

Boletín *de la* Asociación Argentina *de* Astronomía

2017

Boletín de artículos científicos
BAAA on-line: www.astronomiaargentina.org

Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía

BAAA, Vol. 59



Asociación Argentina de Astronomía. Comité Editorial BAAA Vol. 58, correspondiente a la reunión anual 2015: Paula Benaglia (Editora en Jefe), Hernán Muriel (Editor Invitado), Roberto Gamen (Secretario Editorial) y Marcelo Lares (Técnico Editorial)

Asociación Argentina de Astronomía

Fundada en 1958

Personería jurídica 11811 (Buenos Aires)

Reunión Anual 2016

San Juan, 19 al 23 de septiembre de 2016

Organizada por el Instituto de Ciencias Astronómicas
de la Tierra y del Espacio (CONICET-UNSJ)

Comisión Directiva

Guillermo Bosch (presidente)
Andrea Costa (vicepresidente)
Roberto Venero (secretario)
Mónica Viviana Cardaci (tesorera)
Javier Alejandro Ahumada (vocal 1)
Jorge Ariel Combi (vocal 2)
Sergio Dasso (1er suplente)
Jorge Federico González (2do suplente)

Comisión Revisora de Cuentas

Cristina Cappa
Gabriela M. Castelleti
Alejandro Hugo Córscico

Comité Nacional de Astronomía

Estela Reynoso (secretaria)
Andrea Fabiana Torres
Christian Giuppone
Rene Rohrmann
Mariano Domínguez

Comité Científico

Facundo Albacete
Andrea Buccino
Cristina Cappa
Pablo Cincotta
Andrea Costa
Carlos Francile
Hernán Muriel (Presidente)
Celeste Parisi
María Eugenia Veramendi

Comité Organizador Local

Ana Collado
Gonzalo Díaz
Emilio Donoso
Mónica Grosso
Hugo Levato
Natalia Nuñez
María Eugenia Veramendi
Federico Gonzalez

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: Martín Canone
Confeccionado con la clase "confproc" en L^AT_EX

Impreso en Buenos Aires, agosto de 2017

Prefacio

El presente volumen del Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía contiene los trabajos correspondientes a la 59ava Reunión Anual, la cual tuvo lugar en el Centro de Convenciones de la ciudad de San Juan, provincia de San Juan, Argentina, del 19 al 23 de septiembre de 2016. La reunión fue organizada por el Instituto de Ciencias Astronómicas de la Tierra y el Espacio (ICATE) del CONICET y la Universidad Nacional de San Juan.

La Reunión Anual convocó a 150 participantes. Reconocidos expertos invitados tuvieron a su cargo interesantes charlas de revisión, que complementaron las habituales presentaciones de trabajos, orales y murales. De estas últimas, el Comité Editorial recibió 65 contribuciones entre las que, luego del proceso de arbitraje por pares externos y de correcciones editoriales, finalmente son aquí publicadas 57.

Durante la reunión anual se entregó el premio Carlos M. Varsavsky, que otorga la Asociación Argentina de Astronomía a la mejor Tesis Doctoral. El ganador fue el Dr. Pablo A. Benítez Llambay, quien acompañó la recepción del galardón con una charla invitada.

Durante la reunión se organizaron dos mesas de debate. La primera se tituló “Hacia donde va el sistema científico hoy” y fue moderada por Guillermo Bosch (Presidente de la AAA). Contó como panelistas con Alejandro Ceccatto (Presidente de CONICET) y Luis Chevarría (Director Programa de Astronomía, CONICYT). La segunda mesa fue sobre “Ondas gravitacionales: proyección científica, tecnológica y filosófica” y fue moderada por Ezequiel Treister (Presidente de la SOCHIAS) y contó como panelistas con Mario Díaz (UTRGV) y Victor Rodríguez (UNC).

Deseamos agradecer en esta entrega del Boletín a todos los autores que contribuyeron a enriquecerlo y a los colegas que han llevado a cabo serias tareas de arbitraje, algunos de ellos por primera vez para el BAAA.

La Plata, 8 de agosto de 2017.

Paula Benaglia
Editora en Jefe

Hernán Muriel
Editor Invitado

Roberto Gamen
Secretario Editorial

Marcelo Lares
Técnico Editorial



Índice general

Prefacio	V
Foto grupal.	VII
AE. Astrofísica Estelar	1
Análisis de sistemas binarios con período variable <i>G. Ferrero, R. Gamen, G. Baume, A. Blain, C. Cebal, C. Coronel, B. De Bórtoli, A. I. Ennis, E. Fernández Lajús, A. Filócomo, E. Godoy, R. Higa, M. Konishi, C. Magliano, S. Masolini, Y. Olivera Cuello, P. J. Pessi, C. Putkuri, C. Rodriguez, A. Unamuno, O. G. Benvenuto</i>	1
Análisis espectroscópico de supernovas tipo IIb <i>P. J. Pessi, G. Folatelli</i>	4
Incertezas en la composición química del núcleo de las estrellas enanas blancas y su impacto en la astrosismología de estrellas variables ZZ Ceti <i>F. C. De Gerónimo, A. H. Córscico, L. G. Althaus, A. D. Romero</i>	7
Dispersión de radiación en helio fluido <i>R. D. Rohrmann</i>	10
M.I.D.E. 3700: Medición interactiva de la discontinuidad en 3700 Å <i>Y. J. Aidelman</i>	13
Actividad cromosférica en estrellas frías <i>R. V. Ibañez Bustos, M. G. Flores, P. J. D. Mauas, A. P. Buccino</i>	16
Un modelo de dínamo para ϵ Eridani <i>L. Sraibman, A. P. Buccino, F. Minotti</i>	19
Posible influencia de exoplanetas sobre la actividad estelar: nuevos resultados <i>M. G. Flores, A. E. Collado, M. Jaque Arancibia, C. E. Saffe, A. P. Buccino</i>	22
La opacidad radiativa en enanas blancas magnéticas <i>G. M. Vera, R. D. Rohrmann</i>	25
Slow hydrodynamic regime to model B supergiant winds <i>R. O. J. Venero, L. S. Cidale, M. Cure, M. Haucke</i>	28
Inestabilidades pulsacionales en estrellas de la prerrama horizontal azul y extendida <i>T. Battich, M. M. Miller Bertolami, A. H. Córscico, L. G. Althaus</i>	31
Espectroscopía infrarroja de estrellas masivas en fases de transición <i>M. L. Arias, A. F. Torres, L. S. Cidale, M. Kraus</i>	34
Estrellas variables reconocidas en el campo del cúmulo abierto NGC 6250 <i>C. G. Oviedo, T. Palma, C. Chavero, I. Dékány, J. J. Clariá, D. Minniti</i>	37
PSR J1417-4402: no tan misterioso como parece <i>M. A. De Vito, O. G. Benvenuto, J. E. Horvath</i>	40
Nuevos modelos para estrellas centrales de nebulosas planetarias <i>M. M. Miller Bertolami</i>	43
ICSA. Instrumentación y Caracterización de Sitios Astronómicos	46
Características básicas del REOSC-DS + CCD Tek1024 en el telescopio JS y extinción atmosférica en CASLEO <i>G. Baume, C. Coronel, B. De Bórtoli, A. Ennis, E. Fernández Lajús, A. Filócomo, R. Gamen, R. Higa, P. J. Pessi, C. Putkuri, C. Rodriguez, A. Unamuno</i>	46

QUBIC in Argentina <i>B. García, D. Harari, A. Etchegoyen, M. C. Medina, G. E. Romero, QUBIC Collaboration</i>	49
Caracterización de un sistema de telescopios Cherenkov para la detección de rayos gamma de energías del TeV desde el CASLEO <i>D. Melo, L. D. Yelós, B. Garcia, A. C. Rovero</i>	52
Caracterización y automatización mecánica de los telescopios cherenkov de CASLEO <i>N. Leal, D. Yelós, A. Mancilla, J. Maya, L. Feres, F. Lazarte, B. García</i>	55
Nuevas aplicaciones científicas del telescopio astrográfico doble de la estación de altura Carlos U. Cesco (OAFa) <i>E. P. A. González, F. Podesta</i>	58
Procesamiento de señales radioastronómicas; implementación para la antena de espacio profundo DSA 3 de la Agencia Espacial Europea. <i>A. Cancio, M. Colazo, B. García</i>	61
Progreso en la puesta en marcha del espectrógrafo BHROS <i>R. Díaz, H. Levato, A. Casagrande, D. Piroddi, G. Yornet, S. Eikenberry, F. Gonzalez, A. Townsend, J. Godoy, A. Marun, F. Gunella, A. Ambra, C. Warner, G. Bosch, V. Donoso, M. Grosso, E. Seifer</i>	64
Baldes de fotones para espectrógrafos ópticos <i>A. Townsend, S. Eikenberry, C. Warner, V. Donoso, R. Díaz, H. Levato</i>	67
OCPAE. Objetos Compactos y Procesos de Altas Energías	70
Transporte de energía en fuentes <i>gamma</i> <i>L. J. Pellizza, V. M. Douna, S. E. Pedrosa</i>	70
LIGO detections and the birth of gravitational wave astronomy <i>M. C. Díaz</i>	76
Comparación del funcionamiento entre PMT y SiPM para la detección de Cherenkov atmosférico en el Complejo Astronómico El Leoncito <i>L. D. Yelós, F. Suarez, B. García</i>	81
Emisión de altas energías de galaxias con formación estelar activa <i>P. Kornecki, J. F. Albacete Colombo, L. J. Pellizza, J. A. Combi</i>	84
EBL constraints with VERITAS gamma-ray observations <i>M. Fernandez Alonso, VERITAS Collaboration</i>	87
Limits to the Intergalactic Magnetic Field from extended gamma-ray emission around blazars <i>M. Fernandez Alonso, VERITAS Collaboration</i>	90
AEC. Astrofísica Extragaláctica y Cosmología	93
Propiedades peculiares de los sistemas de cúmulos globulares y su relación con la formación de sus galaxias anfitrionas <i>L. P. Bassino</i>	93
Factibilidad de aplicación del test cosmológico de Alcock-Paczynski utilizando vacíos cósmicos <i>C. M. Correa, D. Paz, N. Padilla, R. Angulo</i>	100
The magnetic universe through vector potential SPMHD simulations <i>F. A. Stasyszyn</i>	103
La galaxia NGC 6876 y su sistema de cúmulos globulares <i>A. I. Ennis, L. P. Bassino, J. P. Caso</i>	106
¿Mellizas o medio hermanas? estudiando NGC 3258 y NGC 3268 a partir de sus cúmulos globulares <i>J. P. Caso, L. P. Bassino</i>	109

Identificación de objetos extensos en el VVV <i>L. Baravalle, M. V. Alonso, J. L. Nilo Castellón, D. Minniti</i>	112
Cosmic void clumps <i>M. Lares, H. E. Luparello, D. Garcia Lambas, A. N. Ruiz, L. Ceccarelli, D. Paz</i>	115
Las Estructuras centrales de la galaxia Seyfert NGC 7582 <i>D. Celiz, G. Gaspar, R. Díaz, A. D'Ambra</i>	118
Small galaxy groups: defining a selection criteria <i>F. Duplancic, S. Alonso, G. Coldwell, D. Garcia Lambas</i>	121
The role of major mergers in (obscured) black hole growth and galaxy evolution <i>E. Treister, G. Privon, C. Ricci, F. Bauer, K. Schawinski, MODA Collaboration</i>	124
Central structures of Seyfert galaxy NGC 1672 <i>V. Firpo, R. Díaz, H. Dottori, M. P. Aguero, G. Bosch, G. Hagele, G. Cardaci, M. Dors, O.</i>	127
EG. Estructura Galáctica	130
Bochum 14 y Lyng 14: dos cúmulos jóvenes proyectados en dirección al centro galáctico <i>L. Rizzo, R. A. Vázquez, G. Carraro</i>	130
On galaxy structure: CO clouds, open clusters and stars between 270 and 300 <i>E. E. Giorgi, G. Carraro, A. Moitinho, G. I. Perren, L. Bronfman, R. A. Vázquez</i>	133
MI. Medio Interestelar	136
Supernova Remnants associated with high energy sources <i>L. Duvidovich, A. Petriella, E. Giacani, G. Dubner</i>	136
El medio interestelar en los alrededores de la region HII Sh2-183 <i>S. Cichowolski, C. E. Cappa, A. Blanco, L. Eppens, K. Ertini, M. M. Leiva</i>	139
SH. Sol y Heliosfera	142
Comparison between two models of energy balance in coronal loops <i>C. Mac Cormack, M. López Fuentes, A. M. Vázquez, F. A. Nuevo, R. A. Frazin, E. Landi</i>	142
Effect of stray light correction of extreme-ultraviolet solar images in tomography <i>D. G. Lloveras, A. M. Vázquez, P. Shearer, R. A. Frazin</i>	145
Comparación de los datos de áreas de manchas solares de los telescopios de la red SOON (“Solar Optical Observing Network”) <i>L. Leuzzi, L. Balmaceda, C. Francile</i>	148
Analysis of a CME and EUV waves associated with a solar flare on 13 February 2011 <i>M. L. Luoni, C. Francile, F. M. López, H. Cremades, C. H. Mandrini, J. I. Castro</i>	151
Detección y análisis de pequeñas estructuras magnéticas en las regiones próximas a los polos solares <i>I. Cabello, J. Blanco Rodríguez, L. Balmaceda, V. Domingo</i>	154
SE. Sistemas Estelares	158
Determinación espectroscópica de enrojecimientos y edades de cúmulos abiertos de pequeño diámetro angular <i>M. A. Oddone, J. J. Clariá, A. V. Ahumada</i>	158
Población de estrellas Be en cúmulos abiertos galácticos <i>Y. J. Aidelman, L. S. Cidale, J. A. Panei</i>	161
Large and Small Magellanic Clouds age-metallicity relationships <i>G. I. Perren, A. E. Piatti, R. A. Vázquez</i>	164

Fotometría de Washington de cúmulos abiertos galácticos <i>C. G. Oviedo, M. C. Parisi, J. J. Clariá, G. Carraro, T. Palma, A. V. Ahumada</i>	167
La región del cúmulo NGC 2669 <i>T. Canavesi, E. E. Giorgi, G. R. Solivella, R. A. Vázquez</i>	170
Estudio de dos cúmulos abiertos del tercer cuadrante galáctico <i>G. R. Solivella, E. E. Giorgi, R. A. Vázquez, M. A. De Laurenti</i>	173
SSE. Sistemas Solar y Extrasolares	176
Planetas extrasolares: la búsqueda fuera de la secuencia principal <i>M. Gómez</i>	176
Exploring new worlds <i>R. F. Díaz</i>	183
Metalicidad estelar, discos protoplanetarios y planetas <i>L. García, E. Jofré, R. Petrucci, M. Gómez</i>	190
Estudios de resistencia al estrés de una bacteria poliextremófila relevante para estudios de habitabilidad en planetas solares y extrasolares <i>D. Maizel, L. Alché, P. J. D. Mauas</i>	193
O. Otros	196
Influencias socioculturales en conceptos astronómicos: el caso del horizonte en la reforma copernicana <i>A. Szapiro</i>	196
OTHER: A multidisciplinary approach to the search for other inhabited worlds <i>J. Funes, M. Lares, M. De los Rios, M. Martiarena, A. V. Ahumada</i>	203
Implicaciones antropológicas y teológicas de la escatología científica <i>J. Funes, M. Lares, M. De los Rios</i>	206
Tratamiento formal de imágenes astronómicas con PSF espacialmente variable <i>B. O. Sánchez, M. J. Domínguez, M. Lares</i>	209
Índice de autores	213



Análisis de sistemas binarios con período variable

G. Ferrero^{1,2}, R. Gamen^{1,2}, G. Baume^{1,2}, A. Blain³, C. Cebral³, C. Coronel¹, B. De Bórtoli¹, A. Ennis¹, E. Fernández Lajús^{1,2}, A. Filócomo², E. Godoy³, R. Higa¹, M. Konishi³, C. Magliano³, S. Masolini³, Y. Olivera Cuello³, P. Pessi¹, C. Putkuri^{1,2}, C. Rodríguez¹, A. Unamuno¹ & O. Benvenuto^{1,2,3}

¹ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

² Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

³ Asociación Argentina Amigos de la Astronomía, Buenos Aires, Argentina

Contacto / gferrero@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Estamos llevando a cabo un monitoreo fotométrico de una muestra de sistemas binarios eclipsantes con período variable, considerados preliminarmente como semiseparados o en contacto, a fin de determinar sus parámetros astrofísicos fundamentales y caracterizar la interacción entre sus componentes. En este trabajo presentamos las curvas de luz de cuatro sistemas y el modelado de dos de ellas. Verificamos que la fotometría obtenida es adecuada para los objetivos del proyecto. Conjuntamente presentamos la primera clasificación espectral de siete de estos sistemas.

Abstract / We are conducting a photometric monitoring of a sample of eclipsing binary systems with variable periods, preliminarily considered as semidetached or in contact. We aim at determining the fundamental astrophysical parameters of these objects and at characterizing the interactions between their components. In this work we present the light curves of four systems and the modeling of two of them. The photometry has revealed to be adequate for the project purposes. We also report the first spectral classification of seven systems from the sample.

Keywords / binaries: close — stars: fundamental parameters — stars: variables: general

1. Introducción

Los sistemas binarios permiten determinar varios parámetros fundamentales de las estrellas con gran precisión. En particular, el análisis de los cambios del período orbital (P) en las binarias de corto período permite estudiar la evolución de las componentes así como los fenómenos de interacción mutua entre ellas, tales como la pérdida y/o transferencia de masa, la etapa de envoltura común, presencia de discos interestelares, efectos de los campos magnéticos, frenado por emisión de ondas gravitacionales, presencia de otras componentes alrededor del sistema, etc.

Pilecki et al. (2007) identificaron una muestra de 31 sistemas binarios eclipsantes con $P < 1$ d que presentan período variable, considerados preliminarmente semiseparados o en contacto (Paczynski et al. 2006). Planeamos utilizar esta muestra para abordar los estudios ya mencionados y contrastar los resultados observacionales con modelos teóricos. El brillo aparente de estos sistemas ($V < 12.5$ mag), favorece su observación con telescopios pequeños ubicados en zonas urbanas.

Nuestro interés, en esta primera etapa, consiste en caracterizar con precisión la órbita de dichos sistemas binarios, confirmar o descartar que el período es variable (y si lo es, cuáles son las características de las variaciones), y establecer los parámetros orbitales y estelares de ambas componentes.

La determinación de estos parámetros requiere de datos precisos para construir sus curvas de luz, de tipos

espectrales y eventualmente de sus curvas de velocidad radial. El estudio de las posibles variaciones del período orbital debe ser realizado con observaciones fotométricas sistemáticas que abarquen largos períodos de tiempo. El análisis conjunto de los tiempos de mínimo de los eclipses en estas observaciones, y en los datos del relevamiento ASAS (Pojmanski et al., 2005), permitirá confirmar y estudiar la variabilidad de los períodos.

En este trabajo presentamos las primeras curvas de luz obtenidas para cuatro de los sistemas y la caracterización espectral de diez de ellos. Mostramos además los modelos teóricos preliminares generados para dos binarias. De este modo comprobamos que la calidad de nuestra fotometría y espectroscopía es suficiente para alcanzar los objetivos propuestos.

2. Observaciones

Las observaciones fotométricas se realizaron desde el Observatorio de la Asoc. Arg. “Amigos de la Astronomía” en Parque Centenario, Buenos Aires, en las noches indicadas en la Tabla 1. Se utilizó una cámara CCD SBIG ST9e (512×512 px²) instalada en un telescopio Meade LX200 de 10”, con lo que se obtienen imágenes de 22×22 arcmin y una escala de ~ 2.5 arcsec px⁻¹. Los tiempos de exposición variaron entre 20 y 60 s. Se observó sin filtros fotométricos.

