación y difusión.

Este trabajo se realizó en el contexto del proyecto recientemente creado, en la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas (FCAG) de la Universidad Nacional de La Plata (UNLP), para la REcuperación del TRabajo Observacional Histórico (ReTrOH[⋆]). Este importante acervo patrimonial consta de registros meteorológicos, sísmicos, geomagnéticos y astronómicos que datan de principios del siglo XX. A través del proyecto ReTrOH se propone comenzar con el trabajo de recuperación y puesta en valor de todo dicho patrimonio.

A continuación brindamos detalles sobre el trabajo de digitalización y publicación de los boletines en el Repositorio Institucional de la UNLP, mediante el Servicio de Difusión de la Creación Intelectual (SeDiCI[⋆⋆]). El cual es un servicio libre y gratuito creado para albergar, preservar y dar visibilidad a las producciones de las unidades académicas de la Universidad (De Giusti et al., 2018; Nusch et al., 2018a,b, 2019).

2. El proceso de digitalización

2.1. Estado de conservación

El proceso de digitalización depende de diversos factores entre los cuales se pueden destacar el estado de conservación del papel, el tipo de encuadernación y el formato de impresión. Por lo tanto es preciso, en primera instancia, hacer una inspección del material.

El estado general de los volúmenes, aún de los más

[⋆] `http://retroh.fcaglp.unlp.edu.ar`
[⋆⋆] `http://sedici.unlp.edu.ar`

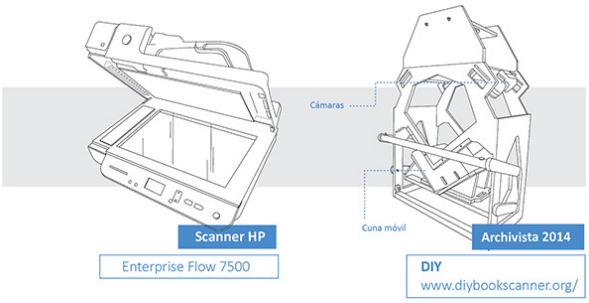


Figura 1: Vista gráfica de los escánenes HP Scanjet Enterprise Flow 7500 (izquerda) y de libros DIY Archivista 2014 (derecha). Dibujos realizados por Lucas Folegotto.

viejos era bueno. Algunas hojas se encontraban amarronadas pero sin manchas ni desprendimientos. Algunos ejemplares habían sido mecanografiados y otros presentaban encuadernaciones ajustadas que no permitían la apertura correcta del boletín. Todos estos factores fueron determinantes para la elección de los escáneres a utilizar.

2.2. Captura

La captura de las imágenes se realizó con un escáner plano HP Scanjet Enterprise Flow 7500 y un escáner de libros DIY Archivista 2014. Este último se utilizó en los volúmenes que presentaban encuadernaciones ajustadas, con el objetivo de asegurar la preservación física de los ejemplares que por cuestiones de la encuadernación mencionada no podían tener un ángulo de apertura de 180° (ver Fig. 1).

3. Edición

3.1. Manipulación y ajustes posteriores

Una vez realizada la captura de las imágenes es necesario realizar un proceso de manipulación y edición de los archivos.

Esta tarea se llevó a cabo con el software Scantailor Advanced el cual permite aplicar las mejoras necesarias para una óptima visualización y prepara los archivos para el proceso de reconocimiento de texto. Este software fue elegido por sus prestaciones y por ser libre. Entre las acciones que fueron realizadas para cada captura podemos mencionar la identificación de páginas (división de páginas, detección del contenido y sus márgenes), el enderezado de las mismas y ajuste de color y contrastes. Todo este proceso se ilustra esquemáticamente en la Fig. 2.

3.2. Reconocimiento óptico de caracteres

Una vez editadas las capturas el proceso de digitalización termina convirtiendo la imagen a un formato adecuado para su visualización en dispositivos electrónicos. Para ello se empleó el software de reconocimiento óptico de caracteres (OCR, por sus siglas en inglés) Abby FineReader. El cual permite convertir documentos escaneados, imágenes, PDF y fotografías digitales en archivos electrónicos compatibles con la búsqueda en la *web*. Su elección, en este caso, se debe a que a pesar de ser un software pago presenta ventajas tales como:

- Detección de tablas, textos, imágenes y los valores contenidos en éstas.
- Reconocimiento de la estructura del texto, títulos, encabezados y pies de página.
- Reconocimiento de tipografías.
- Guardado de archivos en formato PDF/A***, que garantiza la preservación y correcta visualización a largo plazo de documentos electrónicos.
- Permite que el usuario pueda enseñarle a reconocer caracteres considerados ambiguos y aplicarlo desde allí en adelante.

Para ilustrar la potencialidad que tiene este proceso de escaneo y edición de los boletines, para el reconocimiento de tablas impresas, utilizamos el trabajo de Sisteró (1965). Allí se presenta fotometría visual del sistema tipo Algol S Velorum (CPD –44 3864). Mediante la simple acción de "copiar-pegar" en el archivo PDF/A se pudieron obtener los datos observacionales publicados, i.e. día juliano, fase y magnitud, y graficarlos con la efemérides actual del sistema, como se muestra en la Fig. 3.

4. Preservación y acceso a los contenidos

4.1. Preservación

Se guardan tres archivos, un archivo TIFF sin comprimir, un archivo PDF/A sin compresión y otro archivo PDF/A con compresión. Los primeros dos tipos de archivos de alta calidad de imagen están destinados a la preservación digital y el tercero de ellos, de formato comprimido, se utiliza para la difusión en el repositorio. El último archivo puede implicar la pérdida en la calidad del dato, a fin de lograr archivos de menor tamaño, más amigables para el usuario final y para la indexación por parte de *crawlers*. Detalles sobre esto en Nusch et al. (2019).

4.2. Acceso a las publicaciones electrónicas

Como se dijo, los boletines digitalizados están almacenados y disponibles, en su totalidad, a través del Repositorio Institucional de la UNLP, mediante el SeDiCI****, de acceso abierto y bajo Licencia Creative Commons Atribución-NoComercial-CompartirIgual 2.5 Argentina (CC BY-NC-SA 4.0).

Actualmente, estamos trabajando para la incorporación de todos estos trabajos en el SAO/NASA

***El PDF/A es un formato de archivo para el almacenamiento a largo plazo de documentos electrónicos. Está basado en la Versión de Referencia 1.4 de PDF de Adobe Systems Inc. (implementada en Adobe Acrobat 5 y versiones posteriores) y está definido por la ISO 19005-1:2005. Este estándar intenta asegurar que los documentos digitales puedan ser reproducidos con exactitud en el futuro.

****http://sedici.unlp.edu.ar/handle/10915/72927



Figura 2: El software SCANTAILOR ADVANCED permite la manipulación de las imágenes obtenidas. Dibujos realizados por Lucas Folegotto.

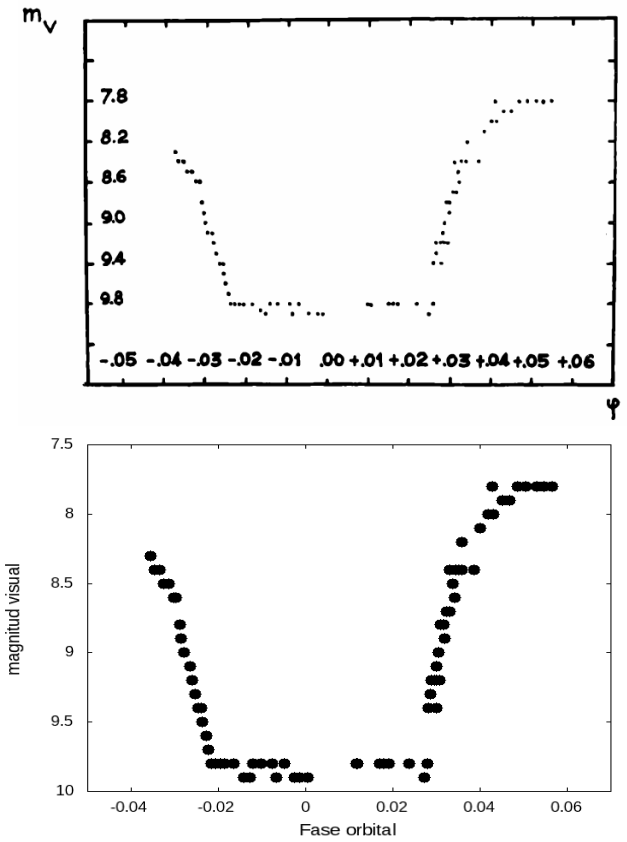


Figura 3: Arriba: Fotometría visual de S Vel publicada en Sisteró (1965). Abajo: Mismos datos recuperados del archivo PDF/A y graficados según efemérides actuales, i.e. T_0=2452504.0250+5.9336475E d.