Las observaciones espectroscópicas fueron realizadas durante el viaje de campaña 2015 de la cátedra de Astronomía Observacional (FCAG, UNLP) en la noche del

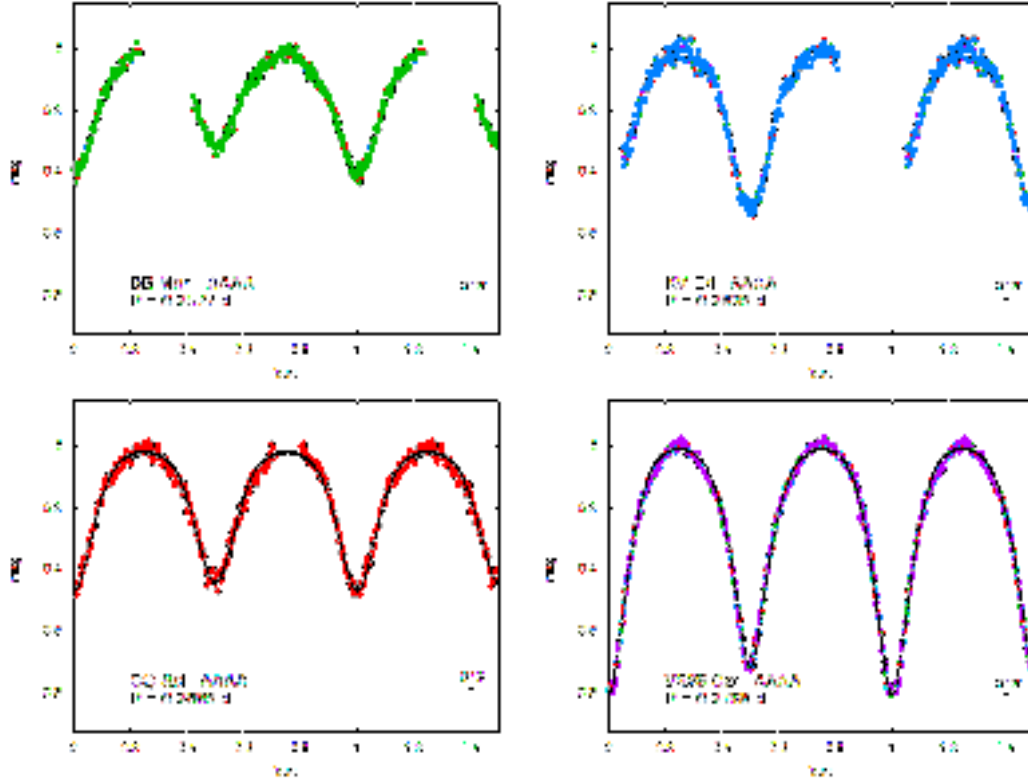


Figura 1: Curvas de luz en escala de magnitudes (0 fijado en el máximo de brillo; observaciones sin filtro). Se indica el error interno típico de la fotometría calculado por AIP4WIN. Puntos negros: modelos teóricos ajustados con FOTEL.

1/12/2015. Se utilizó el espectrógrafo REOSC en su modo de dispersión simple, en el telescopio de 2.15 m del CASLEO*. Se empleó la red de 600 l/mm y una ranura de 250 μm de ancho, obteniéndose espectros de diez estrellas con un rango espectral 3850–5500 $\text{\AA}$ y una dispersión recíproca de 1.8 $\text{\AA px}^{-1}$. La relación señal a ruido (S/N) típica resultó entre 25 y 50.

3. Análisis y conclusiones

En la Fig. 1 mostramos cuatro ejemplos de las curvas de luz obtenidas. Se presentan los valores de fotometría diferencial preliminar medidos con el código AIP4WIN (Berry & Burnell, 2005) usando las estrellas de comparación detalladas en la Tabla 1. Estas medidas serán verificadas más adelante con las tareas habituales de IRAF.

Se muestran también los modelos teóricos ajustados, utilizando el código FOTEL (Hadrava, 2004), a las curvas mejor muestreadas. Los parámetros del ajuste se detallan en la Tabla 2. Se consideraron órbitas circulares. El valor inicial para el ajuste de la temperatura efectiva de la componente primaria de CQ Scl se tomó de Cox (2000) para su tipo espectral; para V625 Car se usó la misma calibración pero para su índice de color

$(B - V) = 1.0$, tomado del catálogo Tycho-2 (Høg et al., 2000).

Realizamos la clasificación espectral comparando nuestros espectros con los estándares provistos en el Atlas digital de Gray & Corbally (2009). La presencia prominente del doblete H y K de Ca II indica un rango espectral F–G para todas las estrellas. Solo tres estrellas tenían clasificación reportada: CR Scl (K1/2+(G) Houk, 1982), HD 219462 (G0 Houk & Smith-Moore, 1988) y GR Cet (F0 Slettebak & Brundage, 1971). Presentamos los espectros en la Fig. 2 y las clasificaciones espectrales determinadas en la Tabla 3. Consideramos que las clasificaciones puede tener un error de hasta un subtipo espectral. Pensamos que las curvas de luz y la clasificación espectral obtenidas presentan la calidad suficiente como para permitir el ajuste de modelos teóricos confiables para los sistemas y, en consecuencia, la derivación de parámetros orbitales y estelares con buena precisión. En particular, planeamos la determinación de nuevos instantes de mínimo con futuras observaciones para extraer conclusiones sobre el comportamiento de los periodos orbitales de estos sistemas. Se estudiarán de la misma manera otros sistemas de la muestra.

Agradecimientos: Agradecemos a las autoridades y personal del CASLEO por permitir el uso de las instalaciones del observatorio a la cátedra “Astronomía Observacional” y por la hospitalidad brindada; y a las autoridades de la FCAG por la financiación del viaje de campaña y por permitir el uso de las facilidades computacionales de la institución. Agradecemos al árbitro por sus valiosos comentarios.

* Complejo Astronómico El Leoncito operado bajo acuerdo entre el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina y las Universidades Nacionales de La Plata, Córdoba y San Juan.

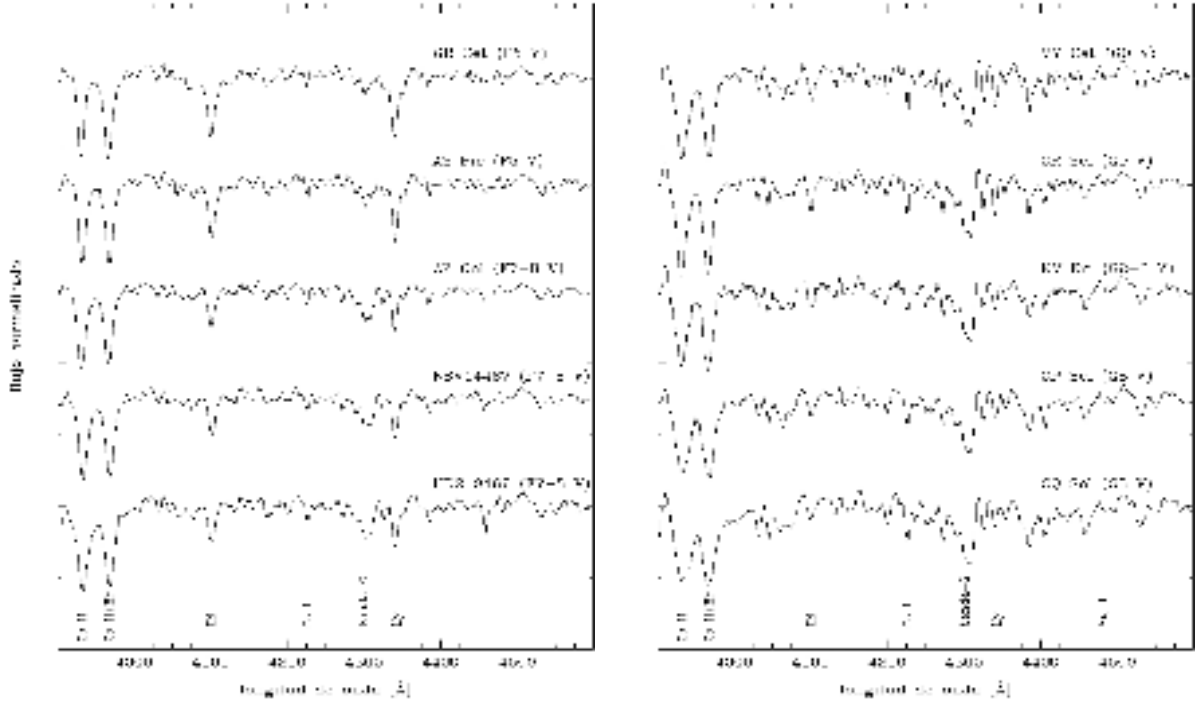


Figura 2: Espectros observados y su clasificación.

Tabla 1: Observaciones fotométricas.

Objeto	Noche de observación	Estrella de comparación
BB Men	08/01/2016	GSC 09176 00767
KV Eri	11/12/2015	GSC 08051 00798
CQ Scl	20/11/2015	GSC 06420 00260
V625 Car	18/12/2015	HD 309817

Tabla 2: Solución para las curvas de luz de las binarias CQ Scl y V625 Car, donde: T_1 mínimo del eclipse principal, e excentricidad, i inclinación, $r_{A,B}$ radios equivalentes de las componentes en unidades del semieje mayor a , $r_{Ax,Bx}$ semieje mayor del elipsoide sobre la recta baricentral y entre paréntesis se indican los errores internos en los últimos decimales.

	CQ Scl	V625 Car
P (d)	0.2696 (4)	0.2788 (1)
$T_1 - 2450000$ (HJD)	57347.54578 (2)	57375.41979 (4)
e (fija)	0	0
i ($^\circ$)	69.4 (1)	83.7 (1)
r_A/a	0.472 (25)	0.503 (3)
r_B/a	0.398 (9)	0.375 (3)
r_{Ax}/a	0.564	0.654
r_{Bx}/a	0.445	0.407
$T_{ef,A}$ (K)	5168 (17)	4900 (48)
$T_{ef,B}$ (K)	5062 (16)	4680 (8)
r.m.s.(O-C) (mag)	0.017	0.015

Tabla 3: Tipos espectrales.

Objeto	ASAS Id.	T.E.
HD 219462	J231603-1553.5	F7-8 V
NSV 14467	J231524-5018.4	F7-8 V
AZ Col	J052851-3010.2	F7-8 V
AS Pic	J060557-5342.9	F5 V
GR Cet	J004717-1941.6	F4 V
VY Cet	J014933-1937.6	G0 V
CR Scl	J004430-3606.5	G0 V
KV Eri	J025016-4649.2	G2-3 V
CP Scl	J002449-2744.3	G5 V
CQ Scl	J002821-2904.1	G8 V

Referencias

- Berry R., Burnell J., 2005, The handbook of astronomical image processing
Cox A. N., 2000, Allen's astrophysical quantities
Gray R. O., Corbally J. C., 2009, Stellar Spectral Classification
Hadrava P., 2004, Publications of the Astronomical Institute of the Czechoslovak Academy of Sciences, 92, 1
Høg E., et al., 2000, A&A, 355, L27
Houk N., Smith-Moore M., 1988, Michigan Catalogue of Two-dimensional Spectral Types for the HD Stars. Volume 4, Declinations -26deg.0 to -12deg.0.
Houk N., 1982, Michigan Catalogue of Two-dimensional Spectral Types for the HD stars. Volume.3. Declinations -40.0 to -26.0.
Paczyński B., et al., 2006, MNRAS, 368, 1311
Pilecki B., Fabrycky D., Poleski R., 2007, MNRAS, 378, 757
Pojmanski G., Pilecki B., Szczygiel D., 2005, Acta Astronomica, 55, 275
Slettebak A., Brundage R. K., 1971, AJ, 76, 338



Análisis espectroscópico de supernovas tipo IIb

P. J. Pessi¹ & G. Folatelli^{1,2,3}

¹ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

² Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

³ Kavli Institute for the Physics and Mathematics of the Universe, University of Tokyo, Japan

Contacto / pjpessi@gmail.com

Resumen / Presentamos un estudio espectroscópico cuantitativo de supernovas (SN) de tipo IIb. Esta clase de objetos se distingue porque sus espectros evolucionan con la fase entre uno dominado por líneas de hidrógeno (tipo II) y uno sin hidrógeno y con fuertes líneas de helio (tipo Ib). El trabajo se encuentra enmarcado en un estudio que pretende comprender si las SN IIb son un grupo homogéneo o no, por lo tanto hemos comenzado por obtener parámetros espectroscópicos que nos permitan caracterizarlas. Este trabajo forma parte de la tesis de Licenciatura de P.J. Pessi.

Abstract / We present a quantitative spectroscopic study of type IIb supernovae (SNe). This type of SNe is distinguishable because their spectra evolve with the phase between one dominated by lines of hydrogen (type II) and one without hydrogen and with strong lines of helium (type Ib). This work is part of a larger study that aims at knowing whether type IIb SNe are a homogeneous group or not. Here we started by obtaining spectroscopic parameters that allow us to characterize SNe IIb. This work is part of the Licentiate thesis of P.J. Pessi.

Keywords / supernovae: general — techniques: spectroscopic — line: identification

1. Introducción

Se cree que gran parte de las supernovas (SN) resulta de la explosión de estrellas de alta masa ($> 8M_{\odot}$) por colapso del núcleo. Estas SN se clasifican según las líneas que dominan el espectro óptico. Entre las supernovas de colapso nuclear se encuentran las de tipo II, que tienen fuertes líneas de hidrógeno y las de tipo Ib en las que predominan las líneas de helio (Filippenko, 1997). Se ha propuesto que las primeras surgen de estrellas que retienen gran parte de su envoltura externa, mientras que las de tipo Ib provienen de objetos que han perdido el material rico en hidrógeno. Esto se relaciona con una pregunta fundamental de la teoría de evolución de estrellas de alta masa, que es entender los procesos que las llevan a perder sus capas externas.

Es interesante notar que existe un grupo minoritario de características intermedias, llamado de tipo IIb, cuyos espectros evolucionan con el tiempo entre tipo II y tipo Ib. Una posibilidad es que las SN IIb representen el límite en el que la fracción de hidrógeno presente al momento de explotar tiende a cero. Es entonces de gran interés realizar un estudio exhaustivo de los espectros de las SN IIb.

En particular en este trabajo se ha estudiado, de manera cuantitativa, la evolución espectral de un conjunto de SN IIb. Para esto se obtuvieron las velocidades por corrimiento Doppler de las líneas de $H\alpha$, $He\ I\ \lambda 5876\text{\AA}$ y $Fe\ II\ \lambda 5169\text{\AA}$ y los anchos equivalentes de las líneas de $H\alpha$ y $He\ I\ \lambda 5876\text{\AA}$. Se eligieron estas líneas para observar la evolución de elementos con características diferentes. Adicionalmente, las líneas de $H\alpha$ y $He\ I$ son de interés debido a que permiten distinguir entre SN tipo Ib y ti-

po II. El objetivo específico del trabajo fue producir las mediciones de las mencionadas líneas y presentar un primer análisis comparativo entre diferentes objetos identificados como SN tipo IIb. Para esto se fijaron criterios de medición a fin de obtener una muestra consistente. Cabe destacar que este estudio se enmarca en uno más profundo en el que pretendemos estudiar similitudes y diferencias entre SN tipo II, IIb y Ib. Aquí se presenta sólo el primer paso, que es la caracterización de SN tipo IIb.

2. Muestra espectral

En total se estudiaron espectros de 18 SN. Los espectros fueron elegidos de manera que tuvieran amplia cobertura temporal y de longitud de onda, según lo que se lista más abajo. Los objetos estudiados se listan en la Tabla 1. La mayoría de los espectros fueron obtenidos de la base pública de datos WISEREP*, los demás se obtuvieron del Carnegie Supernova Project (Hamuy et al., 2006).

De todos los espectros disponibles de las SN bajo estudio, se seleccionaron aquellos que cumplieran con los siguientes criterios:

- Rango de longitud de onda que contuviera las líneas bajo estudio.
- Líneas bajo estudio identificables de modo que los ajustes necesarios para las mediciones fueran factibles.
- Época del espectro comprendida entre el máximo de la curva de luz y hasta alrededor de 45 días después, para poder identificar las líneas de interés.

*<http://wiserep.weizmann.ac.il/>

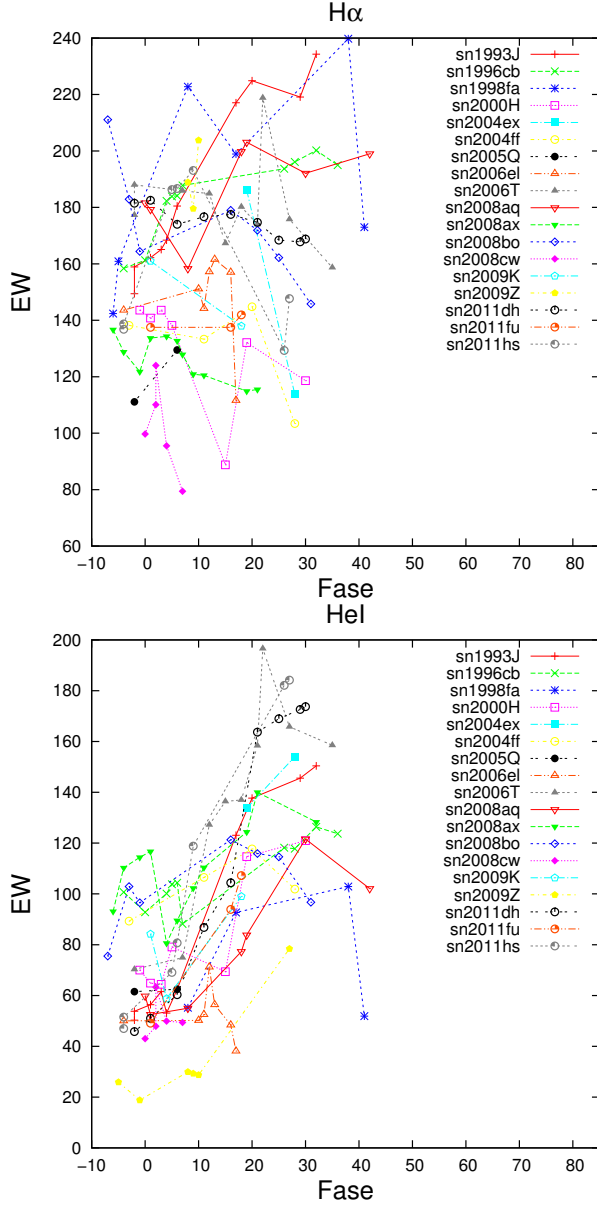


Figura 1: Panel superior: Ancho equivalente para la línea de absorción de $H\alpha$ en función de la fase. Panel inferior: Ancho equivalente para la línea de absorción de He I en función de la fase.

De los 274 espectros disponibles en las bases de datos, únicamente 121 cumplen con los criterios de selección mencionados. Para estos se midieron las fases, es decir, el tiempo transcurrido desde el máximo de la curva de luz respecto de la banda V . Para los casos en los que no se encontró este dato se utilizó la información disponible en las bandas B y R . Luego se convirtieron todas las fechas a la banda V , considerando que el máximo de la curva de luz en dicha banda se da aproximadamente dos días después que en la banda B y dos días antes que en la banda R (Bianco et al., 2014).

En la Tabla 1 se presenta para cada SN estudiada el corrimiento al rojo (z) de la galaxia anfitriona, que se utilizó para situar las longitudes de onda y la evolución temporal de todas las SN en un mismo sistema de reposo, la fecha juliana de los máximos, obtenidas de Modjaz

Tabla 1: Objetos estudiados

SN	z	JDmax	Fecha max	#spec
1993J	-0.0001	2449095.0	17/04/93	17
1996cb	0.0024	2450454.4	05/01/97	13
1998fa	0.0245	2451178.5	31/12/98	6
2000H	0.0132	2451585.5	11/02/00	7
2004ex	0.0174	2453308.2	29/10/04	3
2004ff	0.0227	2453314.0	04/11/04	4
2005Q	0.0227	2453407.9	06/02/05	2
2006el	0.0171	2453984.7	06/09/06	7
2006T	0.0081	2453782.1	15/02/06	15
2008aq	0.0080	2454527	01/03/08	10
2008ax	0.0019	2454549.5	24/03/08	24
2008bo	0.0050	2454569.7	13/04/08	8
2008cw	0.0324	2454622	04/06/08	5
2009K	0.0118	2454869.5	07/02/09	7
2009Z	0.0251	2454878.9	16/02/09	8
2011dh	0.0015	2455731.9	19/06/11	25
2011fu	0.0185	2455847.5	13/10/11	6
2011hs	0.0057	2455887.5	22/11/11	14

et al. (2014), Ergon et al. (2014), Morales-Garoffolo et al. (2015), Bufano et al. (2014) y de datos propios, y las correspondientes fechas gregorianas (todos los datos fueron llevados a la banda V como se menciona en la sección 2.), y por último la cantidad de espectros analizados para cada una (#spec).

3. Medidas

Para realizar las mediciones se utilizó la tarea SPLOT del programa IRAF^{**}. Para obtener la velocidad de expansión se midió la longitud de onda del mínimo de la línea utilizando un ajuste Gaussiano del perfil de absorción. Debido a que el perfil de absorción completo no es generalmente bien representado por una Gaussiana, el ajuste se restringió al núcleo de la línea de modo de obtener una buena aproximación al mínimo. Para esto se variaron las regiones de ajuste a ambos lados del mínimo entre $30\text{\AA}$ y $80\text{\AA}$ dependiendo de qué tan aplanada fuera la región central que consideramos como mínimo de la línea.

Para medir el ancho equivalente (EW, por sus siglas en inglés) se definió un pseudocontinuo como la recta que une los dos máximos de emisión a cada lado de la línea. Hacia el azul se consideró que el material absorbente se podía extender hasta unos 30000 km/s . Se tomó el máximo relativo más cercano a la longitud de onda que corresponde a dicha velocidad. Hacia el rojo, se consideró que el máximo debía ubicarse dentro de 5000 km/s respecto de la longitud de onda en reposo de la línea.

4. Resultados y conclusiones

Los resultados de EW se pueden ver en la Fig. 1 y los de velocidad en la Fig. 2. De los gráficos de velocidad de expansión se puede ver que, en su mayoría, las velocidades decrecen con la fase. Esto es esperable porque, a

^{**}iraf.net

medida que el material se expande y baja su densidad, se ven regiones más internas de la SN, que se mueven con menor velocidad. Existen, sin embargo, algunas excepciones interesantes. Un subgrupo de SN muestran velocidades crecientes o constantes de He I. Esto se ha notado en el trabajo de Folatelli et al. (2014), donde se propone la existencia de asimetrías en la distribución del material rico en helio, o la formación de una capa densa de baja velocidad. Un caso llamativo que no ha sido estudiado hasta ahora es el de SN 2008bo. Su comportamiento es similar al observado en el mencionado trabajo de Folatelli et al. (2014) tanto en H α como en He I y justifica un estudio más detallado que abordaremos en el futuro.

En los gráficos de EW para He I podemos ver un comportamiento creciente de la línea, lo que refleja el crecimiento de intensidad de la misma a medida que el material rico en helio es revelado. Por otro lado, en los gráficos de EW para H α , se ven SN en las que el EW decrece y otras en las que crece.

Podemos decir que los resultados obtenidos exhiben la distribución relativa de los elementos químicos presentes en el material eyectado y evidencian la estratificación del mismo, con material liviano (H y He) ubicado por fuera del material más pesado (Fe). No se ha notado en este trabajo que existan diferencias fundamentales en esta familia de SN.

Este trabajo se realizó estudiando un gran número de espectros pertenecientes a varias SN utilizando un método antes aplicado a SN tipo Ia (Folatelli et al., 2013). La creciente cantidad de datos disponibles justifica estudios generalizados aplicados a diferentes objetos. Durante la realización de este trabajo Liu et al. (2016) publicaron un estudio similar en base a una muestra diferente de SN.

Referencias

- Bianco F. B., et al., 2014, ApJS, 213, 19
 Bufano F., et al., 2014, MNRAS, 439, 1807
 Ergon M., et al., 2014, A&A, 562, A17
 Filippenko A. V., 1997, ARA&A, 35, 309
 Folatelli G., et al., 2013, ApJ, 773, 53
 Folatelli G., et al., 2014, ApJ, 792, 7
 Hamuy M., et al., 2006, PASP, 118, 2
 Liu Y.-Q., et al., 2016, ApJ, 827, 90
 Modjaz M., et al., 2014, AJ, 147, 99
 Morales-Garoffolo A., et al., 2015, MNRAS, 454, 95

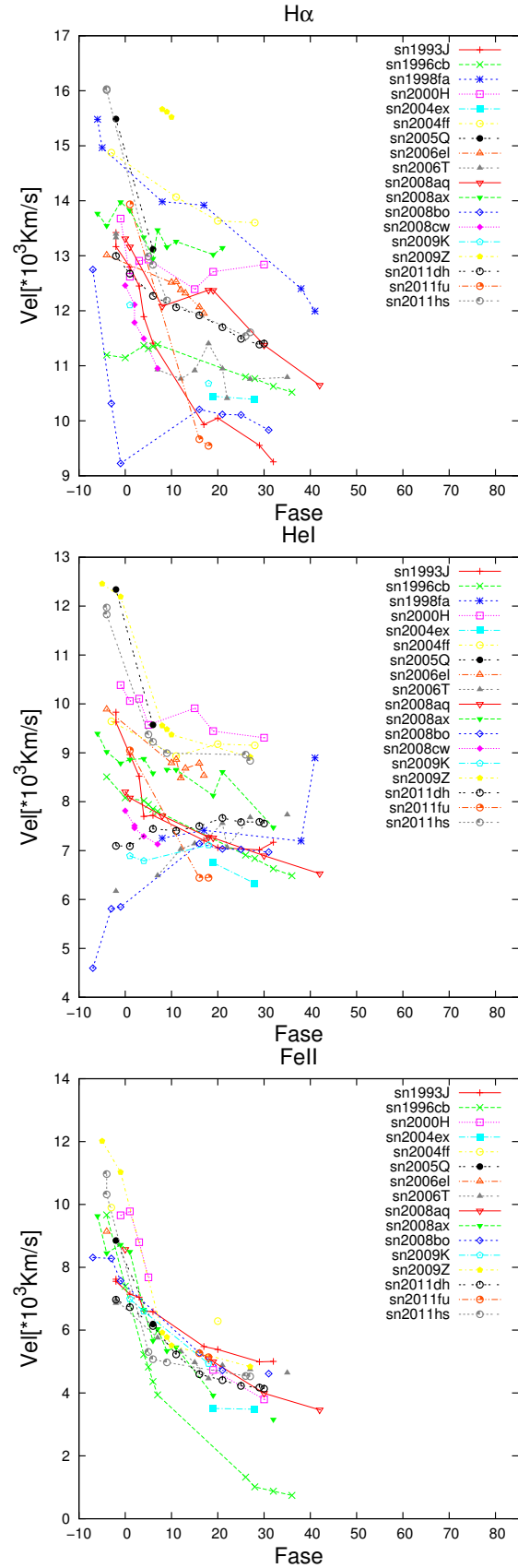


Figura 2: Panel superior: Velocidad para la línea de absorción de H α en función de la fase. Panel central: Velocidad para la línea de absorción de He I en función de la fase. Panel inferior: Velocidad para la línea de absorción de Fe II en función de la fase.

Incertezas en la composición química del núcleo de las estrellas enanas blancas y su impacto en la astrosismología de estrellas variables ZZ Ceti

F. C. De Gerónimo¹, A. H. Córscico¹, L. G. Althaus¹ & A. D. Romero²

¹ Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

² Departamento de Astronomia, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, Brasil

Contacto / fdegeronimo@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Las estrellas ZZ Ceti son enanas blancas pulsantes con un núcleo de carbono-oxígeno creado durante las etapas de quema central de helio y rama asintótica de las gigantes (AGB). A partir de la interpretación de sus períodos de pulsación por medio de la astrosismología, se pueden inferir detalles de su origen y evolución. El espectro de pulsación exhibido por las ZZ Ceti depende fuertemente de su estructura química interna. En este trabajo presentamos un estudio del impacto de las incertezas actuales en la formación y evolución de enanas blancas sobre el espectro de pulsación esperado en estrellas ZZ Ceti. Nuestro análisis está basado en un conjunto de modelos de enanas blancas con núcleo de carbono-oxígeno con masas estelares de 0.548 y 0.837M_⊙ los cuales fueron calculados considerando la evolución completa desde la ZAMS hasta la banda de inestabilidad de las ZZ Ceti. Hemos considerado modelos en los que variamos el número de pulsos térmicos, la cantidad de *overshooting*, y la tasa de reacción $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ dentro de sus incertezas. Encontramos que estas incertezas producen cambios significativos en los períodos de pulsación de modos g. Concluimos que las incertezas en la evolución de progenitores de enanas blancas deberían ser tenidas en cuenta en los análisis astrosismológicos de estas estrellas pulsantes.

Abstract / ZZ Ceti stars are pulsating white dwarfs with a carbon-oxygen core built up during the core helium burning and thermally pulsing Asymptotic Giant Branch phases. Details about the origin and evolution of white dwarfs can be inferred through the interpretation of their pulsation periods by means of asteroseismology. The whole pulsation spectrum exhibited by ZZ Ceti stars is extremely sensitive to the inner chemical structure. We present a study of the impact of the current uncertainties of the white dwarf formation and evolution on the expected pulsation properties of ZZ Ceti stars. Our analysis is based on a set of carbon-oxygen core white dwarf models with masses 0.548 and 0.837M_⊙ derived from full evolutionary computations from the ZAMS to the ZZ Ceti domain. We have considered models in which we varied the number of thermal pulses, the amount of overshooting, and the $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ reaction rate within their uncertainties. We find that these uncertainties yield significant changes in the g-mode pulsation periods. We conclude that the uncertainties in the white dwarf progenitor evolution should be taken into account in detailed asteroseismological analysis of these pulsating stars.

Keywords / stars: interiors — (stars:) white dwarfs — stars: variables: general

1. Introducción

Las estrellas enanas blancas (WDs, por sus siglas en inglés) constituyen el final evolutivo de estrellas de masa baja e intermedia (hasta 8-10 M_⊙, Woosley & Heger (2015)). Estas estrellas poseen un núcleo de carbono-oxígeno creado durante la etapa de quema de He en el núcleo de las estrellas progenitoras. Las estrellas ZZ Ceti (o DAV) son estrellas variables pulsantes con atmósferas ricas en H. Localizadas en una estrecha banda de inestabilidad con temperaturas efectivas entre 10 500 y 12 500 K (Fontaine & Brassard, 2008; Winget & Kepler, 2008; Althaus et al., 2010a), constituyen la clase más numerosa de pulsadores compactos. Estas estrellas están caracterizadas por variaciones fotométricas causadas por modos-g de pulsación no radiales de bajo orden ($\ell \leq 2$) con períodos entre 70 y 1500 s.

La comparación entre los períodos de pulsación observados en enanas blancas con los períodos computados

a partir de modelos teóricos apropiados, nos permite inferir detalles sobre el origen y evolución de los progenitores (Fontaine & Brassard, 2008; Winget & Kepler, 2008; Althaus et al., 2010a). Particularmente, los análisis astrosismológicos de estrellas ZZ Ceti proveen fuertes restricciones en la masa estelar, el grosor de la envoltura exterior, la composición química, tasas de rotación estelar (e.g., Romero et al., 2012).

Existen varias incertezas importantes relacionadas con la evolución previa de la enana blanca que afectan fuertemente la composición y estructura interna de la enana blanca y por lo tanto a los períodos de pulsación. Particularmente nos concentramos en incertezas relacionadas con los efectos de la longitud de extensión del núcleo convectivo más allá del borde de Schwarzschild *overshooting* (OV por sus siglas en inglés) durante la quema central de He, la ocurrencia de pulsos térmicos durante la evolución en la rama asintótica de gigantes (thermally pulsing Asymptotic Giant Branch,

TP-AGB por sus siglas en inglés) y la tasa de reacción $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$. Para ello calculamos secuencias evolutivas desde la secuencia principal de edad cero (Zero Age Main Sequence, ZAMS por sus siglas en inglés), a través de la fase TP-AGB hasta el dominio de las ZZ Ceti. Nuestras secuencias están caracterizadas por progenitores de 1.5 y 4 $M_{\odot}$ ($M_{wd} = 0.548, 0.837 M_{\odot}$ respectivamente) y metalicidad $Z = 0.01$.

2. Herramientas computacionales

Nuestros modelos de enanas blancas fueron generados con el código evolutivo LPCODE (Althaus et al., 2005, 2010b; Renedo et al., 2010; Romero et al., 2012; Miller Bertolami, 2016) el cual produce modelos detallados de enanas blancas, basado en una descripción física actualizada. Para el análisis pulsacional, empleamos el código LP-PUL (Córscico & Althaus, 2006) el cual está acoplado al LPCODE y resuelve el conjunto de ecuaciones que gobiernan las pulsaciones estelares.

3. Análisis pulsacional

Exploramos las incertezas relacionadas con:

- la ocurrencia de los pulsos térmicos durante la etapa AGB,
- la ocurrencia de OV durante la fase de quema central de He,
- la tasa de reacción $^{12}\text{C} + \alpha$

3.1. Pulsos térmicos durante la AGB

Durante la fase TP-AGB, se desarrolla una zona convectiva con la consecuente creación de una región rica en helio y carbono en la base del buffer de He, el llamado *intershell*. El tamaño de esta región disminuye a medida que aumenta el número de pulsos térmicos experimentados. Hemos explorado los casos en que el progenitor experimenta 3 y 10 pulsos térmicos y el caso extremo en el que la estrella abandona la etapa AGB antes de la ocurrencia del primer pulso térmico (modelos 3TP, 10TP y 0TP).

En la figura 1 mostramos los perfiles químicos (panel superior) para los elementos más abundantes, y el logaritmo del cuadrado de la frecuencia de Brunt-Väisälä cuando nuestros modelos alcanzan la banda de inestabilidad de las ZZ Ceti a, aproximadamente, 12 000 K (panel izquierdo) en conjunto con las diferencias en los períodos (panel derecho). Debido a que los procesos de difusión son más efectivos para masas estelares mayores, la región entre capas (*intershell*) creada en la fase TP-AGB desaparece casi completamente para nuestro modelo masivo. El modelo menos masivo resulta más afectado en cuanto a los cambios en los períodos. Esto no sólo es debido a la presencia del *intershell*, sino también debido al desplazamiento hacia el exterior de la región de transición química núcleo/He.

3.2. Overshooting durante quema central de He

La ocurrencia de episodios de mezcla extra durante la fase de quema central de He modifica fuertemente la for-

ma final de la estructura química del núcleo de carbono-oxígeno. Para cuantificar el impacto del OV durante la quema central de He, hemos considerado el caso extremo en el cual suprimimos el OV (modelo 3TP-NOV), el cual comparamos con el caso en que consideramos OV con un parámetro $f = 0.016$ (modelo 3TP). En la fig. 2 podemos apreciar que los modelos con OV están caracterizados por una menor abundancia central de C debido a que la ingestión de He en una zona rica en C favorece la producción de oxígeno mediante la reacción $^{12}\text{C} + \alpha$.

3.3. Tasa de reacción $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$

Para cuantificar el impacto de las incertezas en esta tasa de reacción, calculamos la fase de quema central de He considerando tres valores distintos para la tasa de reacción $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$, siguiendo luego la evolución hasta la TP-AGB. Consideramos las tasas de Angulo et al. (1999) (NACRE, nuestro modelo de referencia) y los valores superior e inferior de Kunz et al. (2002) (modelos KH y KL respectivamente). Para las temperaturas de quema central de He ($\sim 2 \times 10^8$ K, zona gris), $\sigma_{\text{KH}}/\sigma_{\text{Nacre}} \sim 0.55$ y $\sigma_{\text{KL}}/\sigma_{\text{Nacre}} \sim 1.1$. En la fig. 3 podemos observar el impacto sobre los perfiles químicos y sobre la frecuencia de Brunt-Väisälä. Tanto las posiciones de las zonas de transición O/C, O/C/He como las abundancias químicas se ven afectadas.

4. Resumen y conclusiones

Respecto a las incertezas estudiadas, en este trabajo hemos mostrado que los cambios en los períodos inducidos por la cantidad de pulsos térmicos experimentados por el progenitor son como máximo 22 s, para el modelo menos masivo, mientras que para el modelo más masivo las diferencias son menores a 8 s. En cuanto a la ocurrencia de OV durante la quema central, impacta de igual manera en los modelos de baja y alta masa considerados, con variaciones máximas de 17 s. Finalmente las incertezas relacionadas con el pobre conocimiento de la reacción $^{12}\text{C} + \alpha$ inducen cambios en los períodos que alcanzan los 11 s para el modelo menos masivo, mientras que para el modelo de $0.837 M_{\odot}$ las variaciones son relevantes para modos de alto orden radial ($k \geq 20$) alcanzando los 18 s. Estas incertezas introducen, por lo tanto, diferencias mayores a los errores observacionales que, dependiendo de la cantidad de horas de observación, pueden llegar a los 3-4 segundos. Concluimos que las incertezas actuales en los perfiles químicos de las enanas blancas, provenientes de la evolución previa, impactan significativamente sobre el espectro de períodos de estrellas ZZ Ceti. De todas formas hacemos notar que, para evaluar las incertezas, hemos tomado casos extremos por lo que los resultados encontrados podrían tomarse como límites superiores. Además, las mayores diferencias en los períodos se encuentran para ciertos modos y no en todo el espectro de períodos. Como trabajo a futuro queda analizar el impacto del cambio en los períodos obtenido, sobre ajustes astrosismológicos período a período en estrellas ZZ Ceti observadas.

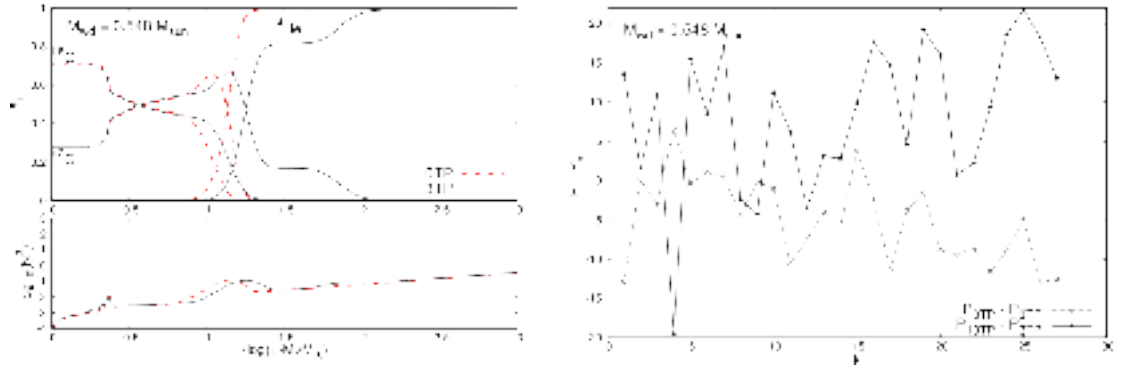


Figura 1: Paneles izquierdos, perfiles químicos y frecuencia de Brunt-Väisälä en términos de la fracción de masa externa a $T_{\text{eff}} \sim 12000$ K. Panel derecho, diferencia entre los períodos teóricos de cada modelo. 0TP referencia al modelo que abandona la AGB previo al primer pulso térmico, 3TP y 10 TP a los modelos que experimenta 3 y 10 pulsos térmicos, respectivamente.

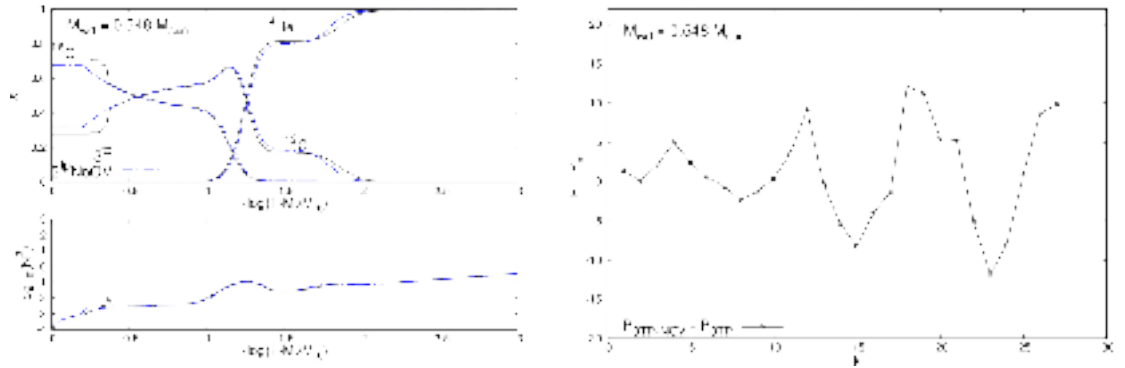


Figura 2: ídem fig. 1 pero para los modelos con OV suprimido (3TP-NOV) y con OV tenido en cuenta, con parámetro $f=0.016$ (3TP).