Astrophysics Data System (ADS). Si bien algunos boletines ya están incorporados (especialmente desde el volumen 40), muchos otros tienen sus respectivas entradas incompletas (falta de resumen y/o títulos, autores, etc.) y fundamentalmente no tienen el acceso al trabajo correspondiente. Es oportuno señalar que la entrada al trabajo de Sisteró mencionado, no existe en el ADS.

5. Conclusiones

La tarea realizada por el equipo de trabajo ha contribuido no solo a la conservación de la totalidad de los volúmenes publicados por la Asociación Argentina de Astronomía desde sus inicios, sino también su difusión y acceso libre por parte de todos los investigadores, docentes u otro tipo de usuarios interesados en el tema.

El estándar utilizado para su preservación digital, el formato PDF/A, permite el copiado y la transformación del texto por el usuario final y la extracción e indexación por parte de *crawlers* y repositorios lo que optimiza y multiplica las vías de acceso a los materiales sin ninguna barrera económica o digital.

Cabe mencionar que así como el trabajo de Sisteró (1965) hay muchas otras publicaciones que a partir de este trabajo de digitalización se encuentran disponibles para la comunidad astronómica internacional. La posibilidad de disponer de información histórica en formato digital permite recuperar datos de varias décadas atrás, para analizarlos con herramientas modernas y contrastarlos con los actuales. Por todo esto, creemos que la digitalización de los BAAA potencia y vuelve a poner en valor el trabajo de los primeros astrónomos argentinos.

Agradecimientos: Agradecemos a las autoridades de la FCAG por confiarnos este proyecto.

Referencias

De Giusti M.R., Pinto A.V., Nusch C., 2018, *Archivos Audiovisuales Universitarios: actualidad y desafíos*
Muñoz F.F., Cabrera L.A., 1961, BAAA, 4, 61
Muñoz F.F., Cabrera L.A., 1963, BAAA, 6, 44
Nusch C., et al., 2018a, *XXVIII Asamblea General del ISTEC 2018 - Congreso Internacional "La influencia de la tecnología en las comunidades del conocimiento"*
Nusch C., et al., 2018b, *VIII Conferencia Internacional sobre Bibliotecas y Repositorios Digitales BIREDIAL-ISTEC*
Nusch C., et al., 2019, *IX Conferencia Internacional sobre Bibliotecas y Repositorios Digitales de América Latina*
Sérsic J.L., 1963, BAAA, 6, 41
Sisteró R.F., 1965, BAAA, 10, 81

Proyecto de digitalización de placas espectrográficas del Observatorio de La Plata

N. Meilán[1], S. Collazo[1], M.R. Alessandroni[1], M. López Durso[1], R.A. Peralta[1], Y. Aidelman[1,2], L.S. Cidale[1,2] & R. Gamen[1,2]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*

Contacto / natulameilan@gmail.com

Resumen / La Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas (FCAG) de la Universidad Nacional de La Plata posee un importante acervo patrimonial que consta de registros meteorológicos, sísmicos, geomagnéticos y astronómicos que datan de principios del siglo XX. Con el objetivo de recuperar y poner en valor estos datos históricos, recientemente se institucionalizó la creación de un archivo científico de la FCAG a través del proyecto de Recuperación del Trabajo Observacional Histórico. En este marco se comenzó con el trabajo de digitalización de espectros estelares registrados en aproximadamente 15 000 placas fotográficas. En este trabajo describimos el proceso de digitalización utilizado, y mostramos algunos resultados obtenidos a partir del análisis de algunos de espectros de la estrella HD 50845 adquiridos en el año 1984.

Abstract / The Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas (FCAG) of the Universidad Nacional de La Plata, has an important heritage collection consisting of meteorological, seismic, geomagnetic and astronomical records dating from the early twentieth century. In order to recover and enhance this heritage, the FCAG established its scientific archive through an institucional project for the recovery of the historical observational work. In this context, we have begun to digitalize stellar spectra registered in about 15 000 photographic plates. In this work, we describe the digitalization process used, and show some results obtained from the analysis of several spectra of the star HD 50845 acquired in 1984.

Keywords / techniques: spectroscopic — atlases

1. Introducción

La Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas (FCAG) de la Universidad Nacional de La Plata (UNLP), posee un importante acervo patrimonial que consta de registros meteorológicos, sísmicos, geomagnéticos y astronómicos que datan de principios del siglo XX. Con el objetivo de recuperar y poner en valor estos datos históricos, recientemente se institucionalizó la creación de un archivo científico a través del proyecto de Recuperación del Trabajo Observacional Histórico (ReTrOH*).

En particular, la FCAG cuenta con una gran colección de placas espectrográficas y fotográficas, producto de observaciones realizadas entre las décadas del '20 y del '80 por renombrados astrónomos argentinos. Este patrimonio "analógico" incluye observaciones de objetos variables que actualmente han cobrado mucho interés para la astrofísica moderna. Se estima que hay más de 15 000 espectros registrados en placas, tomadas con instrumentos instalados en los observatorios astronómicos de La Plata, de Bosque Alegre (Córdoba) y Cerro Tololo en Chile. Estas observaciones constituyen un registro único, y de alto valor histórico, de diversos relevamientos del cielo austral iniciados en el siglo pasado hasta la década del '70 cuando comenzaron a operar los observatorios europeos y norteamericanos en Chile (Cerro Tololo, La Silla, y Las Campanas). El patrimonio astronómico argentino también incluye un porcentaje menor de observaciones realizadas en el hemisferio Norte.

Sin embargo, la forma en que estos datos están disponibles no es útil, ya que no permite acceder a ellos con herramientas y software modernos (ver Fig. 1). Además, las máquinas para acceder a las placas (densitómetros, por ejemplo) no están operativas. Por estos motivos decidimos encarar la digitalización de todas las placas espectrográficas para luego procesarlas y poder convertirlas al formato estándar actual (formato FITS).

Finalmente, el material digitalizado estará disponible a través del Servicio de Difusión de la Creación Intelectual**, repositorio institucional de la UNLP. Los espectros extraídos serán publicados a través del Observatorio Virtual Argentino (NOVA) en formato compatible con las herramientas del Observatorio Virtual.

2. Metodología

2.1. Recuperación de placas fotográficas y sus respectivos metadatos

El primer paso consiste en reunir en un solo lugar las colecciones existentes junto con las planillas/cuadernos de

*`http://retroh.fcaglp.unlp.edu.ar`

**SeDiCI. `http://sedici.unlp.edu.ar/handle/10915/74678`

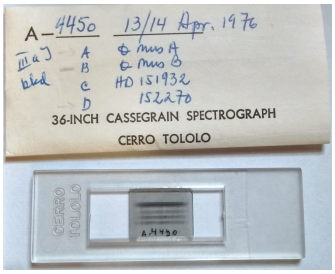


Figura 1: Placa espectrográfica junto al sobre que la conserva, incluyendo datos manuscritos por el observador.

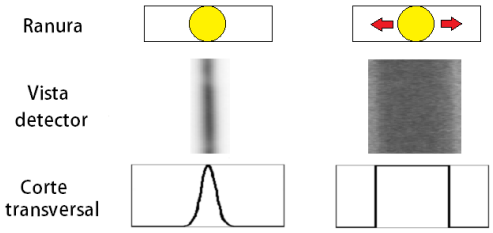


Figura 2: Comparación de los modos de observación actuales (izquierda) y antiguos (derecha).

observación. Luego, las placas son examinadas con el objeto de remover diversos agentes nocivos, tanto biológicos, como inertes, que comprometen la vida útil de la placa y ponen en riesgo el contenido científico en el que reside su valor patrimonial***.