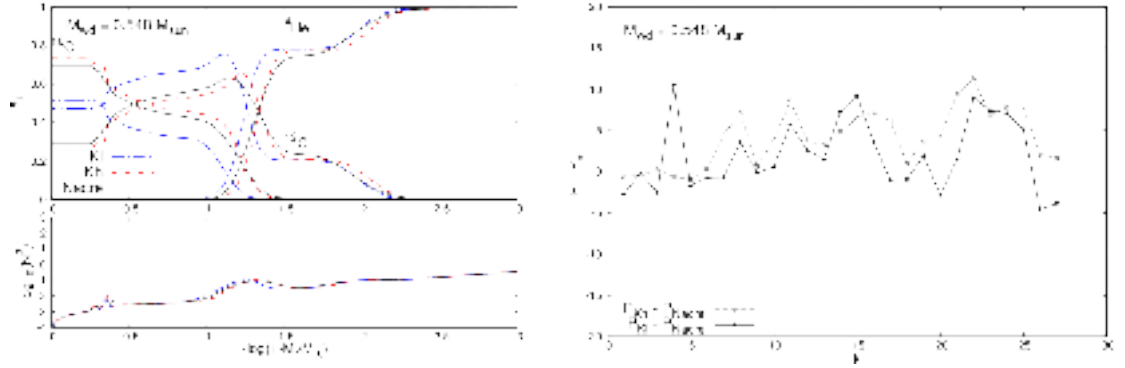


Figura 3: ídem fig. 1 pero para los modelos que consideran tasa de reacción de Angulo et al. (1999) (NACRE), y tasas superior e inferior de Kunz et al. (2002) (Kh y Kl respectivamente).

Referencias

- Althaus L. G., et al., 2005, *A&A*, 435, 631
 Althaus L. G., et al., 2010a, *A&A Rev.*, 18, 471
 Althaus L. G., et al., 2010b, *ApJ*, 717, 897
 Angulo C., et al., 1999, *Nuclear Physics A*, 656, 3
 Córscico A. H., Althaus L. G., 2006, *A&A*, 454, 863
 Fontaine G., Brassard P., 2008, *PASP*, 120, 1043
 Kunz R., et al., 2002, *ApJ*, 567, 643
 Miller Bertolami M. M., 2016, *A&A*, 588, A25
 Renedo I., et al., 2010, *ApJ*, 717, 183
 Romero A. D., et al., 2012, *MNRAS*, 420, 1462
 Winget D. E., Kepler S. O., 2008, *ARA&A*, 46, 157
 Woosley S. E., Heger A., 2015, *ApJ*, 810, 34



Dispersión de radiación en helio fluido

R. D. Rohrmann¹

¹ Instituto de Ciencias Astronómicas, de la Tierra y del Espacio, CONICET-UNSJ, Argentina

Contacto / rene.rohrmann@gmail.com

Resumen / Analizamos la dispersión Rayleigh por átomos de helio para densidades del gas entre 0.001 g/cm³ y 2 g/cm³ y temperaturas entre 1000 K y 20000 K. El efecto de la correlación espacial entre átomos sobre la sección eficaz fue evaluada con simulaciones Monte Carlo usando un potencial de energía efectivo para evaluar las fuerzas interatómicas. Estos resultados son relevantes para atmósferas de enanas blancas frías y planetas gigantes con abundancias altas de helio.

Abstract / We analyze the Rayleigh scattering from helium atoms for densities between 0.001 g/cm³ and 2 g/cm³ and temperatures between 1000 K and 20000 K. The effect of spatial correlation among atoms on the cross section was evaluated from Monte Carlo simulations using an effective energy potential to evaluate the interatomic forces. These results are relevant for cool white-dwarf atmospheres and giant planets with high helium abundance.

Keywords / Atomic processes — scattering — stars: white dwarfs

1. Introducción

La opacidad radiativa es una cantidad fundamental para el análisis de fenómenos de transporte de energía y la interpretación de observaciones astronómicas. En especial, la tasa de enfriamiento de estrellas enanas blancas es sensible a la opacidad de la atmósfera estelar en las etapas finales de la evolución ($T_{ef} < 10000$ K). En ese contexto, Iglesias et al. (2002) mostraron que la opacidad del helio se reduce por efectos colectivos en el gas de las atmósferas de enanas blancas frías, y puede afectar sus tiempos de enfriado en edades avanzadas. La reducción de la opacidad por efectos de densidad es observada también en otros sistemas condensados (Mattarelli et al., 2007), (Plagemann et al., 2015). Los cálculos de Iglesias et al. (2002) fueron sin embargo de carácter exploratorio y no resultan adecuados para su uso en el cálculo de modelos de atmósferas, ya que se realizaron para unas pocas temperaturas y densidades. Además, las correlaciones entre partículas fueron calculadas con el método aproximado *hypernetted-chain*, y la polarizabilidad de los átomos se evaluó tomando en cuenta solamente la línea de resonancia $1^1S \rightarrow 2^1P$. El presente trabajo está dirigido a resolver estas deficiencias para la dispersión Rayleigh por átomos de helio, con cálculos que cubren una amplia región de temperaturas y densidades del fluido.

2. Sección eficaz de dispersión

La sección eficaz diferencial de dispersión Rayleigh en un fluido es dada por (Chen & Kotlarchyk, 2007)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\omega^4}{c^4} |\mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{e}_2^*|^2 \alpha(\omega)^2 S(k), \quad (1)$$

donde ω es la frecuencia angular del campo de radiación incidente, c la velocidad de la luz, $\mathbf{e}_1$ y $\mathbf{e}_2^*$ los vectores de polarización del campo eléctrico antes y después del

proceso dispersivo, $\alpha(\omega)$ es la polarizabilidad dinámica de los átomos de helio, y $S(k)$ el factor de estructura estático del fluido como función del número de onda $k = p/\hbar$ ($\hbar = h/2\pi$, h constante de Planck), siendo p el momento lineal transferido por el fotón al átomo.

3. Polarizabilidad

Con la energía medida en Rydbergs, la polarizabilidad dinámica de los átomos se expresa (Bonin & Kresin, 1997)

$$\alpha(E) = 4 \left[\sum_n \frac{f_n}{(E_n^2 - E^2)} + \int \frac{df/dE'}{(E'^2 - E^2)} dE' \right], \quad (2)$$

con $E = \hbar\omega$ la energía de un fotón, f_n y df/dE las fuerzas de oscilador para transiciones dipolares eléctricas desde el estado fundamental del He I, a estados excitados y en el continuo de ionización, respectivamente.

Valores de f_n para excitaciones simples y dobles han sido tomados principalmente de Theodosiou (1987) y Domke et al. (1996). Datos para excitaciones altas (número cuántico principal del electrón “externo” $n > 21$ y $n > 6$ para excitaciones simples y dobles, respectivamente) se evaluaron con expresiones asintóticas tomadas de Fano & Cooper (1968) y Domke et al. (1991). Las distribuciones continuas df/dE se determinaron con secciones de fotoionización simple (Samson et al., 1994) y doble (Samson et al., 1998), en la primera de las cuales se incluyeron perfiles Fano para las principales resonancias de autoionización presentes entre 58 y 65 eV (Fig. 1).

4. El factor de estructura estático

Las correlaciones espaciales entre partículas se determinaron con simulaciones Monte Carlo (MC), para un

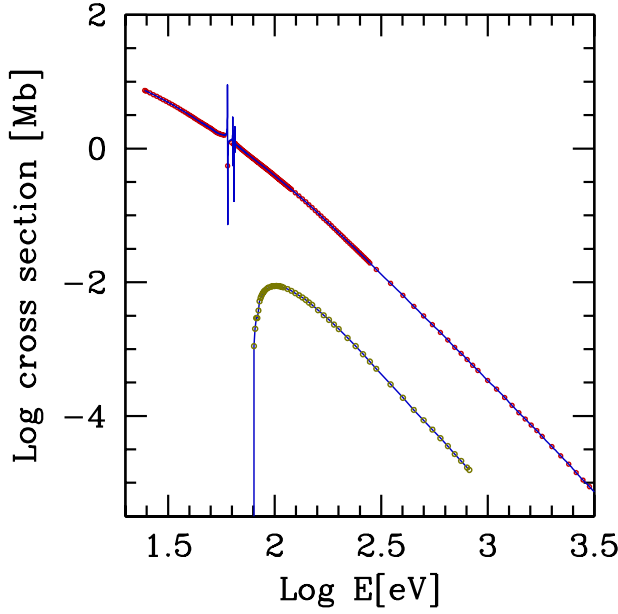


Figura 1: Secciones eficaces de fotoionizaciones simple (trazo superior) y doble (trazo inferior) del helio neutro. Símbolos para los datos experimentales de Samson et al. (ver texto). Líneas continuas para los ajustes usados en el trabajo actual.

conjunto de 512 partículas en un espacio cúbico con condiciones de borde periódicas. Se consideraron fuerzas interatómicas basadas en el potencial He–He de Aziz et al. (1995). Para cada temperatura y densidad se calculó la función distribución radial de pares de partículas $g(r)$ en la forma

$$g(r) = \left\langle \frac{\Delta N(r)}{4\pi n r^2 \Delta r} \right\rangle, \quad (3)$$

donde n es el valor medio de la densidad numérica de átomos, $\Delta N(r)$ el número de partículas ubicadas a distancias entre r y $r + \Delta r$ de una partícula de referencia, y los símbolos $\langle \dots \rangle$ indican una promediación sobre 9000 pasos MC, luego de mil pasos MC destinados a la thermalización del sistema. La presente implementación del método MC sigue de cerca la propuesta de Metropolis et al. (1953). Con $g(r)$ se determinó la función de estructura $S(k)$ por evaluación numérica de una transformada de Fourier,

$$S(k) = 1 + 4\pi n \int_0^\infty [g(r) - 1] \frac{\sin(kr)}{k} r dr. \quad (4)$$

5. Resultados

Todos los programas numéricos empleados en este trabajo fueron desarrollados por el autor. La Tabla 1 muestra cálculos de la polarizabilidad estática $\alpha(0)$. Se aprecia que la línea de resonancia del He I contribuye con un tercio a la polarizabilidad total, mientras que las transiciones al continuo de energía lo hacen con un 53 %, y el resto de las excitaciones simples con un 14 %. Excitaciones dobles aportan menos del 0.2 %, si bien intervienen en la precisión del $\alpha(0)$ calculado. La polarizabilidad estática obtenida aquí discrepa en 0.02 % con el valor experimental (Grohmann & Luther, 1992).

Tabla 1: La polarizabilidad estática del helio desglosada en diferentes contribuciones y comparada con el resultado experimental. La última columna expresa las contribuciones porcentuales a $\alpha(0)$ y el valor relativo del mismo respecto al valor experimental (Grohmann & Luther, 1992). Entre paréntesis, la potencia de diez que multiplica a cada número.

Contribución	$\alpha(0)[\text{cm}^3]$	[%]
$1^1S \rightarrow 2^1P$	0.67372(−25)	32.86
saltos simples	0.96705(−25)	47.17
saltos dobles	0.38472(−27)	0.19
continuo	0.10792(−24)	52.64
$\alpha(0)$ total	0.20501(−24)	99.98
experimental	0.20505(−24)	

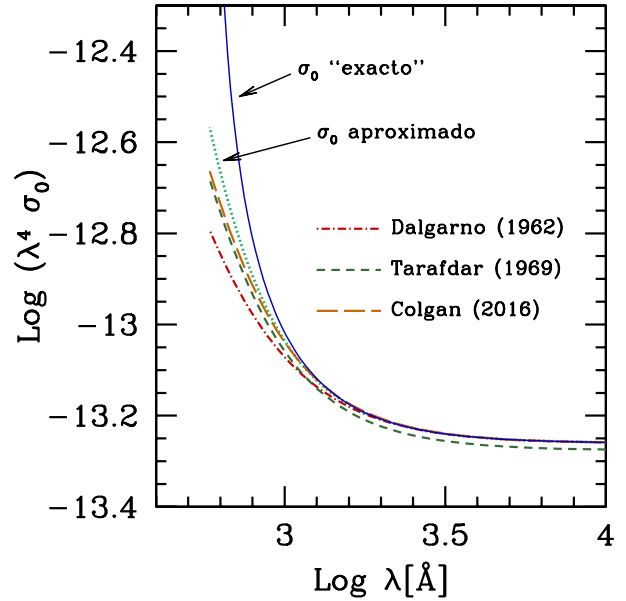


Figura 2: Sección eficaz Rayleigh $\sigma_0[\text{cm}^2]$ para un átomo aislado, con el cálculo explícito de la Ec. (1) (línea continua), y a través de su desarrollo en serie de potencias de λ conservando sólo los primeros tres términos significativos, esto último de acuerdo al presente trabajo (línea de puntos) y a resultados previos (señalados en la gráfica).

Antes de exponer los efectos de las interacciones entre átomos sobre la sección eficaz de dispersión, analicemos la sección para un átomo aislado (σ_0), es decir, la que procede de la Ec. (1) pero sin el factor $S(k)$. Usualmente, la sección σ_0 utilizada en cálculos de opacidad (ejs., Dalgarno (1962), Tarafdar & Vardya (1969), Colgan et al. (2016)) se basa en el desarrollo de $\alpha(E)$ en una serie de potencias de la longitud de onda $\lambda = ch/E$ que incluye los primeros tres términos significativos. Esto es de interés práctico pues evita evaluar las sumas e integraciones presentes en la Ec. (2) cada vez que se calcula σ_0 , mientras mantiene precisión para las longitudes de onda de interés. La Fig. 2 compara cálculos previos de σ_0 con el obtenido en el presente trabajo (línea a puntos) bajo la misma aproximación (primeros tres términos de la serie en λ). La línea continua en la Fig. 2 resulta de considerar la polarizabilidad dinámica en forma com-

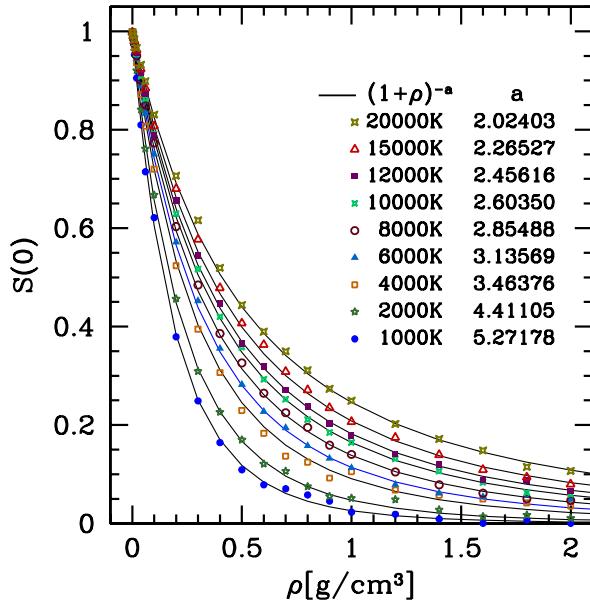


Figura 3: Símbolos: Factor de estructura obtenido con simulaciones MC para diferentes temperaturas y densidades del fluido. Líneas: ajustes de los datos con la Ec. (5). La gráfica muestra el valor del parámetro a para cada temperatura.

pleta (sin desarrollo en serie). Se observa que el uso de una serie finita en σ_0 es adecuado para $\lambda > 1000$ Å. Se aprecia además que el límite estático ($\lambda \rightarrow \infty$) coincide en buena precisión para todos los cálculos aproximados por una serie finita, excepto el de Tarafdar & Vardya (1969).

Para las frecuencias de interés en espectros de enanas blancas, la transferencia de momento a un átomo en un proceso Rayleigh es despreciable. Por lo tanto, en la práctica, en la Ec. (1) puede adoptarse $S(0)$. La Fig. 3 muestra valores obtenidos para $S(0)$ a través de simulaciones MC sobre un amplio rango de densidades y temperaturas. Estos resultados pueden ajustarse con las siguientes expresiones (con ρ en g cm^{-3} y T en K)

$$S(0) = (1 + \rho)^{-a(T)}, \quad (5)$$

$$a(T) = 46.67685/T^{0.3128}. \quad (6)$$

Los efectos de densidad sobre dispersión Rayleigh del helio fueron estudiados por Iglesias et al. (2002). El único resultado de dicho estudio que puede contrastarse con los presentes es el valor $S(0) \approx 0.064$ (de su fig. 2) para $T = 3240$ K y $\rho = 1.23$ g/cm^3 . El valor que resulta con las Ecs. (5) y (6) es razonablemente cercano $S(0) \approx 0.051$. Cabe sin embargo señalar que Iglesias et al. (2002) calcularon $S(0)$ a partir de la técnica *hypercentric-chain*, la cual es por sí misma una aproximación en la teoría de fluidos. Por otra parte, en la evaluación de la polarizabilidad atómica, Iglesias et al. (2002) sólo tomaron en cuenta la contribución de la línea de resonancia. De acuerdo a la Tabla 1, esto representa una subestimación del valor de $\alpha(E)$ en un 67 % para el límite estático ($E = 0$), y una deficiencia progresivamente menor al crecer E desde cero.

De acuerdo a nuestros resultados, las interacciones entre átomos reducen la dispersión Rayleigh un factor

de 0.6 a 0.8 en $\rho = 0.1$ g cm^{-3} , y entre 0.03 y 0.2 en $\rho = 1$ g cm^{-3} , en el rango $T = 1000$ K–20000 K. Como consecuencia, los efectos de densidad sobre la opacidad Rayleigh comienzan a tener incidencia en capas profundas de atmósferas de helio de enanas blancas cuando se enfrían debajo de $T_{ef} = 10000$ K, llegando a ser severos sobre toda la atmósfera para $T_{ef} < 5000$ K.

6. Conclusiones

Se ha recalculado la dispersión Rayleigh del helio incluyendo efectos de densidad, en condiciones que emulan las existentes en las atmósferas de enanas blancas frías deficientes en hidrógeno. Estos cálculos mejoran las evaluaciones de Iglesias et al. (2002) y las extienden a un rango amplio de temperaturas y densidades. Los cálculos presentes comprenden $1000 \text{ K} < T < 20000 \text{ K}$ y $0.001 \text{ g cm}^{-3} < \rho < 2 \text{ g cm}^{-3}$, pero las expresiones de ajuste, Ecs. (5) y (6), pueden aplicarse a gases de densidad arbitrariamente baja y cabe esperar que reproduzcan razonablemente la opacidad Rayleigh en densidades superiores a las analizadas (si bien su importancia en la opacidad total del gas se reduce progresivamente por la ionización por presión del helio). Resultados adicionales, que incluyen el cálculo del índice de refracción del helio fluido, serán publicados en otro lugar.

Agradecimientos: Al Prof. B. Militzer por comentarios e información sobre simulaciones de helio fluido.

Referencias

- Aziz R. A., Janzen A. R., Moldover M. R., 1995, Phys. Rev. Lett., 74, 1586
- Bonin K. D., Kresin V. V., 1997, Electric-dipole polarizabilities of atoms, molecules, and clusters. World Scientific Publishing
- Chen S.-H., Kotlarchyk M., 2007, Interactions of photons and neutrons with matter. World Scientific
- Colgan J., et al., 2016, ApJ, 817, 116
- Dalgarno A., 1962, Spectral Reflectivity of the Earth's Atmosphere III: The Scattering of Light by Atomic Systems. Geophysical Corporation of America Rep.
- Domke M., et al., 1991, Physical Review Letters, 66, 1306
- Domke M., et al., 1996, Phys. Rev. A, 53, 1424
- Fano U., Cooper J. W., 1968, Reviews of Modern Physics, 40, 441
- Grohmann K. H., Luther H., 1992, Temperature. Its Measurement and Control in Science and Industry. AIP
- Iglesias C. A., Rogers F. J., Saumon D., 2002, ApJL, 569, L111
- Mattarelli M., Montagna M., Verrocchio P., 2007, Applied Physics Letters, 91, 061911
- Metropolis N., et al., 1953, J. Chem. Phys., 21, 1087
- Plagemann K.-U., et al., 2015, Phys. Rev. E, 92, 013103
- Samson J. A. R., et al., 1994, J. of Phys. B At. Mol. Phys., 27, 887
- Samson J. A. R., et al., 1998, Phys. Rev. A, 57, 1906
- Tarafdar S. P., Vardya M. S., 1969, MNRAS, 145, 171
- Theodosiou C. E., 1987, Atomic Data and Nuclear Data Tables, 36, 97



M.I.D.E.3700. Medición interactiva de la discontinuidad en 3700 Å

Y. J. Aidelman^{1,2}

¹ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

² Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

Contacto / aidelman@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / M.I.D.E.3700 es un código, en lenguaje *Python*, que permite medir los parámetros que caracterizan la discontinuidad de Balmer y el gradiente de color (D , λ_1 y Φ) del sistema espectrofotométrico BCD. Su nombre corresponde a la sigla de *medición interactiva de la discontinuidad en 3700 Å*.