2.2. Escaneado de las placas

Esta tarea la realizamos con un escáner marca *Nikon* 9000ED, adquirido por el NOVA con fondos del CONICET. Este equipo es un barredor de placas y diapositivas que provee una resolución de 4000 dpi y una resolución de color de 48 bits, optimizado para placas fotográficas espectrales. El escáner cuenta con dos carriles ligeramente diferentes sobre los cuales se posiciona el material que se desea escanear, siempre en el sentido de la dispersión espectral. Debido a que ninguno de los dos carriles estaba adaptado específicamente para el tamaño de las placas con las que se llevaron a cabo las primeras pruebas fue necesario diseñar un dispositivo con el fin de dar soporte a las placas. De este modo escaneamos las placas. Las imágenes fueron guardadas en formato TIFF (*Tagged Image File Format*).

La configuración elegida del escáner para el proceso de digitalización de las placas fue seleccionada a partir de varias pruebas realizadas. Primeramente analizamos la cantidad de puntos por pulgada (dpi). Para ello calculamos la cantidad de micrones por punto con el objetivo de establecer cuál sería el tamaño de "1 píxel", que resulta ser de 6.35 μm de lado para una resolución de 4000 dpi. Este valor es del orden del tamaño de los granos de la emulsión utilizada en la placa (típicamente entre 3 y 4 μm; Wallace, 1904). Esto significa que la resolución de las imágenes digitalizadas es muy similar a la resolución real de la placa.

Por otra parte, el teorema del muestreo de Nyquist-Shannon demuestra que la reconstrucción exacta de una señal periódica continua en banda base a partir de sus muestras, es matemáticamente posible si la señal está limitada en banda y la tasa de muestreo es superior al doble de su ancho de banda. En los espectros digitalizados con 4000 dpi, las líneas de la lámpara de comparación tienen un ancho total a mitad de intensidad, $FWHM \lesssim 5$ pixeles, lo que permite ajustarlas óptimamente con una función gaussiana.

Teniendo en cuenta el tamaño de los granos de la emulsión, el teorema del muestreo, y el análisis comparativo entre espectros publicados y escaneados (descrito en la Sect. 3.), concluimos que la configuración adoptada para el escáner, i.e resolución de 4000 dpi en escala de grises de 16 bits, es la óptima ya que es la que mejor reproduce los datos originales.

2.3. Generación del espectro FITS

Una vez escaneada la placa en formato TIFF, ejecutamos un programa que convierte a formato FITS, que es actualmente el formato estándar para el almacenamiento de datos astronómicos. Se incorporan los metadatos en el *header* de la imagen (mediante diversas tareas de IRAF) con un código escrito en PYTHON, que presenta una interfaz interactiva que agiliza el proceso.

Dicho código, además, busca automáticamente el objeto en la base de datos Simbad para validar el nombre, y obtener sus coordenadas en el sistema ICRS y el tipo espectral. Luego, el código, precesa las coordenadas para llevarlas a la época y al equinoccio correspondiente a la fecha de observación y calcula el tiempo sidéreo local. Así obtenemos un archivo con el formato FITS Standar validado por el IVOA y listo para ser extraído.

2.4. Extracción del espectro

Esta es la etapa más compleja y crucial de la metodología. Los espectros están registrados de una manera muy distinta a la actual. En las observaciones con CCD, se busca que la estrella esté bien centrada y en una única posición de la ranura del espectrógrafo. En cambio, cuando se utilizaban placas fotográficas, se "paseaba la estrella" sobre la ranura para obtener una traza ancha y poder visualizar el espectro sobre la placa. De modo que el corte transversal a la dispersión es absolutamente diferente, como se muestra en la Fig. 2.

Además, en las observaciones fotográficas, se registraban en la misma placa, usualmente, arriba y abajo del espectro del objeto astrofísico, el espectro de comparación. Por esta razón las tareas de IRAF no funcionan como se desea, por lo que variaciones *ad–hoc* fueron consideradas (ver detalles en la tesis de licenciatura de Meilán, 2018). Se deben extraer los espectros de ciencia y los dos de comparación con la misma geometría. Resolvimos esto extrayendo los espectros de comparación

***Se han encargado dos informes al respecto, uno micológico y otro entomológico. Este último ha identificado ejemplares de la araña Loxosceles laeta –vulgarmente conocida como "araña de los cuadros"- la cual es considerada como muy peligrosa por su veneno hemolítico y proteolítico, que causa severas necrosis cutáneas y es potencialmente mortal. Ambos informes se pueden leer en la página web de ReTrOH.

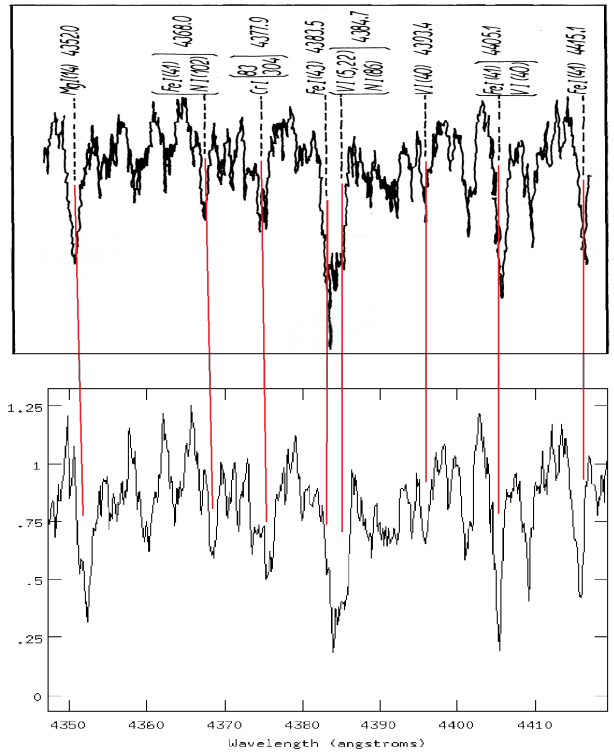


Figura 3: Comparación entre el espectro publicado por Sahade et al. (1987, arriba) y el digitalizado (abajo).

considerándolos como el "fondo" con la tarea APALL. Luego, se calibraron las lámparas de hierro utilizando registros fotográficos de las líneas.

3. Resultados

De la extensa colección de placas disponibles, se han escogido cinco placas correspondientes al objeto HD 50845 adquiridas por los Dres. Jorge Sahade y Adela Ringuelet con el espectrógrafo Coudé del telescopio de 1.5 m de CTIO, Chile, durante 1984. Dichos espectros fueron analizados oportunamente y los resultados publicados en Sahade & Ringuelet (1985) y Sahade et al. (1987) por lo que constituyen una muestra ideal para la verificación de la metodología aquí descripta.

Realizamos un análisis cualitativo de los espectros digitalizados. Encontramos que los espectros digitales obtenidos respetan absolutamente la morfología de los espectros publicados, como puede verse en la Fig. 3.

Adicionalmente, realizamos un análisis cuantitativo. Medimos la velocidad radial en las mismas líneas publicadas con un error del orden de los 5 $\mathrm{km\,s^{-1}}$; y la intensidad de ciertas líneas obteniendo también un excelente acuerdo con lo publicado por Sahade, como se muestra en la Fig. 4.

4. Conclusiones

La fidelidad de los datos obtenidos a partir de los espectros digitalizados con respecto a los resultados originales es prueba de que el método de digitalización propuesto en este trabajo es adecuado. En la actualidad se cuenta

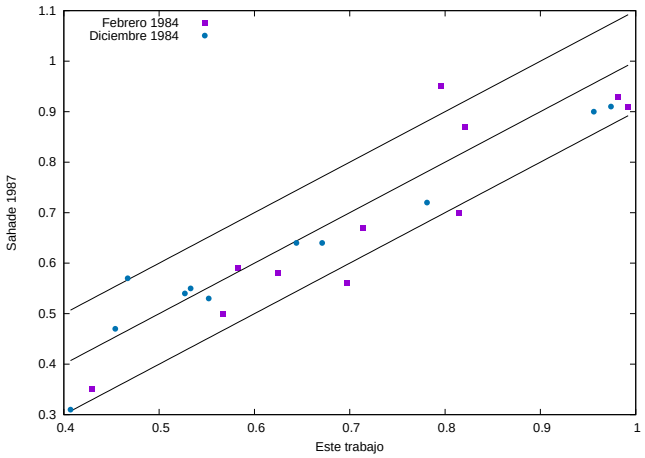


Figura 4: Comparación entre las intensidades de línea obtenidas de los espectros digitalizados en este trabajo con los de Sahade et al. (1987). Las rectas corresponden a la identidad y a las paralelas desplazadas en 0.1.

con herramientas computacionales, que no solo facilitan el cálculo, sino que lo generan de manera más precisa.