Con esta herramienta el usuario puede trabajar de manera interactiva sobre un espectro estelar, y así, elegir los mejores ajustes. De este modo M.I.D.E.3700 estima los valores de D , λ_1 y Φ de manera rápida y sencilla, con los cuales determina el tipo espectral y los parámetros fundamentales de la estrella.

Abstract / M.I.D.E.3700 is a *Python* code that allows to measure the parameters that characterize the Balmer discontinuity and the color gradient (D , λ_1 and Φ) of the BCD spectrophotometric system. Its name corresponds to the acronym for *medición interactiva de la discontinuidad en 3700 Å* (interactive discontinuity measurement at 3700 Å). With this tool the user can work interactively on a stellar spectrum, and thus choose the best fit. M.I.D.E.3700 estimates, in a fast and easy way, the values of D , λ_1 and Φ , and therefore calculates the spectral type and the fundamental parameters of the stars.

Keywords / stars: emission-line, Be — stars: fundamental parameters — methods: miscellaneous

1. Breve introducción al sistema espectrofotométrico BCD

La construcción de este sistema de clasificación espectral llevó alrededor de 15 años de estudio. Comenzó con la propuesta de caracterizar la discontinuidad (o salto) de Balmer con parámetros observables (Barbier & Chalonge, 1939), y recién en 1952 se logró la equivalencia con los sistemas MK y Yerkes (Chalonge & Divan, 1952). A partir de entonces, el tipo espectral y la clase de luminosidad de una estrella más caliente que G0, y más fría que O9, queda determinado por los valores de la altura, D , y la posición media, λ_1 , que caracterizan su discontinuidad de Balmer (como se muestra en la Figura 1). Poco después, se introdujo un tercer parámetro, también medible, llamado gradiente de color intrínseco Φ_b^0 , relacionado con la temperatura de color del continuo estelar en el rango violeta-azul (4600 – 4000 Å, Chalonge, 1953). Actualmente este sistema se conoce con el nombre de sistema espectrofotométrico de clasificación BCD. La denominación “BCD” viene de las iniciales de los apellidos de sus creadores: Barbier, Chalonge y Divan.

Una vez lograda la equivalencia del sistema BCD con el sistema de clasificación espectral tradicional MK, se construyeron planos de calibración para poder determinar los parámetros fundamentales de las estrellas; estos son: temperatura efectiva, T_{eff} , gravedad superficial, $\log g$, y magnitudes absolutas visual y bolométrica, M_v y M_{bol} (Zorec, 1986; Zorec & Briot, 1991; Zorec et al., 2009). Estas calibraciones consisten en curvas de nivel

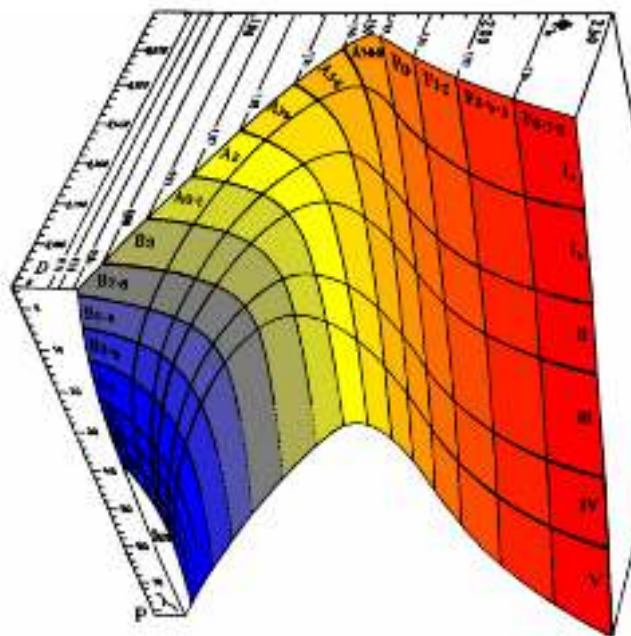


Figura 1: Clasificación espectral BCD en función de los parámetros $\lambda_1 - 3700$ Å, D y Φ_b^0 . Imagen tomada de la página <http://laserstars.org/spectra/BCD-Sigma.gif>.

sobre el plano ($\lambda_1 - 3700$, D).

1.1. Método BCD aplicado a estrellas normales

Para determinar el tipo espectral y los parámetros fundamentales de una estrella en el rango espectral O9-G0, primero hay que determinar los valores de los tres parámetros D , λ_1 y Φ (ver Figura 2).

Medición de D : La definición dada por Barbier & Chalonge (1939) es la siguiente:

$$D = \log(F_{+3700}/F_{-3700})$$

donde F_{+3700} y F_{-3700} corresponden a los valores de los continuos de Paschen y Balmer extrapolados en $\lambda = 3700 \text{ \AA}$, respectivamente. En una estrella normal, las envolventes inferior y superior de las líneas de Balmer también convergen al punto F_{-3700} y, por esto, dicho punto define la base de la discontinuidad. Por esta razón, las envolventes de las líneas permiten definir el continuo de Balmer en una estrella normal.

Este parámetro está relacionado con la temperatura efectiva de la estrella. La altura máxima corresponde al tipo espectral A2 (Barbier & Chalonge, 1941): para estrellas más frías la altura disminuye porque estas emiten una menor cantidad de fotones capaces de ionizar el hidrógeno, mientras que para las estrellas más calientes la altura disminuye porque sus fotosferas tienen casi todo el hidrógeno ionizado.

Medición de λ_1 : Se traza una recta paralela al continuo de Paschen que pase por el punto $(\lambda, \log F)$ determinado por $\lambda = 3700 \text{ \AA}$ y $\log F = \log(F_{-3700}) + D/2$. Luego se traza una curva que corresponda a la envolvente superior de las líneas de Balmer. El valor de λ_1 corresponde a la longitud de onda del punto de intersección entre la recta y la envolvente.

Este parámetro está relacionado con la gravedad efectiva de la estrella. Las estrellas enanas tienen líneas de Balmer más anchas que las gigantes, y como consecuencia, el punto de intersección que determina el valor de λ_1 ocurre a longitudes de onda más grandes en las estrellas enanas.

Medición de Φ : El valor del gradiente de color observado se calcula utilizando la siguiente relación:

$$\Phi_{ab} = -\frac{\ln\left(\frac{\lambda_a^5 F_{\lambda_a}}{\lambda_b^5 F_{\lambda_b}}\right)}{\frac{1}{\lambda_a} - \frac{1}{\lambda_b}}$$

donde F_{λ_a} y F_{λ_b} son el flujo observado en las longitudes de onda λ_a y λ_b , respectivamente. De acuerdo al rango espectral observado se utiliza la siguiente notación:

- Φ_{uv} para la región espectral $3200 - 3700 \text{ \AA}$
- Φ_{rb} para la región espectral $4000 - 6700 \text{ \AA}$
- Φ_b para la región espectral $4000 - 4800 \text{ \AA}$
- Φ_{bb} para la región espectral $4000 - 4600 \text{ \AA}$

Cálculo de los parámetros fundamentales: Una vez determinados los valores de D y λ_1 se utilizan las calibraciones mencionadas previamente para determinar

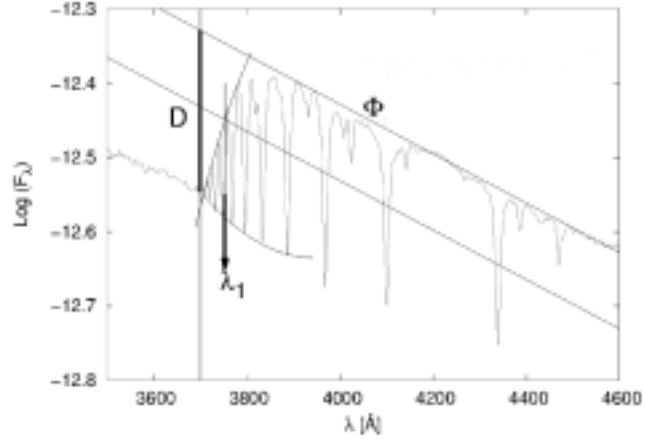


Figura 2: Medición de los parámetros D , λ_1 y Φ en un espectro de una estrella normal.

el tipo espectral y los parámetros fundamentales de la estrella. Además, como el gradiente de color está relacionado con la absorción del medio interestelar (ya que dicha absorción modifica la pendiente del continuo de Paschen) podemos calcular el exceso de color $E(B - V)$ y la absorción, A_v , utilizando las relaciones teóricas descritas en Aidelman et al. (2012) y tomando un valor del coeficiente de absorción selectiva $R_v = 3.1$:

$$A_v = 1.7(\Phi_{rb} - \Phi_{rb}^0) = 2.1(\Phi_b - \Phi_b^0) = 2.3(\Phi_{bb} - \Phi_{bb}^0)$$

Finalmente, si contamos con alguna medición de la magnitud visual aparente, m_v , se puede calcular el módulo de distancia, $(m_v - M_v)_0$.

2. Descripción del código M.I.D.E.3700

Con el objetivo de poder utilizar el método BCD de una forma rápida y sencilla escribí el código M.I.D.E.3700. Esta herramienta permite realizar todo el proceso de medición de los parámetros D , λ_1 , Φ de manera interactiva y determinar los parámetros fundamentales de una estrella. Su nombre corresponde a la sigla de *medición interactiva de la discontinuidad en 3700*.

Este programa, que he desarrollado en el marco de mi trabajo de tesis de doctorado, está escrito en lenguaje *Python* debido a que este lenguaje tiene gran potencial para trabajar con interfaces gráficas.

M.I.D.E.3700 trabaja de la siguiente manera. La entrada al programa es un espectro de baja resolución (aproximadamente $4.5 \text{ \AA}$ cada dos pixeles o $R \sim 900$) calibrado en flujo, que incluya al salto de Balmer (con un rango espectral entre $\lambda_{uv} \lesssim 3500 \text{ \AA}$ y $\lambda_b \gtrsim 4600 \text{ \AA}$) y en formato *ascii*, es decir una tabla λ, F_λ . Cuando el código se ejecuta, se despliega dicho espectro en una terminal gráfica, sobre la cual se realizan los ajustes de los continuos de Paschen y Balmer, y las envolventes inferior y superior de las líneas de Balmer. Los continuos se ajustan con una recta y las envolventes con una parábola. Para realizar dichos ajustes se utiliza el método de mínimos cuadrados utilizando los puntos que el usuario ha seleccionado sobre el espectro.

Una vez realizados estos ajustes, el programa calcula los valores de D , λ_1 y Φ como se describió anteriormente. Luego, calcula la temperatura efectiva, T_{eff} , interpolando entre las dos curvas de nivel entre las cuales se encuentra el punto $(\lambda_1 - 3700, D)$, utilizando la calibración dada por Zorec et al. (2009).

Posteriormente, el código realiza un proceso para mejorar los valores de D y λ_1 . Para ello es necesario normalizar el espectro de la estrella dividiéndolo por el espectro de un cuerpo negro normalizado correspondiente al valor de T_{eff} estimado inicialmente.

El espectro de cuerpo negro lo genera calculando el flujo emitido por longitud de onda:

$$B_\lambda = \frac{C_1/\lambda^5}{e^{C_2/\lambda T} - 1}$$

donde $C_1 = 2\pi hc^2$ y $C_2 = hc/k^*$. Luego normaliza el espectro del cuerpo negro. Para ello, el código busca el valor máximo del flujo utilizando primero la ley de Wien ($\lambda_{\text{max}} T = 0.28978 \text{ cm K}$) y luego, con el valor de λ_{max} calcula el valor del flujo astrofísico correspondiente, B_{max} . Así el flujo normalizado de cuerpo negro es: $B_{\lambda_{\text{nor}}} = B_\lambda/B_{\text{max}}$. Finalmente divide el flujo del espectro de la estrella por el del cuerpo negro normalizado, esto es, $F_{\lambda_{\text{nor}}} = F_\lambda/B_{\lambda_{\text{nor}}}$.

Sobre el espectro normalizado ajustamos nuevamente los continuos de Paschen y Balmer y la envolvente inferior de la líneas de Balmer. De este modo mejoramos el valor de D . Con este nuevo valor de D , M.I.D.E.3700 recalcula el valor de λ_1 .

Con estos valores de D y λ_1 mejorados, el código calcula el tipo espectral, la clase de luminosidad, T_{eff} , $\log g$, M_v , M_{bol} y Φ_b^0 interpolando (o extrapolando en caso de ser necesario) entre las curvas de nivel adecuadas en las calibraciones respectivas.

2.1. Cálculo de errores

El método BCD tiene errores de medición: $\epsilon(D) \lesssim 0.015 \text{ dex}$, $\epsilon(\lambda_1) \simeq 1 \text{ \AA}$ y $\epsilon(\Phi) \simeq 0.01 \mu\text{m}$ (Chalonge & Divan, 1973; Zorec & Briot, 1991). Para calcular la propagación de estos errores en los parámetros fundamentales hacemos lo siguiente. Sea X la magnitud a medir y X_0 su valor correspondiente al par (λ_1, D) medido en el espectro, esto es $X_0 = X(\lambda_1, D)$. Luego, calculamos cuatro valores más de X del siguiente modo:

$$\begin{aligned} X_1 &= T(\lambda_1 + \epsilon(\lambda_1), D + \epsilon(D)) \\ X_2 &= T(\lambda_1 - \epsilon(\lambda_1), D + \epsilon(D)) \\ X_3 &= T(\lambda_1 + \epsilon(\lambda_1), D - \epsilon(D)) \\ X_4 &= T(\lambda_1 - \epsilon(\lambda_1), D - \epsilon(D)) \end{aligned}$$

Luego calculamos el apartamiento de estos cuatro valores con respecto al valor de X_0 , esto es:

$$\begin{aligned} \epsilon(X_1) &= |X_1 - X_0| \\ \epsilon(X_2) &= |X_2 - X_0| \\ \epsilon(X_3) &= |X_3 - X_0| \\ \epsilon(X_4) &= |X_4 - X_0| \end{aligned}$$

* k es la constante de Boltzmann, c es la velocidad de la luz y h es la constante de Planck.

Finalmente, el error en la magnitud, $\epsilon(X_0)$, lo estimamos haciendo un promedio de los apartamientos medidos:

$$\epsilon(X_0) = \frac{\epsilon(X_1) + \epsilon(X_2) + \epsilon(X_3) + \epsilon(X_4)}{4}$$

De este modo calculamos $\epsilon(T_{\text{eff}})$, $\epsilon(\log g)$, $\epsilon(M_v)$, $\epsilon(M_{\text{bol}})$ y $\epsilon(\Phi_0)$.

M.I.D.E.3700 también calcula el exceso de color, el módulo de distancia y la distancia con sus respectivos errores:

$$\begin{aligned} \epsilon(E(B - V)) &= a \sqrt{(\epsilon(\Phi))^2 + (\epsilon(\Phi_0))^2} \\ \epsilon((m_v - M_v)_0) &= \sqrt{m_v^2 + [R_v \epsilon(E(B - V))]^2} \\ \epsilon(d) &= d \ln(10) \epsilon((m_v - M_v)_0)/5 \end{aligned}$$

donde a es igual a 0.75, 0.68 ó 0.54 según calculemos Φ_{bb} , Φ_b o Φ_{rb} , respectivamente.

Una detallada descripción del método BCD y su aplicación a estrellas tipo B y Be en cúmulos abiertos, se puede encontrar en mi trabajo de tesis de doctorado (disponible en el repositorio de la Universidad Nacional de La Plata, <http://sedici.unlp.edu.ar/>) y en los trabajos de Aidelman et al. (2012, 2015). También se puede hallar una breve explicación de cómo funciona M.I.D.E.3700 en la página web <https://youtu.be/QZ2-Hz9hQL0>.

Agradecimientos: Este trabajo se enmarca en el subsidio de CONICET (PIP 0177) y de la Universidad Nacional de La Plata (Programa de Incentivos G11/137), Argentina. También agradezco al Lic. Héctor Viturro por realizar tareas de soporte técnico.

Referencias

- Aidelman Y., et al., 2012, A&A, 544, A64
- Aidelman Y., et al., 2015, A&A, 577, A45
- Barbier D., Chalonge D., 1939, ApJ, 90, 627
- Barbier D., Chalonge D., 1941, Annales d' Astrophysique, 4, 30
- Chalonge D., Divan L., 1952, Annales d' Astrophysique, 15, 201
- Chalonge D., Divan L., 1973, A&A, 23, 69
- Chalonge D., 1953, C.N.R.S, 15, 201
- Zorec J., Briot D., 1991, A&A, 245, 150
- Zorec J., et al., 2009, A&A, 501, 297
- Zorec J., 1986, Structure et rotation differentielle dans le étoiles B avec et sans emission



Actividad cromosférica en estrellas frías

R.V. Ibañez Bustos¹, M. Flores², P.J.D. Mauas¹ & A.P. Buccino¹

¹ Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina

² Instituto de Ciencias Astronómicas, de la Tierra y del Espacio, CONICET-UNSJ, Argentina

Contacto / ribanez@iafe.uba.ar

Resumen / Los campos magnéticos que provocan la actividad estelar, son creados gracias a la interacción entre la convección y la rotación estelar (dínamo estelar). En las estrellas más frías la convección adquiere un rol predominante. Se ha reportado que las estrellas dM más tardías, incluso las puramente convectivas, presentan niveles de actividad mucho mayores que los encontrados para las estrellas más tempranas. En este trabajo se presentan los niveles medios de actividad y variabilidad de un conjunto de ocho estrellas dM a partir de observaciones obtenidas en el marco del proyecto HK α , que opera en el *Complejo Astronómico El Leoncito* (CASLEO) desde 1999.

Abstract / The magnetic fields that cause stellar activity, are generated by the interaction between the convection and stellar rotation (stellar dynamo). In cooler stars, convection becomes dominant. It has been reported that late-type dM stars, even the purely convective ones, present higher levels of activity than those found for the earliest stars. In this article, we present the mean level of activity and variability of a set of eight dM stars from the observations obtained under the HK α Project, which operates in the *Complejo Astronómico El Leoncito* (CASLEO) since 1999.

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

1. Introducción

Los campos magnéticos responsables de lo que conocemos como “actividad estelar” son generados por el mecanismo de dínamo estelar, resultante de la interacción entre la convección y la rotación diferencial de la estrella. En particular, el dínamo solar que genera e intensifica el campo magnético medio en el Sol se lo clasifica sintéticamente como un dínamo de tipo $\alpha\omega$.

Muchas estrellas frías presentan ciclos de actividad similares al ciclo de 11 años en el Sol. En algunos casos, los campos magnéticos de estas estrellas son más intensos que el campo solar. La medición de actividad y variabilidad estelar se realiza, casi con exclusividad, utilizando como indicador el flujo de las líneas H (3968.47 Å) y K (3933.66 Å) del Ca II del extremo azul del espectro visible. Debido a ello, los estudios observacionales sistemáticos realizados hasta el momento se limitan, por lo general, a estrellas en el rango F a K tempranas dado que las más tardías presentan muy baja luminosidad en dicha región espectral y por lo tanto, se requieren tiempos de integración mucho mayores. En estrellas más frías la convección se vuelve más importante, al punto que las estrellas dM más tardías son completamente convectivas, lo que conlleva a que exista la posibilidad de encontrar niveles de actividad mucho mayores que los que se encuentran en las estrellas más tempranas. Por otra parte, el estudio de periodicidad en este tipo de estrellas resulta particularmente interesante, ya que debería brindar información directa sobre la relación entre convección y variabilidad y, en última instancia, sobre los mecanismos responsables del dínamo estelar.

2. Observaciones

Con el objetivo de extender el estudio de la variabilidad y periodicidad estelar hacia el extremo inferior de la secuencia principal, en 1999 iniciamos observaciones sistemáticas de un conjunto de estrellas tardías (proyecto HK α), utilizando el espectrógrafo REOSC montado en el telescopio de 2.15 m del Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO, San Juan).

En el análisis de variabilidad de estrellas individuales de este proyecto, fue detectado un ciclo de ~ 442 días en la estrella M5.5Ve Proxima Centauri-G1 551 (Cincunegui et al., 2007). Este trabajo resultó de gran impacto ya que fue el primer ciclo reportado en una estrella de este tipo espectral y porque se trata de una estrella puramente convectiva donde no se esperaba actividad cíclica. También a partir de espectros de CASLEO y datos fotométricos, se detectó ciclos de actividad en las componentes del sistema binario G1 375 (Díaz et al., 2007), dos estrellas M tempranas (Buccino et al., 2011) y en la estrella activa AD Leo (GJ 388-M3Ve) parcialmente convectiva (Buccino et al., 2014).

Hoy en día, contamos con alrededor de 5500 espectros de resolución media ($R \sim 13000$) calibrados en flujo de 150 estrellas en el rango espectral de F a M con diferentes niveles de actividad observadas al menos 2 veces al año desde 1999. Esta extensa base de datos, nos permite realizar estudios de actividad cromosférica de largo plazo de las estrellas de nuestra muestra.

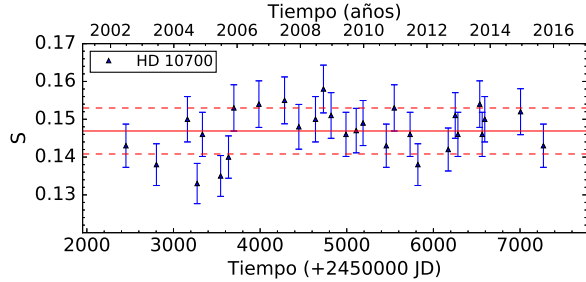
2.1. Estimación de los errores

Para los análisis de variabilidad estelar es esencial cuantificar la dispersión típica de las observaciones. Con este

Tabla 1: Datos relevantes para las estrellas de nuestra muestra. Ciclos de largo plazo y períodos de rotación para las estrellas analizadas. Referencias: 1: Kiraga & Stepień (2007), 2: Suárez Mascareño et al. (2016), 3: Alekseev (1998).

Estrella	T.E.	B-V	$\langle S \rangle$	σ_S	$\sigma_S / \langle S \rangle$	observación (CASLEO)	$P_{\text{cycl. Lit}}$ (años)	$P_{\text{rot Lit}}$ (días)	Ref.
Gl 182	M0V	1.37	6.8	0.5	0.07	2004 - 2013	—	4.41	1
Gl 479	M3V	1.54	1.8	0.3	0.2	2000 - 2014	2.0 ± 0.1	22.5 ± 0.1	2
Gl 729	M3.5V	1.74	5.3	1.1	0.2	2006 - 2014	7.1 ± 0.1 2.1 ± 0.1	2.9 ± 0.1	2
Gl 735	M3V	1.54	5.5	1.2	0.2	2005 - 2015	—	2.9	3
Gl 803	M1V	1.42	8.0	1.0	0.1	2004 - 2015	—	4.848	1
Gl 1049	M0V	1.44	6.0	0.5	0.08	2004 - 2015	—	—	—
Gl 1264	M1V	1.43	5.6	0.7	0.1	2004 - 2015	—	6.669	1
HD 36395	M1.5V	1.46	1.8	0.1	0.06	2002 - 2015	—	—	—

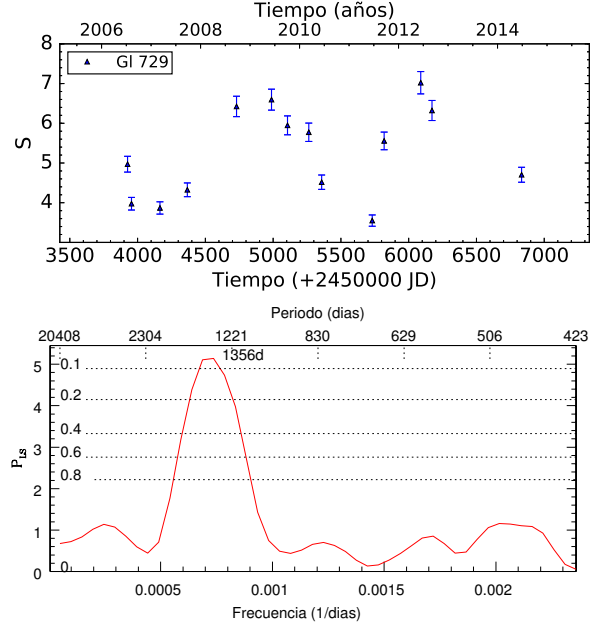
objetivo, estudiamos la actividad de largo plazo de la estrella de tipo solar G8.5V τ Ceti-HD 10700 considerada como una estrella de actividad constante (Baliunas & Soon, 1995). τ Ceti puede observarse desde el hemisferio sur, permitiéndonos tener registro de su actividad desde el comienzo del proyecto HK α hasta la actualidad. Con el procesamiento de los datos recolectados a lo largo de todos estos años, realizamos una gráfica del índice S de HD 10700 que mostramos en la Fig. 1. Obtuvimos una dispersión del 4% en esta serie. Este valor es el que utilizamos como estimación del error del índice S de actividad.


 Figura 1: τ Ceti-HD 10700. Registros de actividad estelar desde 2002 al 2015. En línea llena, mostramos el valor medio $\langle S \rangle$ y en línea punteada los puntos que se apartan en $1\sigma_S$ de este valor.

3. Actividad estelar en estrellas dM

En el presente trabajo hacemos hincapié en el estudio de actividad de largo plazo de las estrellas enanas de tipo M que no han sido estudiadas con anterioridad por nuestro grupo. En la Tabla 1 podemos encontrar ocho de las estrellas de nuestra base de datos donde se detallan los intervalos temporales en que han sido observadas en CASLEO y sus respectivos períodos de rotación y ciclos a largo plazo encontrados en la literatura.

Dentro de nuestra muestra podemos observar que todas las estrellas presentan una variabilidad tal que $\sigma_S / \langle S \rangle > 4\%$. De esta manera, se deduce que ninguna de ellas presenta una actividad constante. En particular, Gl 803 (AU Mic) es una estrella joven (~ 12 Myr) y es la


 Figura 2: Gl 729. *Arriba*. Serie temporal de S . *Abajo*. Periodograma obtenido según el análisis de Lomb-Scargle (Scargle, 1995).

más activa de nuestra muestra con un índice de actividad medio de $\langle S \rangle \sim 8.0$ y una variabilidad de $\sigma_S \sim 1.0$. En el otro extremo, tanto Gl 479 como HD 36395, presentan bajos índices de actividad ($\langle S \rangle < 2.0$). El resto de las estrellas de la tabla, presentan valores medios del índice S . A continuación discutimos aquellas estrellas individuales que poseen un mayor número de observaciones descartando, de esta manera, a las estrellas Gl 803 y HD 36395.

3.1. Estrellas de nivel de actividad regular

En la Fig. 2 presentamos la serie temporal del índice S de la estrella Gl 729, donde se observa un patrón regular (*arriba*). Para dicha serie obtuvimos un periodograma de Lomb-Scargle (*abajo*) y encontramos un pico que se corresponde con un período de 1356 días (3.7 ± 0.2) años.

3.2. Estrellas de nivel de actividad irregular

En la Fig. 3 podemos observar las series temporales de las estrellas cuyos registros de actividad presentan patrones irregulares, según se registró del análisis de los respectivos periodogramas de Lomb-Scargle. Dichas estrellas se las continuará observando para obtener un monitoreo más detallado de su actividad y así registrar si tendencias de largo plazo corresponden a un patrón cíclico.

4. Discusión

En este trabajo presentamos un análisis preliminar de 15 años de mediciones del índice S de una muestra de 8 estrellas dM observadas por el proyecto HK α .

En primer lugar, estimamos el error del índice S . Para ello tomamos como referencia la estrella τ Ceti-HD 10700, clasificada como estrella de tipo solar de actividad constante por Baliunas & Soon (1995), donde obtuvimos que la dispersión típica del índice S calculado a partir de espectros de CASLEO es del 4 % a lo largo de 14 años.

En particular, analizamos las series temporales del índice S para las estrellas con mayor cantidad de datos. Por este motivo, omitimos las series temporales de Gl 803 y HD 36395.

Gl 1049, Gl 1264 y Gl 182 son estrellas jóvenes (< 0.5 Gyr) que rotan rápidamente. En consistencia con estas características, en sus series temporales podemos distinguir grandes niveles de actividad con variaciones erráticas donde no se observa periodicidad alguna.

Para Gl 735 no encontramos una periodicidad definida con los datos de CASLEO, tampoco en la literatura se reportan ciclos. Sin embargo, en la actualidad continuamos estudiándola bajo observaciones espectroscópicas periódicas para optimizar la medición.

Gl 479 es una estrella de tipo espectral M3V. Suárez Mascareño et al. (2016) reportaron un ciclo de actividad con un período de 2 años para esta estrella. Sin embargo, con nuestras observaciones no le encontramos actividad cíclica definida. No obstante, continuamos monitoreándola ya que observamos una variabilidad decadal.

Gl 729 es una de las estrellas más tardías de nuestra muestra. Presenta una gran variabilidad del orden del 21 %. Su serie temporal demuestra un comportamiento cíclico con un período de 1356 días (3.7 ± 0.2) años. Suárez Mascareño et al. (2016) encontraron en Gl 729 dos ciclos con períodos de (7.1 ± 0.1) años y de (2.1 ± 0.1) años. Dado que los ciclos de actividad no son exactos (por ejemplo el ciclo solar dura entre 9 y 13 años), estimamos que el ciclo detectado con las observaciones de CASLEO para esta estrella puede estar asociado al ciclo corto de actividad reportado en la literatura.

Referencias

- Alekseev I. Y., 1998, *Astron. Rep.*, 42, 69
 Baliunas S., Soon W., 1995, *ApJ*, 450, 896
 Buccino A. P., et al., 2011, *ApJ*, 141, 34
 Buccino A. P., et al., 2014, *ApJ*, 781, 9

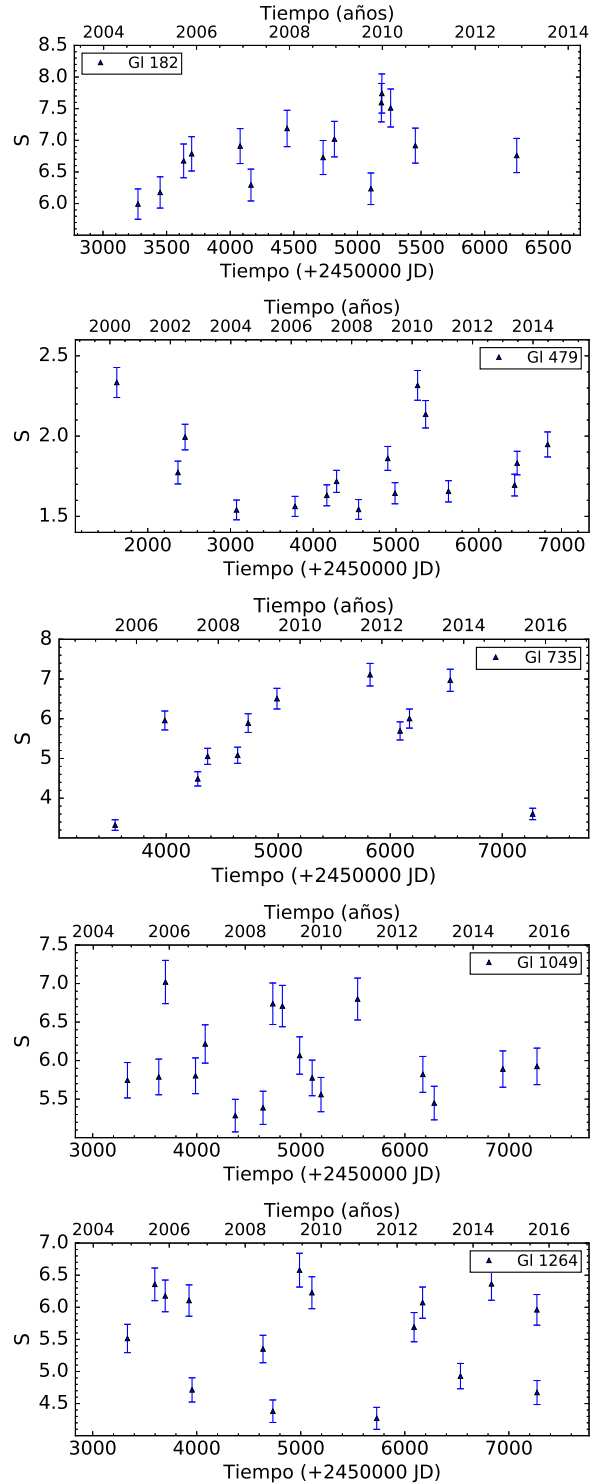


Figura 3: Series temporales del índice S que presentan un patrón irregular de actividad.

- Cincunegui C., Díaz R. F., Mauas P. J. D., 2007, *A&A*, 467, 1107
 Díaz R. F., et al., 2007, *A&A*, 474, 345
 Kiraga M., Stepień K., 2007, *Acta Astron.*, 57, 149
 Scargle J. D., 1995, *ApJ*, 263, 835
 Suárez Mascareño A., Rebolo R., González Hernández J. I., 2016, *A&A*, 595, 12



Un modelo de dínamo para ε Eridani

L. Sraibman¹, A. P. Buccino^{1,2}, F. Minotti^{1,3}

¹ Instituto de Física del Plasma, CONICET-UBA, Argentina

² Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina

³ Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina

Contacto / abuccino@iafe.uba.ar

Resumen / ε Eridani es una estrella K2V joven (0.8 Gyr), muy activa, que presenta una actividad cromosférica cíclica de largo y corto período (~ 3 y ~ 13 años). Aunque entre 1985 y 1992 atravesó una fase de mínimo prolongado de actividad similar al Mínimo de Maunder en el Sol.

Motivados por estos resultados, encontramos en ε Eridani una oportunidad donde poner a prueba el modelo cinemático de dínamo solar recientemente publicado en Sraibman & Minotti (2016). En el presente trabajo mostramos las tres componentes del campo magnético derivados del modelo, definimos un índice de actividad asociada al campo magnético para contrastar con los registros de actividad derivados de las observaciones.

Abstract / ε Eridani is an active young K2V star (0.8 Gyr), which exhibits a short and long-term chromospheric cycles of ~ 3 and ~ 13 -yr periods, between 1985 and 1992, the star went through a broad activity minimum, similar to the solar Maunder Minimum-state.

Motivated by these results, we found in ε Eridani a great opportunity to test the solar cinematic dynamo model built in Sraibman & Minotti (2016). In this work we present the components of the magnetic fields in the stellar surface derived from the model. To contrast these results to the registry of activity obtained from stellar observations, we also computed an activity index associated to the magnetic field.

Keywords / Stars: activity – magnetic fields – individual: HD 22049 — dynamo

1. Introducción

El conocido ciclo de actividad solar de 11 años de duración está relacionado con un ciclo magnético de 22 años, determinado por la polaridad del campo magnético toroidal en las manchas solares. Sin embargo, si bien se detectaron centenares de ciclos de actividad en estrellas de tipo solar, poco se conoce sobre sus ciclos magnéticos (See et al., 2016).

ε Eridani (HD 22049) es una estrella K2V joven (0.8 Gyr), muy activa. Al tratarse de una estrella cercana, brillante y que puede ser observada tanto del hemisferio norte como desde el hemisferio sur, ha sido estudiada exhaustivamente por diferentes programas de observación. En Metcalfe et al. (2013) se han compilado más de 45 años de mediciones del indicador de actividad de Mount Wilson S (1967-2012), entre las cuales se han incluido 10 años de observaciones obtenidas en CASLEO en el marco del Proyecto HK α (ver detalles en Buccino et al. 2011). A partir de esta extensa serie de datos, se detectaron para ε Eridani ciclos de actividad simultáneos de diferentes escalas (~ 3 y ~ 13 años) y una fase donde la estrella atraviesa un mínimo prolongado de actividad similar al Mínimo de Maunder en el Sol. Ambos ciclos podrían evidenciar la coexistencia de dos dínamos operando en el interior de ε Eridani: uno en la superficie de la capa convectiva (superficial) responsable del ciclo corto y otro más cercano a la tacoclina (interfase) que origina el ciclo largo (Böhm-Vitense, 2007).

Motivados por estas observaciones, encontramos en ε Eridani una estrella singular para testear la teoría del

dínamo más allá del Sol. Más aún, por tratarse de una estrella muy brillante, se le conocen una serie de parámetros de la estrella como su rotación diferencial en la superficie (Croll et al., 2006) y su estructura interna (Gai et al., 2013) derivada de observaciones particulares de la misma. En la sección §2. presentamos un lineamiento del modelo utilizado y en la sección §3., las componentes del campo magnético en la superficie de la estrella derivadas del mismo. Definimos también un índice de actividad relacionado al campo magnético observado con el fin de contrastar estos resultados con aquellos obtenidos de las observaciones.

2. Modelo de dínamo cinemático

Aplicamos para ε Eridani un modelo de dínamo cinemático de gran escala con simetría axial presentado en Sraibman & Minotti (2016) en donde se muestra la formulación del modelo y su ejemplo de aplicación al dínamo solar. Allí se muestra la utilización de una técnica desarrollada por Minotti (2000) y Minotti & Dasso (2001) especialmente aplicable para la modelización del campo magnético medio del dínamo estelar. Este formalismo permite obtener ecuaciones para el campo medio de gran escala directamente de las ecuaciones de la magnetohidrodinámica (MHD). Las ecuaciones obtenidas difieren de las ecuaciones originales en la incorporación de términos relacionados con los fenómenos de subgrilla. Estos términos provienen de las no linealidades de las ecuaciones originales, y representan los efectos de las

pequeñas escalas, de tamaño menor a la escala considerada, sobre las grandes escalas resueltas. Es importante mencionar que con la utilización del formalismo mencionado, las nuevas ecuaciones se obtienen a partir de expresiones exactas que relacionan promedios en diferentes escalas, de modo que no se introducen nuevas parametrizaciones ni modelado de parámetros. El método agrega sólo un nuevo parámetro que es la escala D en la que se realiza el promedio espacial, y sólo es necesaria la suposición de que el promedio del campo sea suave, en el sentido que las expresiones de los términos de subgrilla difieren de las expresiones exactas, en términos de orden $(D/L)^3$, con L la longitud característica de variación espacial de las magnitudes de gran escala.

Las ecuaciones de mesoescala resultantes dependen de las tres coordenadas esféricas (r , θ y ϕ) y para obtener una descripción de los campos magnéticos axisimétricos, realizamos un promedio final sobre el ángulo azimutal ϕ . Se observa que la realización de este promedio da lugar a lo que se denomina efecto α en la ecuación de evolución del campo poloidal, que posteriormente se encuentra aproximada en el modelo en términos del perfil de rotación estelar.

- Efecto α

$$\alpha = \varkappa \frac{\lambda^2}{24r} (\sin(\theta) \partial_\theta \Omega - r \cos(\theta) \partial_r \Omega) \quad (1)$$

con $0 < \varkappa < 1$ en la expresión del término α (más precisamente el componente $\alpha_{\phi\phi}$ del tensor α). La deducción de este parámetro y una discusión mas detallada de este parámetro pueden verse en Sraibman & Minotti (2016).

El resto de los términos de subgrilla se puede identificar con los diferentes componentes de los tensores α y de difusividad turbulenta, obtenidos explícitamente en términos de la circulación meridional a gran escala y del perfil de rotación.

Las características de la estrella ε Eridani, como altura de la capa convectiva y radio total de la estrella, son conocidas (Gai et al., 2013) y se utilizan en el modelo estelar para el cálculo de la densidad en función del radio.

Para la simulación del efecto dínamo en esta estrella es fundamental parametrizar la rotación diferencial. En particular, el período de rotación diferencial en la superficie de ε Eridani P_θ fue determinada a partir de datos fotométricos de MOST en Croll et al. (2006),

- Rotación diferencial en la superficie de la estrella

$$P_\theta = \frac{P_{EQ}}{1 - k \sin^2 \theta} \quad (2)$$

donde $P_{EQ} = 11.20$ días, $k = 0.11$ y θ es el ángulo esférico polar.

A partir de estas observaciones asumimos una rotación diferencial de tipo solar en la capa convectiva dada por Ω .