La posibilidad de disponer de los datos históricos en formato digital permite, no solo comparar dichas observaciones con las actuales para detectar diferencias/variaciones de fuentes astronómicas sobre un período de tiempo extenso, cubriendo aproximadamente 100 años de observación, sino también analizar los datos de varias décadas atrás con herramientas modernas, y contrastarlos con los modelos teóricos actuales. Esto implica que nuevos descubrimientos están latentes en las placas fotográficas.

Considerando la gran colección de placas fotográficas existentes no solamente en la FCAG, sino en otros observatorios, como ser el OAC, se ve la necesidad de comenzar con el proceso de recuperación de las observaciones históricas pertenecientes al patrimonio astronómico argentino. Es por todo esto, que la importancia del trabajo realizado excede los resultados aquí presentados ya que se cuenta con un método práctico, simple y genérico que permite digitalizar cualquier placa espectrográfica sin importar su tamaño o resolución. De este modo se garantiza la recuperación de datos almacenados en formatos obsoletos y su disponibilidad en formato digital para toda la comunidad astronómica.

Agradecimientos: Agradecemos a las autoridades de la FCAG por confiarnos este proyecto. A la AAA que colaboró en el concurso de las dos becas de otoño NOVA–AAA ganadas por Santiago Collazo y María del Rosario Alessandroni. Todos posibilitaron que este proyecto comience a dar resultados.

Referencias

Meilán N.S., 2018, *Recuperación del patrimonio observacional histórico. Elaboración de un método óptimo de digitalización y extracción de datos*, Master's thesis, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina
Sahade J., Ringuelet A.E., 1985, IBVS, 2710, 1
Sahade J., Ringuelet A.E., Rotstein N., 1987, PASP, 99, 971
Wallace R.J., 1904, ApJ, 20, 113

Fractal dimension in star formation regions

T. Canavesi[1,2] & S. Hurtado[2,3]

[1] *Instituto de Física de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[2] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[3] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

Contact / tobiascanavesi@gmail.com

Resumen / Varios estudios en dos dimensiones muestran que las zonas de formación estelar HII en diferentes galaxias del tipo espiral tienen una dimensión fractal de aproximadamente 2.3. En este trabajo se calcula la dimensión fractal a través del método de box counting mediante la implementación de un código en R. Lo innovador del trabajo consiste en calcular la dimensión fractal directamente en 3 dimensiones, sin necesidad del uso de proyecciones, y la utilización de las posiciones y distancias de la misión *Gaia* (Data Release 2). La dimensión fractal estimada de las regiones estudiadas en la vía láctea es 2.468 (M16), 2.126 (Nebulosa de Orión) y 2.435 (RCW 38).

Abstract / Several two-dimensional studies in spiral galaxies show that HII star formation regions have a fractal distribution, with a fractal dimension of approximately 2.3. In this work, the fractal dimension is calculated through the box-counting method implemented in an R code. The innovation of the work lies in calculating the fractal dimension directly in 3 dimensions, without the need for the use of projections, using position and distance data from *Gaia* (Data version 2). The estimated fractal dimension for the regions studied in the Milky Way are 2.468 (M16), 2.126 (Orion Nebula) and 2.435 (RCW 38).

Keywords / methods: numerical — Galaxy: structure — HII regions

1. Introduction

Historically, interest in geometry has been stimulated by its applications to nature. The ellipse assumed importance as the shape of planetary orbits, as did the sphere as the shape of the Earth. Geometry of ellipse and sphere can be applied to these physical situations. A similar situation pertains to fractals. Recent physics literature shows a variety of natural objects that are described as fractals, cloud boundaries, topographical surfaces, coastlines, turbulence in fluids, and so on. None of these are actual fractals, their fractal features disappear if they are viewed at sufficiently small scales. Nevertheless, over certain ranges of scale they appear very much like fractals, and at such scales may usefully be regarded as such.
Several works suggest a fractal structure at different scales of the universe such as galaxy clusters or HII regions (Pietronero, 1987; Elmegreen & Elmegreen, 2001; Sanchez & Alfaro, 2010). Fractal objects share a symmetry called scale invariance, so they are invariant under a transformation which change a small part of a picture for a bigger one. We can characterize fractal systems by calculating their fractal dimension (FD).
In Sec. 2., we introduce the data of the three star formation regions that have been studied. Then in Sec. 3., the box-counting dimension is explained as a way to estimate the FD for a data set, and the computed FD is given for each region. Finally, we present the conclusions and the importance of a good algorithm for FD estimation (see Sec. 4.).

2. Data

Gaia is a mission to chart a three-dimensional map of our Galaxy, (Gaia Collaboration et al., 2016). It serves, among other things, to study the composition, formation and evolution of the Galaxy. *Gaia* provides radial velocity and position measurements with the necessary precision to produce data that will allow the study of more than one billion stars in our Galaxy and in the entire Local Group.
The Data Release 2 of the *Gaia* mission (Gaia Collaboration et al., 2018) was used to obtain the Cartesian coordinates of stars for three star formation regions RCW 38, Orion Nebula and M16, which distances are directly taken from Bailer-Jones et al. (2018). With this, a spatial graph of the stars can be achieved and the box-counting dimension computed (see Sec. 3.). For RCW 38 we consider a distance of 1700 pc with an error of ± 300 pc, and a cube of 300×300 pc, for M16 a distance of 1750 pc with an error of ± 300 pc, so we consider a cube of 300×300 pc, and for Orion Nebula a distance of 400 pc with an error of ± 100 pc, so consider a cube of cube of 100×100 pc.

3. Box-counting Dimension

A fractal is by definition a set for which the Hausdorff-Besicovitch dimension strictly is not equal to the euclidean dimension. The Hausdorff-Besicovitch dimension is not practical to compute so alternative definitions are used. The most common and used definition is the Box-Counting dimension (Feder, 2013). Let be F a sub-

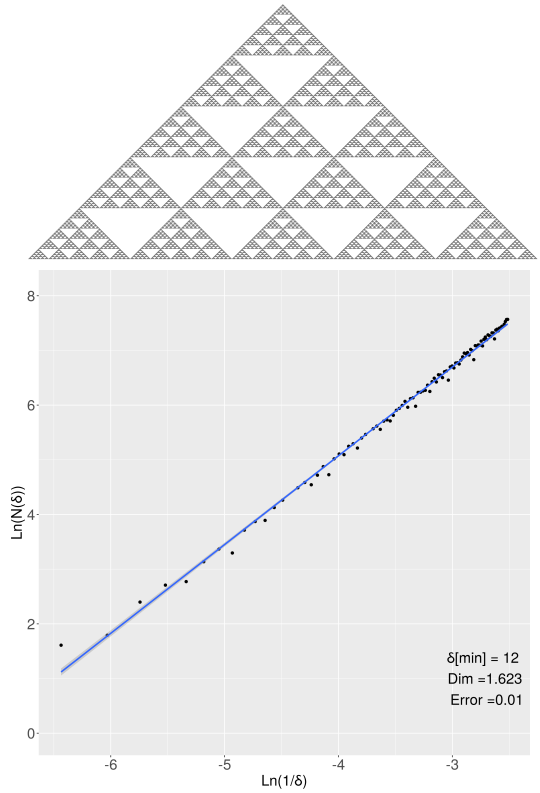


Figure 1: Top panel: Pascal triangle module 3. Bottom Panel: fitted FD of the Pascal triangle module 3.

set $F \in \mathbf{R}^n$, with $N_\delta(F)$ the number of $\delta - mesh$ cubes that intersect F, the boxcounting dimension (dim_b) is:

$$dim_b F = \lim_{\delta \to 0} \frac{\log N_\delta(F)}{-\log \delta}. \quad (1)$$

Note that $dim_b F$ is the slope of $\log N_\delta(F)$ vs. $-\log \delta$. We developed the algorithm to calculate this dimension in 2D and 3D in R (R Core Team, 2019), avoiding both boundary and small data set problems. In order to test the algorithm, we compute the fractal dimension of a known fractal. The used fractal was the Pascal triangle module 3 for which we obtained a $FD = 1.623$ while the real FD is 1.6309 (Fig. 1).

The definition of the Hausdorff dimension of a set of particles requires the diameter of the covering sets to vanish. In our case of study, we have a characteristic smallest length scale, this is where the fractal structure of HII regions disappears. We associate this value with δ_{min} which considering the three regions gives us an average of 44.33 pc. To find the δ_{min} we analyze the $\log_{10} N_\delta(F)$ vs. $-\log_{10} \delta$ plot for all the stars and analyze when we lose the linear behavior.

If we assume unchanged density, we can consider the fractal dimension as the mass dimension, this is based on the idea of how a system mass scales, so:

$$M(R) \sim R^{dim_b} \; ; \delta_{min} \leq \delta \leq \delta_{max}. \quad (2)$$

Where δ_{max} is the size of the studied domain. If we assumed that matter with constant density is distributed over the fractal, then the mass of the fractal enclosed in a volume of a characteristic size R satisfies the power law of Eq. 2, with $dim_b \notin \mathbb{Z}$. Whereas for a regular $3D$ Eucliadian object the dimension mass scales: $M(R) \sim R^3$. For more details see Tarasov (2011).

Table 1: Coordinates and FD of the three studied regions.

Object	α (J2000)	δ (J2000)	Distance (pcs)	FD
M16	18:18:48	-13:48:24	1750	2.468±0.074
Orion Nebula	05:35:17.30	-05:23:28	400	2.126±0.169
RCW 38	08:59:05.50	-47:30:39.4	1700	2.435±0.016

Through our box-counting algorithm, we were able to obtain the FD of three star formation regions in the Milky Way using *Gaia* data. The obtained FDs are: $FD_{M16} = 2.468$, $FD_{OrionNebula} = 2.126$ and $FD_{RCW38} = 2.435$ (see Tab. 1 and Fig. 2). These values are in concordance with FD values ($FD \sim 2.3$) obtained by Elmegreen & Elmegreen (2001) for stars formation regions in different galaxies.

4. Conclusions

We found that the three star formation regions have a fractal dimension near 2.3. This is important to support that the mass-size relationship can result from the fractal nature of this type of regions. Note that, these results are independent of the star formation distance, as was previously argued by Elmegreen & Falgarone (2009).

The innovative aspect of this work is that the FD is calculated for the first time using *Gaia* data in the Milky Way, without using projections as necessary for two dimensions, achieving values similar to those obtained by Elmegreen & Elmegreen (2001). *Gaia* release can be used to further studied the fractal properties of the Milky Way.

References

Bailer-Jones C.A.L., et al., 2018, AJ, 156, 58
Elmegreen B., Falgarone E., 2009, ApJ, 471, 816
Elmegreen B.G., Elmegreen D.M., 2001, AJ, 121, 1507
Feder J., 2013, *Fractals*, Springer Science & Business Media
Gaia Collaboration, et al., 2016, A&A, 595, A1
Gaia Collaboration, et al., 2018, A&A, 616, A1
Pietronero L., 1987, Physica A Statistical Mechanics and its Applications, 144, 257
R Core Team, 2019, *R: A Language and Environment for Statistical Computing*, R Foundation for Statistical Computing, Vienna, Austria
Sanchez N., Alfaro E.J., 2010, The fractal spatial distribution of stars in open clusters and stellar associations
Tarasov V.E., 2011, *Fractional dynamics: applications of fractional calculus to dynamics of particles, fields and media*, Springer Science & Business Media

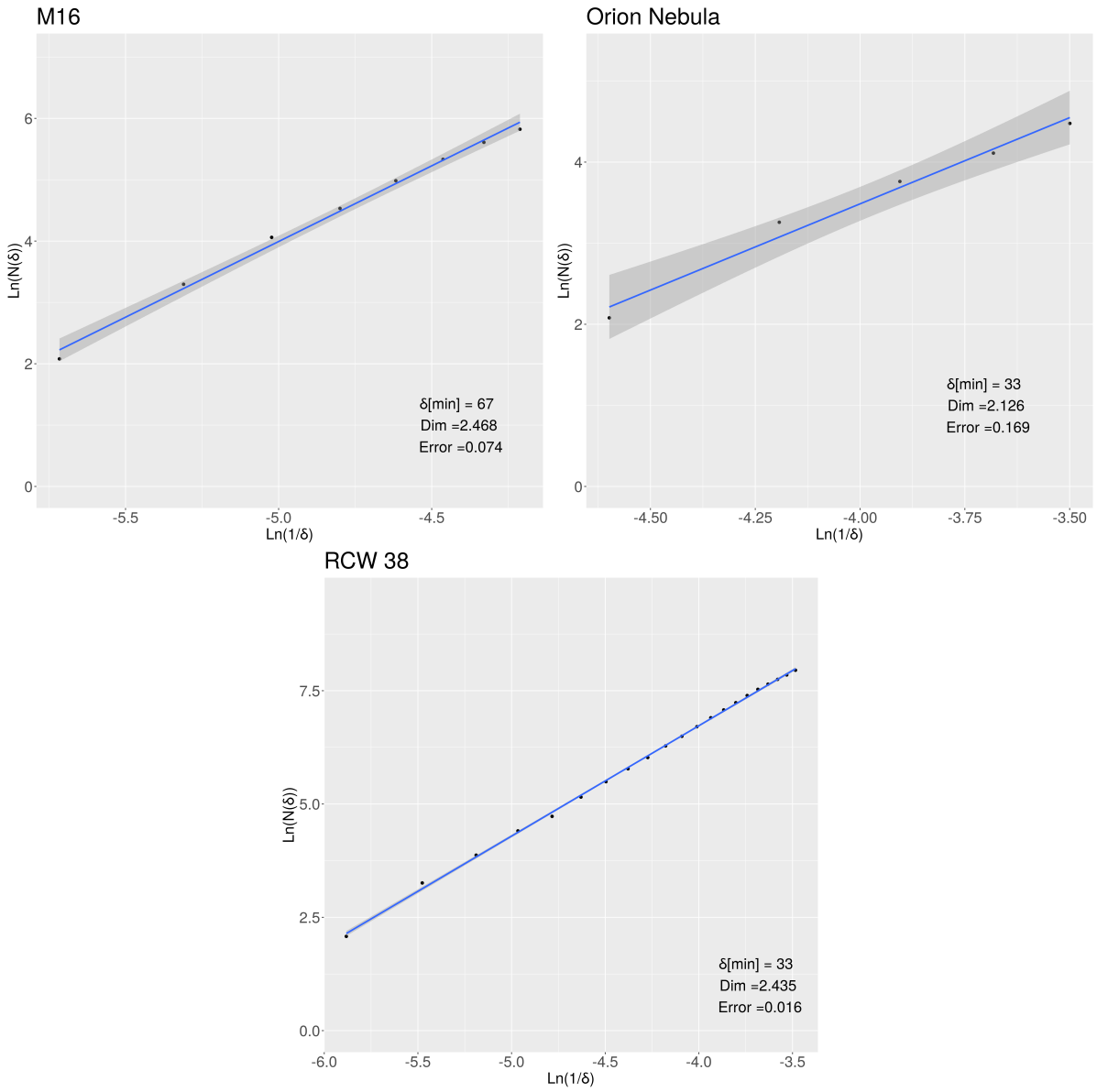


Figure 2: FD fitted for the three studied regions, where $\delta[min]$ is the smallest length scale in pc and Dim is the FD (see Eq. 1).

Búsqueda de patrones sobre grandes volúmenes de datos temporales

D.D. Carpintero[1,2], E. Gularte[3] & G. Baume[1,2]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[3] *Geodesia Espacial y Aeronomía, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

Contacto / ddc@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Se ha realizado un estudio comparativo de diferentes técnicas de minería de datos, aplicadas al caso particular de dependencia temporal, alta dimensionalidad y muestreo irregular. Para realizar el reconocimiento de patrones en el conjunto de datos se utilizaron tanto técnicas supervisadas (árboles de decisión) como no supervisadas (reglas de asociación y técnicas de agrupamiento). Se presenta un ejemplo de aplicación para caracterizar la ionósfera terrestre usando datos a lo largo de un ciclo solar, provistos por sondadores ubicados en latitudes geográficas medias. Nuestro análisis ha permitido describir y predecir el comportamiento ionosférico en base a los distintos enfoques provistos por las técnicas implementadas.