- Efecto Ω

$$\Omega = \Omega_{RZ} + 0.5 \left(1 + \operatorname{erf} \left(\frac{2((r - rt))}{dt} \right) \right) * \left(\frac{2\pi}{P_\theta} - \Omega_{RZ} \right) \quad (3)$$

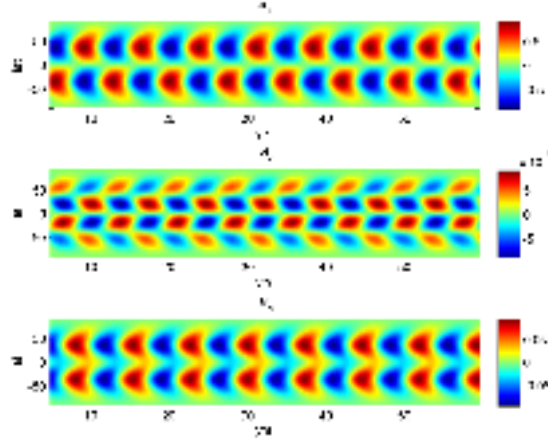


Figura 1: Campo magnético toroidal (B_ϕ), radial (B_r) y polar (B_θ) en función del tiempo.

donde Ω_{RZ} es la rotación del núcleo interno, dt es el ancho de la tacoclina, $rt = 0.7276R_\star$ es la altura de la tacoclina.

3. Ciclo magnético en ε Eridani

En la Fig. 1 mostramos la evolución de las tres componentes del campo magnético en la superficie de la estrella derivados del modelo descrito en la sección §2.. Efectivamente se observa una transferencia de campo poloidal al toroidal típica del dínamo solar. En particular se observa, una distribución dipolar del campo toroidal similar al registrado en el Sol.

A través de la la técnica tomográfica de Zeeman Doppler Imaging (ZDI) se puede reconstruir la topología del campo magnético de gran escala en la superficie estelar (Donati & Brown, 1997). De hecho, unos de los pocos ciclos magnéticos estelares observados fueron detectados a partir de esta técnica de observación (Fares et al., 2009). En particular, Jeffers et al. (2014), a partir de observaciones sistemáticas y periódicas obtenidas entre 2007 y 2013, utilizando la técnica ZDI, detectaron una fuerte variabilidad en la topología del campo magnético de ε Eridani. No obstante, observaron una leve regularidad en estas variaciones. En este trabajo sugieren que el campo poloidal presenta un comportamiento cíclico similar al ciclo de actividad de 3 años en concordancia con mediciones simultáneas del índice de Mount Wilson reportadas en Metcalfe et al. (2013). Dado que la muestra de las observaciones no excede los 7 años, las mediciones de campo magnético no permiten detectar el ciclo de actividad cromosférico de 13 años también reportado para esta estrella.

Para poder comparar la variabilidad del campo magnético a largo plazo derivadas del modelo descrito en la sección §2. con las observaciones, definimos un índice I_B a partir del campo magnético, relacionado con el campo magnético promedio en superficie que se observaría de la estrella. Este índice es un proxy de la variación de luminosidad observada, incluyendo el ángulo

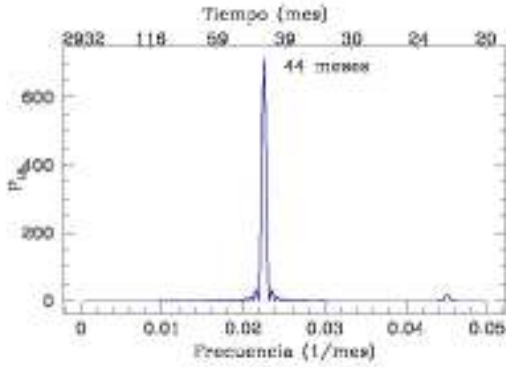


Figura 2: Periodograma del índice I_B correspondiente a las simulaciones de la Fig. 1.

de vista de la estrella respecto de su eje de rotación.

$$I_B = \int_{-\pi}^{\pi} d\phi \int_0^{\pi} d\theta |B(\theta)| \sin \theta F(\sin \beta \sin \theta \cos \phi + \cos \beta \cos \theta) \quad (4)$$

donde $F(x) = x$ si $x > 0$ o $F(x) = 0$ si $x < 0$.

En la Fig. 2 mostramos el periodograma de Lomb-Scargle (Horne & Baliunas, 1986) del índice I_B derivado de los datos de la Fig. 1. Se puede ver un pico significativo en 44 meses (~ 3.6 años) similar al ciclo de actividad corto detectado en Metcalfe et al. (2013) así como en la variabilidad del campo magnético de gran escala reportada en Jeffers et al. (2014). No obstante, el periodograma de la Fig. 2 no exhibe un período significativo cercano al ciclo más largo de 13 años. Por lo tanto este modelo es sólo capaz de reproducir uno de los ciclos de ε Eridani.

4. Conclusiones

La modelización de campos magnéticos en sistemas donde el efecto dínamo está presente, como estrellas y planetas, es un problema complejo y aún hay muchas incógnitas por resolver. Los resultados del presente trabajo muestran que el modelo cinemático de dínamo solar propuesto en Sraibman & Minotti (2016) puede aplicarse a otras estrellas con sólo conocer su estructura interna y la rotación diferencial en su superficie. Si bien este modelo permite reproducir el ciclo corto de actividad de ε Eridani, no así su ciclo largo ni el mínimo prolongado detectado en Metcalfe et al. (2013). Al igual que la estrella estudiada, hay decenas de estrellas que presentan dos ciclos de actividad coexistentes (Böhm-Vitense, 2007) y que la duración de esos ciclos puede incluso variar en el tiempo (Oláh et al., 2016).

La transferencia de campo toroidal a campo poloidal está fundamentalmente asociada a la formulación del parámetro α . En el presente modelo, el parámetro α utilizado es la fuente para transformar un campo toroidal en un campo poloidal como acción de la turbulencia helicoidal en la torsión de los tubos de flujo a medida que emergen a través de la zona convectiva (Charbonneau,

2010, 2014). Este efecto es el utilizado normalmente en los modelos de campo medio de los dínamos $\alpha\Omega$. Los resultados obtenidos en estas simulaciones para ε Eridani sugieren que este efecto no es suficiente para simular campos con variaciones multiperiódicas o de amplitud variable. Otro efecto conocido como Babcock-Leighton (BL) transforma el campo toroidal en poloidal mediante el transporte del flujo magnético de las regiones más activas, cercanas al ecuador, en dirección a los polos, donde reemplaza al flujo magnético del ciclo anterior por uno de polaridad opuesta. El efecto BL está localizado en la superficie. Este efecto puede incluirse en el modelo numérico modificando el parámetro α . Este es el siguiente paso que realizaremos para poder simular ciclos estelares más complejos. Efectivamente, mediante la combinación de ambos efectos, Passos et al. (2014) construyeron un modelo de dínamo para el Sol donde logra reproducir el mínimo de Maunder. Cabe destacar que en el modelo presentado por estos autores, tanto la difusividad como el efecto α son parametrizados empíricamente. A diferencia de nuestro modelo donde se utilizan fórmulas exactas para la descripción de cada uno de los efectos, lo que garantiza su aplicación no sólo para describir el dínamo en el Sol sino también la actividad magnética de un conjunto de estrellas de tipo solar y aún más frías.

Referencias

- Böhm-Vitense E., 2007, ApJ, 657, 486
- Buccino A. P., et al., 2011, AJ, 141, 34
- Charbonneau P., 2010, Living Reviews in Solar Physics, 7, 3
- Charbonneau P., 2014, ARA&A, 52, 251
- Croll B., et al., 2006, ApJ, 648, 607
- Donati J.-F., Brown S. F., 1997, A&A, 326, 1135
- Fares R., et al., 2009, MNRAS, 398, 1383
- Gai M., Busonero D., Cancelliere R., 2013, PASP, 125, 444
- Horne J. H., Baliunas S. L., 1986, ApJ, 302, 757
- Jeffers S. V., et al., 2014, A&A, 569, A79
- Metcalfe T. S., et al., 2013, ApJL, 763, L26
- Minotti F. O., Dasso S., 2001, Phys.Rev.E, 63, 036306
- Minotti F. O., 2000, Phys.Rev.E., 61, 429
- Oláh K., et al., 2016, A&A, 590, A133
- Passos D., et al., 2014, A&A, 563, A18
- See V., et al., 2016, MNRAS, 462, 4442
- Sraibman L., Minotti F., 2016, MNRAS, 456, 3715



Posible influencia de exoplanetas sobre la actividad estelar: Nuevos resultados

M.G. Flores^{1,2}, A.E. Collado^{1,2}, M. Jaque Arancibia¹, C.E. Saffe^{1,2} & A.P. Buccino^{3,4}

¹ Instituto de Ciencias Astronómicas, de la Tierra y del Espacio, CONICET-UNSJ, Argentina

² Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, UNSJ, Argentina

³ Instituto de Ciencias Astronómicas, de la Tierra y del Espacio, CONICET, Argentina

⁴ Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina

Contacto / mlflores@icate-conicet.gob.ar

Resumen / El objetivo final de este trabajo consiste en analizar 2 fenómenos posiblemente relacionados y a la vez muy discutidos en la literatura. Por un lado, la diferencia en los niveles de actividad mostrados por las estrellas con y sin planetas. Por otro lado, el exceso en la reducción de Litio (Li) presentado por las estrellas con planetas cuando se las compara con estrellas de similares características que no albergan planetas. Para alcanzar el objetivo propuesto, se ha dividido el trabajo en 3 etapas. De esta manera, en esta segunda contribución presentamos un análisis de los índices de actividad calculados para la muestra total de objetos. Para tal fin, utilizamos espectros de alta resolución ($R \approx 115\,000$) de 1004 estrellas FGK tomados con el espectrógrafo HARPS (High Accuracy Radial velocity Planet Searcher), instalado en el telescopio de 3.6-m del ESO. No encontramos una diferencia significativa al comparar los índices de actividad entre estrellas con y sin planetas. Además, no se observa ninguna correlación entre la actividad cromosférica y la masa del planeta.

Abstract / Our main aim of this work is to analyze 2 phenomena possibly related and at the same time very discussed in the literature. On the one hand, the difference in the activity levels shown by stars with and without planets. On the other hand, the excess of Lithium (Li) depletion presented by stars with planets when they are compared to stars with similar characteristics that do not host planets. To reach our main aim, the work has been divided into 3 stages. Thus, in this second contribution we present an analysis of the activity indexes calculated for the whole sample. To do so, we used high resolution spectra ($R \approx 115\,000$) of 1004 FGK stars taken with the HARPS (High Accuracy Radial Velocity Planet Searcher) spectrograph, installed in the 3.6-m ESO telescope. We do not find a significant difference in the activity indexes of stars with and without planets. Furthermore, the chromosphere activity is not correlated with the mass of the planet.

Keywords / stars: activity — planets and satellites: general — stars: abundances

1. Introducción

La posible relación entre la presencia de exoplanetas con respecto a los incrementos en la actividad estelar de las estrellas ha sido ampliamente estudiada. Sin embargo, actualmente no hay un acuerdo en la literatura sobre este tema. Algunos autores sugieren que las estrellas con exoplanetas, en particular aquellas con planetas masivos y cercanos (e.g. Júpiter “caliente”, es decir, $P_p < 7\text{días}$, $a < 0.1\text{ ua}$, $M_p > 0.2 M_J$), son más activas que estrellas similares sin planetas (e.g. Knutson et al., 2010; Krejčová & Budaj, 2012; Miller et al., 2015). Estos incrementos en la actividad serían consecuencia de las interacciones estrella-planeta (SPIs, star-planet interactions) de índole mecánica y/o magnética (Cuntz et al., 2000).

Trabajos de naturaleza estadística como Canto Martins et al. (2011), no encuentran diferencia entre la actividad cromosférica para una muestra de estrellas con y sin exoplanetas. Estos autores analizaron un conjunto de 74 estrellas FGK con exoplanetas y 26 estrellas FGK sin exoplanetas. No obstante, Krejčová & Budaj (2012) encontraron que el nivel de actividad puede ser afecta-

do por exoplanetas muy cercanos ($a < 0.15\text{ ua}$). Aquellas estrellas con compañeros cercanos y masivos serían las más activas. A diferencia con estudios previos, estos autores no comparan muestras de estrellas con y sin exoplanetas, sino directamente la relación entre la actividad cromosférica actual y la posible relación con las propiedades de los planetas cercanos.

En esta segunda etapa incluimos el análisis de actividad de 651 objetos provenientes del programa de búsqueda de exoplanetas HARPS GTO (*Guaranteed Time Observations*). De esta manera, los índices de actividad calculados aquí junto a los obtenidos en nuestra primera contribución (353 objetos, Flores et al., 2016b), completan la muestra total de objetos a analizar.

2. Observaciones

La muestra total está compuesta por 869 objetos sin planetas y 135 objetos con planetas, cuyos parámetros orbitales fueron tomados de la enciclopedia de planetas extrasolares*.

*<http://exoplanet.eu/>

Los espectros HARPS utilizados aquí presentan un poder resolvente de $R \approx 115\,000$ con una S/N promedio entre 100–200. Hemos seleccionado cuidadosamente sólo aquellos espectros con S/N lo suficientemente alta, para luego medir los flujos de las líneas H&K del Ca II en cada uno de los espectros y posteriormente realizar el cálculo del índice de Mount Wilson (S) de todos los objetos. Para ello, se aplicó la calibración de Lovis et al. (2011).

3. Análisis y resultados

Para comparar adecuadamente la actividad estelar cromosférica para estrellas de distintos tipos espectrales, es necesario el cálculo del índice R'_{HK} . Esto se debe a que el índice S es sensible al tipo espectral y a la contribución fotosférica presente en las líneas de emisión H&K del Ca II (ver detalles en Noyes et al., 1984). Para tal fin, primero se calculó R_{HK} :

$$R_{HK} = 1.34 \times 10^{-4} C_{cf} S \quad (1)$$

Aquí, R_{HK} representa el índice S corregido por su dependencia con el tipo espectral ($B - V$). El factor de conversión C_{cf} utilizado aquí fue estimado por Rutten (1984), quien modificó el factor obtenido por Middelkoop (1982), extendiéndolo a un rango de $B - V$ mayor ($0.3 < B - V < 1.6$). Finalmente, se tuvo en cuenta la contribución fotosférica (R_{fot}):

$$\log R_{fot} = -4.898 + 1.918(B - V)^2 - 2.893(B - V)^3 \quad (2)$$

De esta manera:

$$R'_{HK} = R_{HK} - R_{fot} \quad (3)$$

En la Fig. 1 se muestra la distribución del $\log < R'_{HK} >$ como función de la temperatura efectiva (Adibekyan et al., 2012, y sus referencias). Puede observarse que las tres poblaciones analizadas se concentran en una zona de actividad intermedia, donde las estrellas sin planetas (simples) poseen un valor medio de actividad $\bar{x} = -4.84 \pm 0.182$. Las estrellas con planetas tipo Jupiter presentan un nivel de actividad medio $\bar{x} = -4.81 \pm 0.24$, mientras que aquellas con planetas no Jupiter poseen un nivel medio de actividad $\bar{x} = -4.93 \pm 0.12$. Además, se observa que la cantidad de planetas detectados en torno a estrellas de actividad elevada es escasa.

Se ha sugerido que las estrellas con planetas más cercanos son más activas que aquellas con planetas más alejados (e.g. Cuntz et al., 2000; Krejčová & Budaj, 2012). Incluso existe evidencia de una posible dependencia de la actividad con la masa del planeta. Sin embargo, ésta suele ser atribuida a los efectos de selección relacionados con el método de velocidad radial (e.g. Canto Martins et al., 2011).

Para investigar este fenómeno, en la Fig. 2 se observa la distribución del $\log < R'_{HK} >$ en función del semieje mayor del planeta. De acuerdo a resultados anteriores, se esperaría que las estrellas con planetas más masivos ($M_p > 1M_J$) y cercanos, tengan niveles de actividad mayores que aquellas estrellas con planetas más alejados y de menor masa ($M_p < 1M_J$). Sin embargo, no se observa ninguna correlación entre la actividad cromosférica y la masa del planeta.

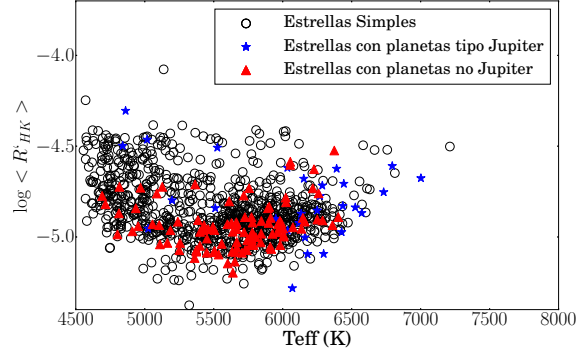


Figura 1: Distribución del índice de actividad cromosférico calculado para las tres poblaciones. Los círculos vacíos corresponden a estrellas simples. Los objetos con planetas tipo Jupiter y aquellas con planetas no Jupiter son indicadas con estrellas y triángulos, respectivamente.

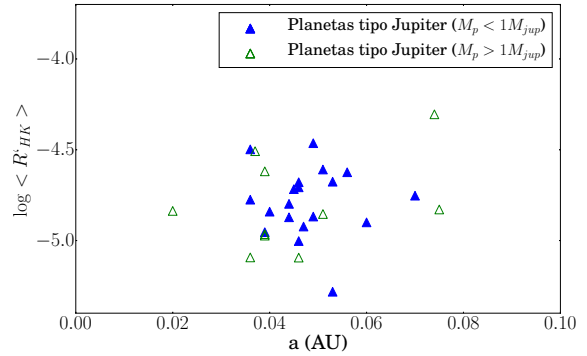


Figura 2: Índice de actividad medio en función del semieje mayor (a). Indicamos en triángulos vacíos a aquellos objetos con planetas tipo Júpiter masivos ($M_p > 1M_J$) y con triángulos sólidos a aquellos con $M_p < 1M_J$ (poco masivos).

4. Trabajo futuro

En la tercer y última etapa de nuestro trabajo confrontaremos los valores de actividad ya calculados con las abundancias de Li. De esta manera, se buscarán posibles indicios de la correlación sugerida por Takeda et al. (2010). El cálculo de las abundancias de Li y el de la velocidad de rotación estelar ($v \sin i$), se realizará a partir de la síntesis espectral empleando el programa SYNTHE (Kurucz & Avrett, 1981). Finalmente, contaremos con una extensa muestra de objetos con temperaturas entre 4000–7300 K con sus respectivos índices de actividad y abundancias de Li calculadas.

Por otro lado, se analizarán todos los objetos de la muestra en busca de posibles ciclos de actividad. Una revisión preliminar de las series temporales de estos objetos, reveló la presencia de algunas series temporales que resultan interesantes para este tipo de estudios (ver Fig. 3). Un claro ejemplo fue el objeto HD 45184, al cual se le detectó un ciclo cromosférico de ≈ 5.14 años (ver detalles en Flores et al., 2016a).