Abstract / We have carried out a comparative study of different data mining techniques, applied to the case of time dependence, high dimensionality and irregular sampling. We have used supervised (decision trees) and unsupervised (association rules and clustering) techniques to recognize patterns within the data. We present an implementation example, in which the terrestrial ionosphere is characterized by means of data obtained at mid-latitudes during a solar cycle. Our analysis allows to describe and predict the ionospheric behaviour based on the different approaches, provided by the implemented techniques.

Keywords / methods: data analysis — techniques: miscellaneous — Earth

1. Introducción

En la actualidad, en Astronomía se dispone de bases de datos estructuradas de gran volumen y con una elevada tasa de crecimiento. Dichos datos pueden ser espaciales, temporales, secuenciales o multimedia. Este panorama requiere el uso de técnicas automáticas y objetivas para procesarlos y analizarlos, exigiendo un replanteo de los métodos tradicionales.

En cada base, los datos poseen ciertas características que los definen. Estas características pueden ser valores de alguna variable física continua (velocidad, presión, etc.), discreta (día del mes, dimensión del espacio, etc.) o incluso no cuantitativa (forma, color, etc.). Así, se abre la posibilidad de una búsqueda sistemática de patrones en función de las características disponibles.

En este trabajo se presenta un estudio preliminar de diferentes técnicas de minería usando datos temporales de muchas dimensiones y con un muestreo irregular. En particular, se aplicaron dichas técnicas para caracterizar el comportamiento de la ionósfera terrestre en latitudes medias.

2. Datos

Se utilizaron datos correspondientes a las siguientes estaciones ionosféricas de Sudáfrica: Grahamstown, Hermanus, Louisvale y Madimbo. Dichos datos fueron obtenidos de DIDBase (*Digital Ionogram Database*) a través del portal *Global Ionospheric Radio Observatory* (GIRO, `http://giro.uml.edu/`), abarcando prácticamente todo el ciclo solar 24 (período 2009-2018).

Las características utilizadas para cada observación fueron el instante en que se llevó a cabo (tiempo local LT y fecha) y diferentes parámetros ionosféricos: frecuencias máximas fo para las cuales las señales de radio de un sondador son reflejadas y sus correspondientes alturas h para las capas E, Es, F, F1 y F2, y el factor de propagación MD de la región $F2$ que representa la frecuencia óptima para transmitir una señal a una distancia de 3000 km (Kelley, 1989). También se utilizaron otros parámetros físicos como índices geomagnéticos (ap y DST = *Disturbance Storm-Time*) e índices de actividad solar.

3. Metodología y resultados

La primera etapa del procedimiento fue la identificación y eliminación de datos anómalos (*outliers*), definidos como aquellos datos que difieren en más de 3σ de los valores medios obtenidos a través de un suavizado con filtro gaussiano. A continuación se realizó, según el caso, la normalización o la categorización de las características. Como paso siguiente, se aplicaron reglas de asociación y técnicas de agrupamiento para describir el comportamiento ionosférico, así como también la construcción de árboles de decisión para vincular los parámetros ionosféricos con la actividad geomagnética.

Las diferentes etapas del procedimiento fueron llevadas a cabo utilizando las bibliotecas en PYTHON provis-

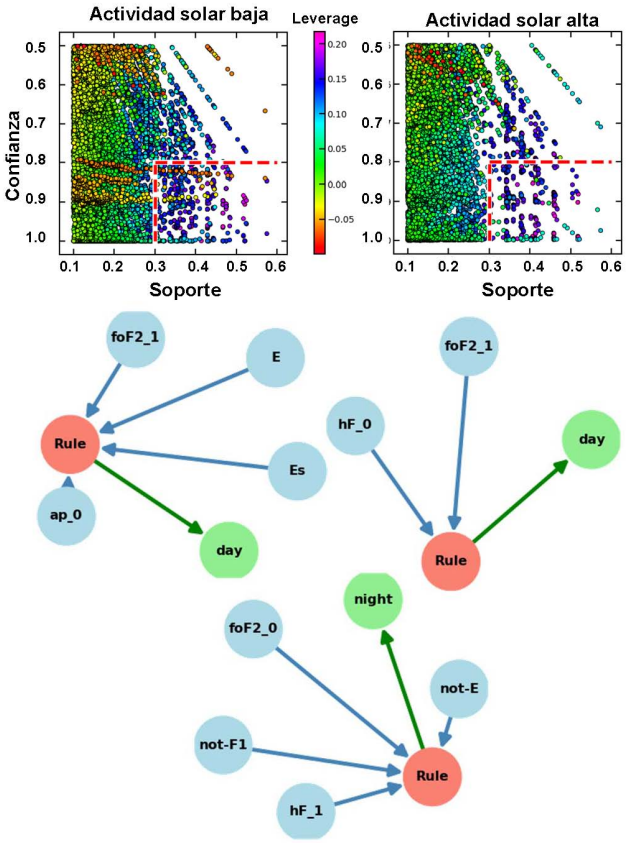


Figura 1: Reglas de asociación correspondientes a la estación Grahamstown. Paneles superiores: Localización de las reglas de asociación de acuerdo a diferentes métricas durante años de baja y alta actividad solar. Grafos inferiores: Representación esquemática de algunas de las reglas.

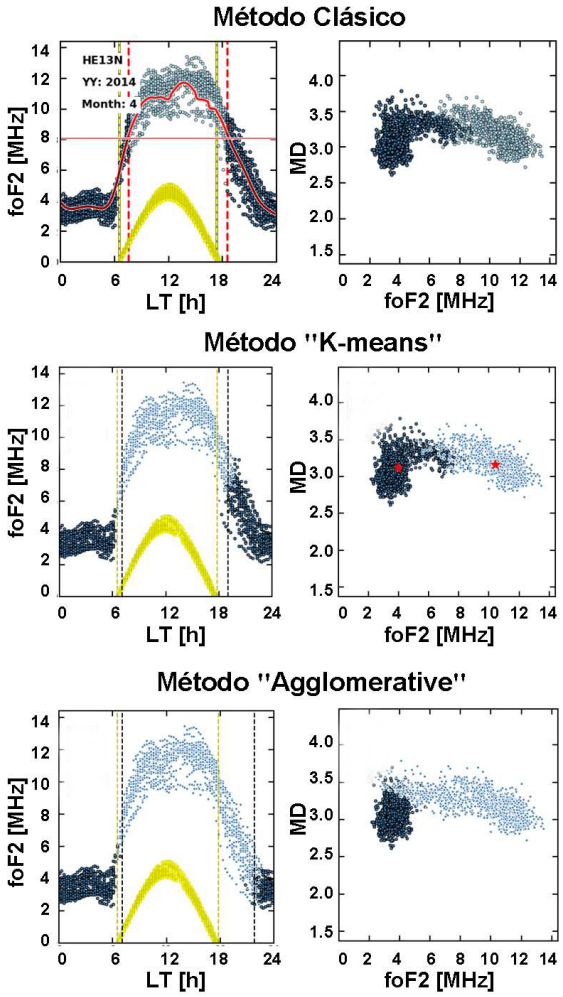


Figura 2: Resultados de diferentes técnicas de agrupamiento sobre los datos de la estación Hermanus en un dado mes de un año de alta actividad solar. En amarrillo se denota la trayectoria del sol durante el día, mientras que la curva roja en el panel superior izquierdo representa valores medios.

tas por Scikit Learn (Pedregosa et al., 2011) y MLXtend (Raschka, 2018).

3.1. Reglas de asociación

Para obtener las reglas de asociación se empleó el algoritmo *A priori* (Witten et al., 2011), agrupando los datos por año y por estación. Las características seleccionadas fueron: $foF2$, hF, MD, $hmF2 - hF$ (espesor de la capa F2), E, Es, F1, ap y LT. Las mismas se categorizaron de la siguiente manera: un bajo o alto valor; la presencia o no de las capas E, Es y F1; un bajo, medio o alto valor del índice ap, y la presencia o no del Sol (día y noche).

Las reglas de asociación así encontradas se evaluaron mediante diferentes métricas (Witten et al., 2011): confianza (*confidence*), alza (*lift*), soporte (*support*), convicción (*conviction*) e influencia (*leverage*), y se seleccionaron aquellas con mejor rendimiento general (rectángulos rojos punteados en la Fig. 1, en la cual solo se han graficado *soporte*, *confianza* e *influencia*).

Las reglas seleccionadas son coherentes con el comportamiento conocido de la ionósfera (Kelley, 1989), reforzando la validez de la metodología utilizada. La cantidad de reglas halladas durante la actividad solar alta es menor que en la actividad solar baja, indicando menor cantidad de vínculos entre las características consideradas. Además, la Fig. 1 revela la presencia de grupos de reglas cuyas métricas se encuentran vinculadas linealmente entre sí.

3.2. Agrupamiento

Por otra parte, las técnicas de agrupamiento clásicas (Kelley, 1989) se compararon con las técnicas promedios K (*K-means*) y aglomeración (*agglomerative*) (Witten et al., 2011); los resultados pueden verse en la Fig. 2. Los datos se subdividieron por año, por estación y por mes. Las características consideradas fueron $foF2$, hF, MD y LT, las cuales fueron previamente normalizadas. Se ensayaron distintas métricas para el cálculo de distancias, y al no encontrarse mayores diferencias en los resultados se optó por utilizar la métrica euclidiana.

La búsqueda se centró en la distinción de dos grupos: uno bajo la acción de los efectos del Sol y el otro no. Finalmente, para la validación de cada una de las técnicas

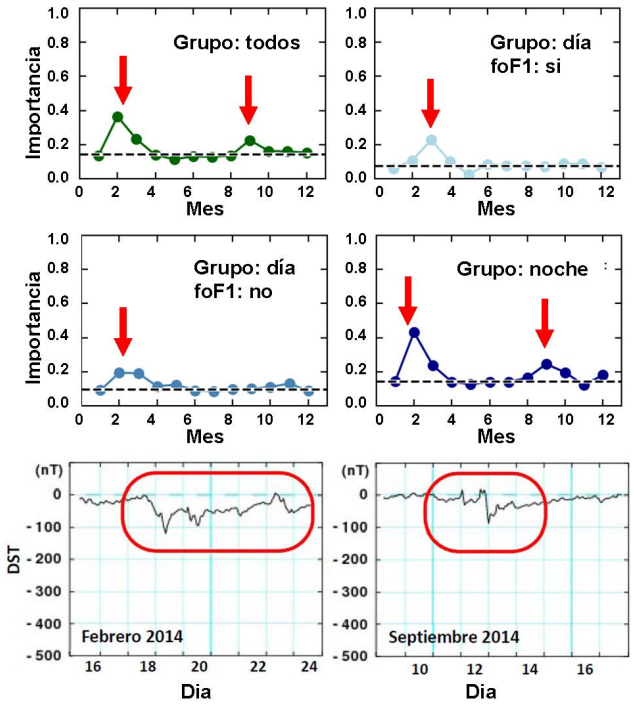


Figura 3: Resultados para la estación Grahamstown durante un año de alta actividad solar. Paneles superiores y medios: Importancia de *MD* a lo largo del año para diferentes conjuntos de datos (ver texto). Paneles inferiores: Indice *DST* en dos meses del año con actividad geomagnética. Las flechas indican los eventos significativos en *MD* correlacionados con las alteraciones registradas en el índice *DST*.

se utilizó el índice de perfilado (*silhouette*, Witten et al., 2011), que relaciona la distancia de los miembros dentro de su grupo con la distancia entre grupos.

En la Fig. 2 se presenta un ejemplo de aplicación. En general, los grupos encontrados por el método de promedios K son similares, aunque algo mejores, que los obtenidos con el método clásico. Además, el método de promedios K provee las coordenadas de los centros de los grupos en el espacio de las características utilizadas (denotado por estrellas rojas en la Fig. 2). Sin embargo, el método de aglomeración brinda los mejores resultados, incorporando el efecto residual del Sol después del atardecer. Esto es debido a que este método se basa en la distancia entre los datos de cada grupo y no en la distancia a un centro común. En general, el comportamiento de los grupos encontrados es similar en todas las estaciones de medición, siendo consistente con el hecho de que todas se encuentran en latitudes medias.

3.3. Árboles de decisión

Como técnica de predicción se utilizó la técnica supervisada *árboles de decisión* (*Random Forest Decision trees*, Witten et al., 2011), a fin de identificar la actividad geomagnética a partir de los parámetros ionosféricos. Se consideraron los índices geomagnéticos *ap* y *DST* como variables de salida. En ambos casos se adoptó tanto la modalidad numérica (regresión) como la categórica (clasificación). Los datos utilizados fueron separados por año, mes y estación, y agrupados por presencia o no del Sol (día - noche) y por presencia o no de la capa F1 durante el día. Las características de entrada fueron la frecuencia, el espesor y la altura de las capas, junto con el tiempo local.

El índice de importancia (Witten et al., 2011) de las características utilizadas sirvió para identificar las tormentas geomagnéticas. Los resultados se compararon con el comportamiento del índice geomagnético.

El índice *DST* en formato numérico arrojó los resultados con mayor sensibilidad de detección. Además, se encontró que las características *MD* y $foF2$ resultaron importantes en todos los casos estudiados. En los casos de alta actividad solar, las características vinculadas con las alturas de las capas correlacionaron con las tormentas geomagnéticas (ver Fig. 3).

4. Conclusiones

En sistemas complejos, de muchas dimensiones, las relaciones y correlaciones entre los distintos parámetros son en general difíciles de determinar, excepto que se tenga a disposición un modelo físico que permita vincular algunos parámetros entre sí. Las reglas de asociación permiten hallar relaciones entre parámetros que de otro modo pasarían inadvertidas. Las técnicas de agrupamiento aglomeran los datos en grupos que comparten ciertas características comunes, mientras que los árboles de decisión permiten establecer la importancia que cada parámetro adquiere en relación con otros, obteniendo así las dependencias entre las características.

Agradecimientos: Este trabajo ha sido parcialmente financiado por el PIP 112-201701-00055 de CONICET y los Programas de incentivos 11/G153, 11/G154 y 11/G158 de la UNLP. Los autores agradecen a South African National Space Agency (SANSA) por brindar la continua elaboración y disponibilidad de los datos ionosféricos.

Referencias

Kelley M.C., 1989, *The Earth's Ionosphere*, International Geophysics Series, Academic Press

Pedregosa F., et al., 2011, J. Mach. Learn. Res., 12, 2825

Raschka S., 2018, J. Open Source Softw., 3

Witten I.H., Frank E., Hall M.A., 2011, *Data Mining: Practical Machine Learning Tools and Techniques*, 3rd ed., Morgan Kaufmann Publishers Inc., San Francisco, CA, USA

Índice alfabético de autores

A

Ade, P. 155
Ahumada, A.V. 57
Ahumada, J.A. 48
Aidelman, Y. 248, 251
Albacete Colombo, J.F. 189, 204, 213
Alberro, J.G. 155
Alessandroni, M.R. 207, 210, 251
Almela, A. 155
Amico, G. 155
Andruchow, I. 183
Ansín, T. 78
Areal, M.B. 130
Arellano Ferro, A. 48
Aret, A. 99
Areta, J.A. 225
Arias, M.L. 96, 99
Arnaldi, L.H. 155
Auguste, D. 155
Aumont, J. 155
Azzoni, S. 155

B

Banfi, S. 155
Barbá, R. 78, 90
Bassino, L.P. 165
Battistelli, E.S. 155
Baù, A. 155
Baume, G. 257
Beaugé, C. 21
Bélier, B. 155
Benaglia, P. 66, 124
Bengochea, G.R. 234
Bennett, D. 155
Benvenuto, O.G. 69, 102
Bergé, L. 155
Bernard, J-Ph. 155
Bersanelli, M. 155
Bersten, M.C. 51, 60, 63, 81
Bigot-Sazy, M.A. 155
Biviano, A. 142
Blanco, A. 66
Bleurvacq, N. 155
Bonaparte, J. 155
Bonis, J. 155
Bottani, A. 155
Bromm, V. 152, 171, 180
Buccino, A.P. 75, 84
Bunn, E. 155
Burke, D. 155
Bustos Fierro, I.H. 48
Buzi, D. 155

C

Calamante, L. 248
Calderón, J.H. 48
Canavesi, T. 108, 136, 254
Cárdenas, S.B. 127
Carpintero, D.D. 257
Carraro, G. 139
Caso, J.P. 165
Castelletti, G. 114
Cavaliere, F. 155
Cécere, M. 1
Celi, M. 207, 210
Cellone, S.A. 183, 216
Chanial, P. 155
Chapron, C. 155
Charlassier, R. 155
Cichowolski, S. 127

Cidale, L.S. 33, 51, 96, 99, 105, 248, 251
Cobos Cerutti, A.C. 155
Coenda, V. 159
Colaboración PuMA, ... 222
Colazo, M. 228, 231
Collacchioni, F. 149
Collazo, S. 251
Columbro, F. 155
Combi, J.A. 121, 213, 219
Combi, L. 222
Command, H. 228
Contrera, G.A. 198
Coppolecchia, A. 155
Cora, S.A. 149, 162, 174
Corti, M. 245
Cruzado, A. 108
Curé, M. 105
Curin, D. 198

D

D'Alessandro, G. 155
De Bernardis, P. 155
De Bortoli, B.J. 165, 242
De Gasperis, G. 155
De Giusti, M.R. 248
De Leo, M. 155
Delisle, J-B. 27
Del Palacio, S. 66
De Petris, M. 155
De Rossi, M.E. 152, 168, 171, 177, 180
De Vito, M.A. 69, 102, 245
Dheilly, S. 155
Díaz, R.F. 24, 27
Di Marco, O. 245
Di Sisto, R.P. 13
Donzelli, C. 186
Drake, J.J. 204
Duca, C. 155
Dumoulin, L. 155

E

Echeveste, M. 69
Eenmäe, T. 99
Englert Urrutia, B.N. 51
Ennis, A.I. 165
Eppens, L.K. 121
Ertini, K.Y. 72
Escobar, G.J. 195, 213
Etchegoyen, A. 155

F

Faifer, F.R. 168
Fasciszewski, A. 155
Favaro, M.E. 81
Fernández López, M. 231
Fernández, E.C. 248
Ferrari, L. 93
Ferrero, G.A. 54, 90
Ferreyro, L.P. 155
Filócomo, A. 204, 213
Folatelli, G. 72, 93
Folegotto, L. 248
Fracchia, D. 155
Franceschet, C. 155
Frazin, R.A. 4

G

Gamboa Lerena, M.M. 155
Gamen, R. 78, 90, 111, 127, 248, 251
Gancio, G. 219, 222, 228
Ganga, K. 155
Garay, C.delV. 216
García, B. 155, 234
García, F. 222
García-Redondo, M.E. 155
Gaspard, M. 155
Gayer, D. 155
Gervasi, M. 155
Giard, M. 155
Gilles, V. 155

Gimenez Benitez, S. 245
Giorgi, E.E. 108, 111, 139
Giraud-Heraud, Y. 155
Giudici Michilini, F. 90
Gómez Berisso, M. 155
González, J.F. 41
González, M. 155
Gormaz-Matamala, A.C. 105
Gradziel, M. 155
Grandsire, L. 155
Gularte, E. 257
Gurung-López, S. 174

H

Haack, R.F. 242
Hales, C. A. 66
Hamilton, J-Ch. 155
Hara, N. 27
Harari, D. 155
Henrot-Versillé, S. 155
Hoang, D.T. 155
Hough, T. 162, 174
Hurtado, S. 254

I

Iannuzzi, M. 245
Ibañez Bustos, R.V. 75
Incardona, F. 155
Intema, H. 124
Isequilla, N.L. 124
Ishwara-Chandra, C-H. 124

J

Jalil, L.A. 225
Jules, E. 155

K

Kaplan, J. 155
Kornecki, P. 189
Kraus, M. 96
Krause, G. 1
Kristukat, C. 155

L

Lagos, C.D.P. 149
Lamagna, L. 155
Lazendic-Galloway, J. 121
Leiva, A.M. 21, 30
Leiva, M.M. 111
Lloveras, D.G. 4, 10
Lopez Cabrera, O.V. 225
López Durso, M. 251
López Fuentes, M. 7, 10
López, I.E. 183
López, P.D. 207, 210
Loucatos, S. 155
Louis, T. 155
Lousto, C. 222
Lyu, J. 180

M

Mac Cormack, C. 4, 10
Maffei, B. 155
Maffione, N.P. 225
Manchester IV, W. 4
Mandrini, C.H. 7, 10
Marnieros, S. 155
Martínez, H.J. 159
Martinez, L. 60
Marty, W. 155
Masi, S. 155
Mast, D. 133
Mattei, A. 155
Mauas, P.J.D. 75, 84
May, A. 155
McCulloch, M. 155
Meilán, N. 251
Mele, L. 155
Melhuish, S. 155
Méndez Moura, P. 248

Mennella, A. 155
Miculán, R.G. 24
Milesi, G.E. 239
Minotti, F.O. 84
Mitchell, P.D. 149
Montero, M.F. 102
Montier, L. 155
Morales, S.C. 201
Moreno, J.A. 54, 87
Morrell, N.I. 78, 90, 111
Mousset, L. 155
Moyano, F.D. 87
Müller, A.L. 189
Mundo, L.M. 155
Muriel, H. 159, 186
Murphy, J.A. 155
Murphy, J.D. 155

N

Nati, F. 155
Navone, H.D. 139
Novarino, M.L. 69
Nuevo, F.A. 4, 7
Nusch, C.J. 248

O

Olivar, P.M. 84
Olivieri, E. 155
Orellana, M. 63, 225
Oriol, C. 155
Orsaria, M.G. 198, 210
Orsi, Á. 174
Ostrov, P. 216
O'Sullivan, C. 155
Oviedo, C.G. 57

P

Paiella, A. 155
Pajot, F. 155
Panei, J.A. 87
Paron, S. 130
Parzajuk, N. 24
Pássaro, E.A. 213
Passerini, A. 155
Pastoriza, H. 155
Pelle, J. 192
Pellizza, L.J. 189, 192, 195
Pelosi, A. 155
Pera, M.S. 139
Peralta, R.A. 251
Perbost, C. 155
Perciballi, M. 155
Perren, G.I. 108, 139
Pessi, P.J. 242
Pezzotta, F. 155
Piacentini, F. 155
Piat, M. 155
Piccirillo, L. 155
Pichel, A. 186
Pignata, R.A. 133
Pisano, G. 155
Platino, M. 155
Polenta, G. 155
Prêle, D. 155
Puddu, R. 155

R

Rambaud, D. 155
Ranea-Sandoval, I.F. 198, 207
Reynoso, E.M. 121
Rieke, G.H. 180
Ringegni, P. 155
Rodríguez, M.C. 207, 210
Romero, G.E. 155, 192, 195
Rovero, A.C. 186

S

Sachdeva, N. 4
Sahade, A. 1
Saidman, A. 219

Salatino, M. 155
Salerno, J.M. 159
Salum, J.M. 155
Sarmiento, R. 231
Scóccola, C.G. 155
Schillaci, A. 155
Scully, S. 155
Segránsan, D. 27
Sevilla, D.J.R. 201
Shivaei, I. 180
Smith Castelli, A.V. 168
Sofía, M.A. 234
Solernó, A. 130
Solivella, G.R. 108
Spinelli, S. 155
Sraibman, L. 84
Stankowiak, G. 155
Stolpovskiy, M. 155
Suad, L.A. 127
Supanitsky, A.D. 155
Szeinfeld, A. 219

T

Tartari, A. 155
Thermeau, J.P. 155
Timbie, P. 155
Tomasi, M. 155
Torchinsky, S. 155
Torres, A. 99
Torres, A.F. 24, 96
Torres, N.V. 177
Trógolo, N.E. 30
Tristram, M. 155
Tucker, C. 155
Tucker, G. 155

U

Unger, N. 27

V

Vallverdú, R. 245
Valori, G. 7
Van der Holst, B. 4
Vásquez, A.M. 4, 7, 10
Vázquez, R.A. 108, 139, 239
Vega-Martínez, C.A. 162
Venero, R.O.J. 105
Viganò, D. 155
Vittorio, N. 155
Voisin, F. 155
Vulcani, B. 159

W

Weidmann, W. 133
Wicek, F. 155
Witteveen, I. 245
Wright, N.J. 204

Z

Zannoni, M. 155
Zenocratti, L.J. 168
Zoppetti, F.A. 21, 30
Zullo, A. 155