Agradecimientos: MGF y AEC agradecen a la UNSJ por el patrocinio mediante el proyecto PROJOVI2015, Res.3635. Agradecemos al árbitro por sus comentarios constructivos que mejoraron

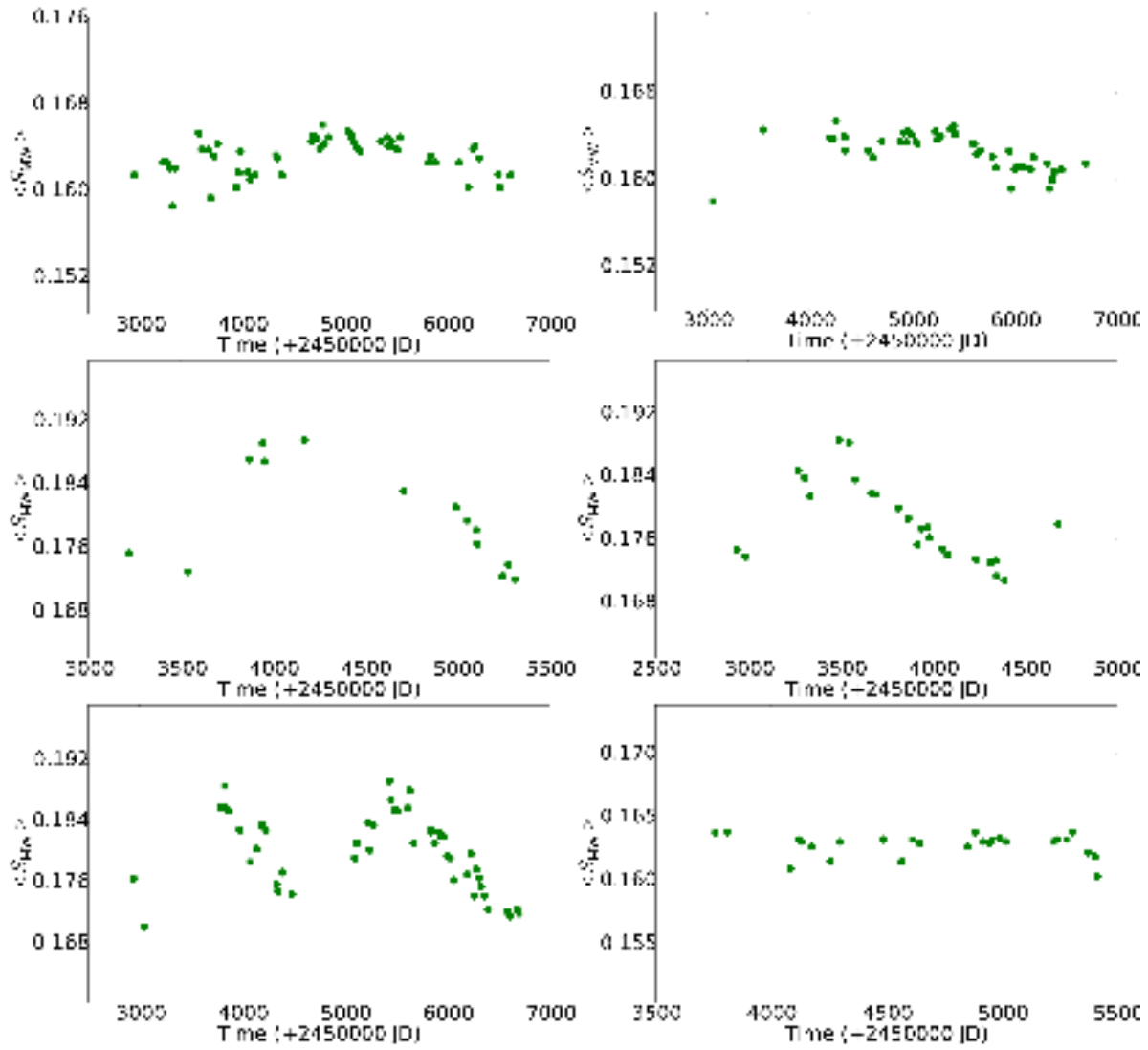


Figura 3: Series temporales para 6 de los 1004 objetos de la muestra HARPS utilizada en este trabajo.

el trabajo.

Referencias

- Adibekyan V. Z., et al., 2012, A&A, 545, A32
 Canto Martins B. L., et al., 2011, A&A, 530, A73
 Cuntz M., Saar S. H., Musielak Z. E., 2000, ApJL, 533, L151
 Flores M., et al., 2016a, A&A, 589, A135
 Flores M., et al., 2016b, Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina, 58, 325
 Knutson H. A., Howard A. W., Isaacson H., 2010, ApJ, 720, 1569
 Krejčová T., Budaj J., 2012, A&A, 540, A82
 Kurucz R. L., Avrett E. H., 1981, SAO Special Report, 391
 Lovis C., et al., 2011, ArXiv e-prints
 Middelkoop F., 1982, A&A, 107, 31
 Miller B. P., et al., 2015, ApJ, 799, 163
 Noyes R. W., et al., 1984, ApJ, 279, 763
 Rutten R. G. M., 1984, A&A, 130, 353
 Takeda Y., et al., 2010, A&A, 515, A93



La opacidad radiativa en enanas blancas magnéticas

G.M. Vera^{1,2}, R.D. Rohrmann¹

¹ Instituto de Ciencias Astronómicas, de la Tierra y del Espacio, CONICET-UNSJ, Argentina

² Universidad Nacional de San Juan, Argentina

Contacto / vera.gmatias@gmail.com

Resumen / Se estudian los efectos de un campo magnético intenso sobre la opacidad en atmósferas de enanas blancas ricas en hidrógeno, es decir, de tipo espectral DA. Se calculan los estados de energía del hidrógeno para un campo magnético arbitrario usando el código numérico H2DB, y se analizan las transiciones atómicas y las distribuciones poblacionales requeridas en el cálculo de la opacidad radiativa. Los coeficientes de absorción, ligado-ligado, ligado-libre y libre-libre, incluyendo la opacidad ciclotrón, se separan según el tipo de polarización, circular a izquierda, a derecha, y lineal, como es requerido para resolver el transporte de radiación en este tipo de atmósferas.

Abstract / We study the effects of a powerful magnetic field over the opacity in hydrogen-dominated white dwarfs atmospheres, namely DA spectral type. We use the H2DB numerical code to calculate the hydrogen energy states for an arbitrary magnetic field, and we analyze atomic transitions and population distributions required for radiative opacity calculation. The absorption coefficients, bound-bound, free-bound, and free-free, including cyclotron opacity, are separated into three polarization types, left- and right-handed circular, and linear, to resolve radiation transport in these kind of atmospheres.

Keywords / stars: white dwarfs — stars: atmospheres — stars: magnetic field

1. Introducción

Actualmente se conocen más de 500 enanas blancas magnéticas (MWD, por sus siglas en inglés), cuyos campos magnéticos (B) oscilan entre 1 MG y 733 MG (Kepler et al., 2013). Ellas representan algo más del 2 % del total de enanas blancas detectadas espectroscópicamente a partir del relevamiento SDSS DR7 (Kleinman et al., 2013). El análisis de estas estrellas requiere resolver el transporte de radiación para atmósferas magnéticas. Los mayores avances han sido alcanzados por el grupo de Kiel (Külebi, 2010), a través de modelos que son aplicados en el análisis de las observaciones más recientes (Kepler et al., 2013). Estos modelos ignoran los efectos de la presión y el *blanketing* magnéticos (Landstreet, 1987), suponen despreciable el transporte de energía por convección, y suelen utilizar aproximaciones gruesas para el cálculo de opacidades atómicas, o bien rangos limitados de B .

Nuestro objetivo consiste en mejorar los modelos existentes incorporando información actualizada sobre la microfísica de estas atmósferas. Este trabajo es un reporte de avance donde se presentan resultados del cálculo de opacidades para campos magnéticos $B \leq 25$ MG ($\beta \leq 5 \times 10^{-3}$, $\beta = B/4.70108 \times 10^9$ G).

2. Características de las MWDs

La Fig. 1 muestra dos histogramas con las distribuciones de las temperaturas efectivas (T_{ef}) y los campos magnéticos (β) típicos de MWDs (Ruder et al., 1994). El análisis de estos datos no muestra correlación entre T_{ef} y β . Aproximadamente el 75 % de la muestra po-

see $T_{\text{ef}} < 20\,000$ K y $\beta < 10^{-2}$, de modo que nuestro análisis de la opacidad se concentra en estos rangos.

3. Estados de energía del hidrógeno

El hamiltoniano de un átomo de hidrógeno en presencia de un campo magnético externo puede escribirse:

$$H = H_{KE} + H_C + H_s + H_n + H_{M^I} + H_{M^{II}}, \quad (1)$$

donde H_{KE} representa la energía cinética de los electrones, H_C y H_s las interacciones coulombianas y espín-órbita, y H_n el espín nuclear. H_{M^I} y $H_{M^{II}}$ están asociados a interacciones de primer y segundo orden con el campo. Con esto, y suponiendo que B es uniforme y direccionado a lo largo del eje de un sistema de coordenadas esféricas (r, θ, ϕ), resulta (Garstang, 1977)

$$H_{M^I} = \frac{e}{2m} \mathbf{B} \cdot (\mathbf{l} + g_e \mathbf{s}), \quad (2)$$

$$H_{M^{II}} = \frac{e}{8m} B^2 r^2 \sin^2(\theta), \quad (3)$$

siendo m la masa del electrón, e su carga, $\mathbf{l}$ el momento angular, $\mathbf{s}$ el espín y g_e el factor giromagnético. Campos débiles, $H_{M^I} \ll H_C$ y $H_{M^{II}} \approx 0$, desdoblan los niveles de energía (efecto Zeeman lineal) en la forma:

$$\Delta E = \frac{eh}{4\pi m} B g_J M, \quad (4)$$

donde h es la constante de Planck, g_J el factor de Landé y M el número cuántico magnético. A segundo orden en B (efecto Zeeman cuadrático), resulta:

$$\Delta E = \frac{n^2[5n^2 + 1 - 3l(l+1)(l^2 + l - 1 + M^2)]}{K(2l-1)(2l+3)}, \quad (5)$$

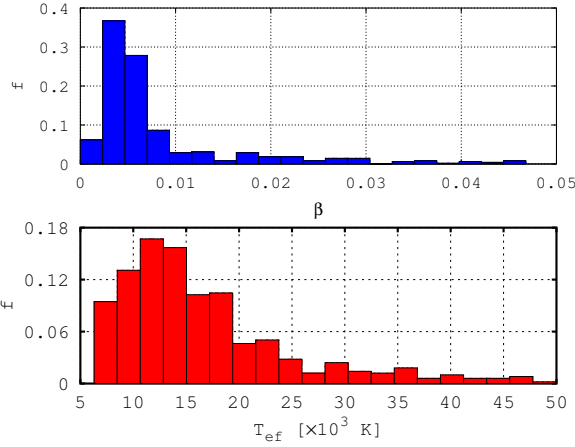


Figura 1: Distribución de campos magnéticos (panel superior) y temperaturas efectivas (panel inferior) de MWDs (Ruder et al., 1994).

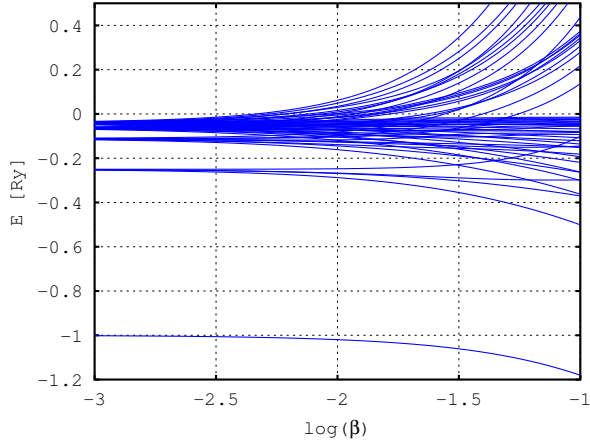


Figura 2: Desdoblamiento de los niveles de energía del hidrógeno para $n \leq 5$, en función del campo magnético.

con n el número cuántico principal, l el acimutal, y $K = 8m/B^2 e^2 a_0^2$ (a_0 , radio de Bohr). Para campos intensos, $H_{M^I} + H_{M^{II}} \gg H_C$, los estados convergen a niveles de Landau (con números cuánticos N y M):

$$E = \left(N + \frac{1}{2}M + \frac{1}{2} \left| M \right| \right) \hbar\omega_c + \frac{p_z^2}{2m}, \quad (6)$$

siendo ω_c la frecuencia ciclotrón, y p_z el momento lineal de un electrón en la dirección del campo. La Ec. (6) describe la cuantización del movimiento de los electrones en el plano perpendicular a la dirección del campo.

En este trabajo, las energías y las fuerzas de oscilador en función de B para los 300 estados más bajos del hidrógeno se calcularon con el código H2DB (Schimeczek & Wunner, 2014).

La Fig. 2 ilustra los niveles de energía para $n \leq 5$ desde campos débiles a intensos.

4. Cálculo de poblaciones

La presencia de un campo magnético induce cambios importantes en la distribución de las poblaciones atómi-

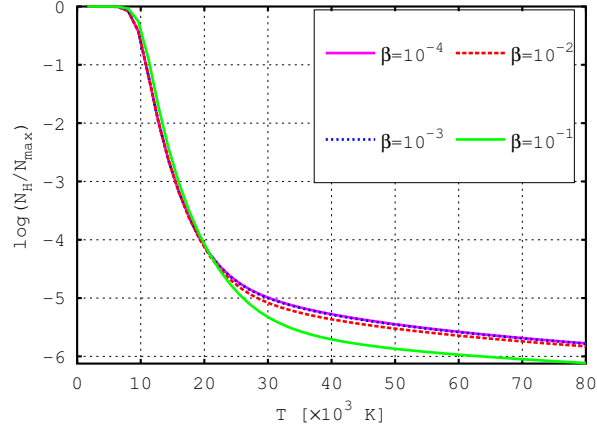


Figura 3: Población de hidrógeno neutro en función de la temperatura, para distintas intensidades de B .

cas. El equilibrio de ionización puede expresarse con una ecuación de Saha modificada (Ventura et al., 1992):

$$\frac{n_e n_p}{n_H} = \frac{Z_e Z_p}{Z_H} \exp(-I_H/kT), \quad (7)$$

donde k es la constante de Boltzmann, I_H la energía de ionización, Z_H , Z_e y Z_p las funciones de partición para átomos, electrones y protones respectivamente, con

$$Z_e = \frac{1}{\xi_e^2 \lambda_e} \frac{\exp(\hbar\omega_c/2kT)}{2 \sinh(\hbar\omega_c/2kT)}, \quad (8)$$

$$Z_p = \frac{1}{\xi_p^2 \lambda_p} \frac{1}{2 \sinh(\hbar\Omega_c/2kT)}, \quad (9)$$

siendo ξ_i y λ_i las longitudes de onda magnética transversal y térmica para electrones ($i = e$) y protones ($i = p$), mientras que ω_c y Ω_c son sus respectivas frecuencias de ciclotrón. La Fig. 3 muestra la variación de la población de H^I con la temperatura para cuatro intensidades de B . Se observa que a temperaturas bajas ($T < 20\,000$ K) el campo incrementa levemente la población de átomos neutros, mientras que a temperaturas mayores el campo aumenta el proceso de ionización de forma notable.

5. Cálculo de la opacidad continua

Las opacidades ligado-libre y libre-libre han sido tradicionalmente calculadas con la aproximación de Lamb & Sutherland (1974):

$$\kappa_{\Delta M}(\nu) = \frac{\nu}{\nu - \Delta M \nu_L} \kappa_0(\nu - \Delta M \nu_L), \quad (10)$$

donde ΔM toma los valores de $-1, 0, +1$ para polarización circular a izquierda, lineal y circular a derecha respectivamente, κ_0 es el coeficiente de absorción para campo nulo y ν_L la frecuencia de Larmor. Los bordes de fotoionización se modifican por considerar el desdoblamiento del nivel inicial de cada transición y el correspondiente salto energético al primer nivel de Landau en el continuo (Jordan, 1992). El cálculo mecánico-cuántico de la sección eficaz de fotoionización es difícil de abordar debido a la ruptura de simetría introducida por el campo magnético. Una de las evaluaciones más rigurosas y recientes pertenece a Zhao & Stancil (2007), pero

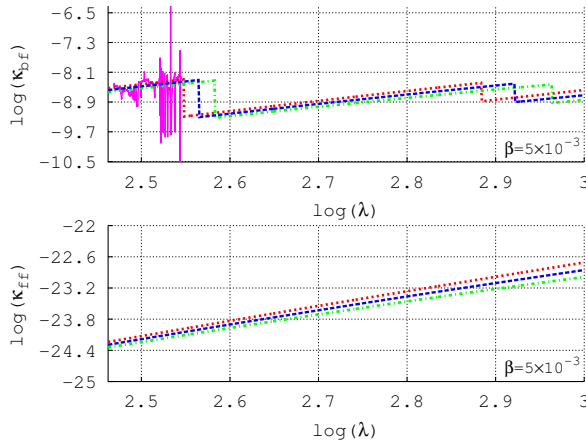


Figura 4: Opacidad ligado-libre (panel superior) y libre-libre (panel inferior) en función de la longitud de onda, para las tres componentes de polarización en la aproximación de Lamb & Sutherland (1974): $\Delta M = -1$ (línea roja de puntos), $\Delta M = 0$ (línea azul de trazos) y $\Delta M = +1$ (línea verde de trazos y puntos). El panel superior muestra con línea continua el cálculo de Zhao & Stancil (2007) para $\Delta M = 0$.

se realizó sobre rangos limitados de frecuencias y para unas pocas intensidades de campo.

En el panel superior de la Fig. 4 se muestra la opacidad ligado-libre para $T = 15000$ K, $\rho = 2,7 \times 10^{-10}$ g cm $^{-3}$ y $\beta = 5 \times 10^{-3}$. En el gráfico se observa que las tres componentes de polarización en la aproximación de Lamb & Sutherland (1974) se separan entre sí en forma proporcional a la intensidad del campo magnético. El cálculo de Zhao & Stancil (2007) (línea continua) muestra la estructura compleja que adquiere la opacidad para polarización lineal a las bajas longitudes de onda abarcadas por el cálculo.

El panel inferior de la Fig. 4 exhibe el resultado correspondiente a la opacidad libre-libre (Lamb & Sutherland, 1974) para las mismas T , ρ y β . Se aprecia el mismo desplazamiento observado antes para las distintas polarizaciones.

6. Cálculo de la opacidad ligado-ligado

El perfil de una línea de absorción de frecuencia ν_0 puede evaluarse con un perfil Voigt

$$V\left(\frac{D_s}{2[D_d + D_c]}, \frac{\nu - \nu_0}{D_d + D_c}\right), \quad (11)$$

dependiente de los ensanchamientos Doppler, magnético y Stark, $D_d = 2 \ln(2) (2kT/mc^2)^{1/2} \cos(\theta)$, $D_c = 2 \ln(2) (e\sigma_B/mc) (\sigma_B, \text{desviación estándar})$, y $D_s = 0.0192 F_0 n_k C$ (Hubeny & Mihalas, 2014), respectivamente. La Fig. 5 muestra las tres componentes de polarización ligado-ligado obtenidas con la Ec. 11 y con las energías y fuerzas de oscilador derivadas del programa H2DB. Se puede observar un desplazamiento en longitud de onda y una variación en la amplitud de las líneas que proceden de distintas componentes de polarización. Cálculos obtenidos para distintas intensidades de campo muestran un diferente grado del desdoblamiento de las líneas que aumenta con B .

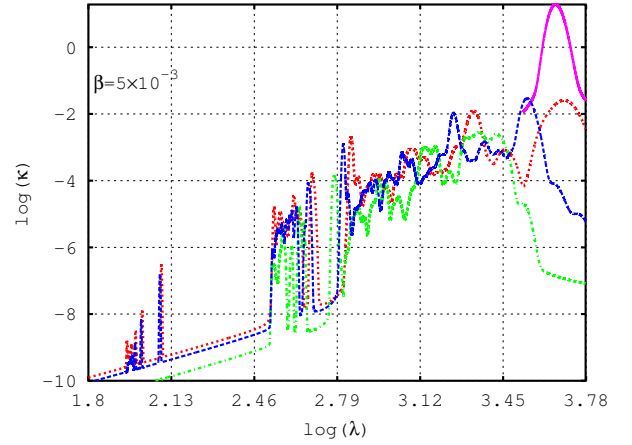


Figura 5: Opacidad ligado-ligado para las tres formas de polarización (ídem Fig. 4). En línea continua se ilustra la opacidad ciclotrón ($\Delta M = +1$).

La Fig. 5 ilustra además la opacidad ciclotrón (línea continua), que sólo se manifiesta para radiación polarizada circularmente a derecha (Külebi, 2010). En este caso, esta opacidad presenta un pico intenso centrado en $\lambda = 4556$ nm. Para campos más intensos la opacidad ciclotrón se desplaza hacia longitudes de onda menores.

7. Conclusión

Se ha analizado la opacidad de un gas de hidrógeno afectado por campos magnéticos característicos de MWDs. Un importante avance respecto a evaluaciones previas (Külebi, 2010) es la utilización de la base de datos H2DB (Schimeczek & Wunner, 2014). Con esta base es posible evaluar en forma exhaustiva la opacidad ligado-ligado. Existen avances importantes en el cálculo de opacidades que involucran el continuo de energía (por ej. fotoionizaciones determinadas por Zhao & Stancil (2007)), pero aún presentan limitaciones en el espacio de parámetros de modo que deben ser complementados con algunas aproximaciones (Lamb & Sutherland, 1974). Este trabajo será continuado con la resolución de las ecuaciones de transporte para la radiación polarizada.

Referencias

- Garstang R. H., 1977, Reports on Progress in Physics, 40, 105
- Hubeny I., Mihalas D., 2014, Theory of Stellar Atmospheres
- Jordan S., 1992, A&A, 265, 570
- Kepler S. O., et al., 2013, MNRAS, 429, 2934
- Kleinman S. J., et al., 2013, ApJS, 204, 5
- Külebi B., 2010, Constraints on the Origin of Magnetic White Dwarfs, PhD. Thesis, Heidelberg
- Lamb F. K., Sutherland P. G., 1974, in Hansen C. J., ed., IAU Symposium Vol. 53, Physics of Dense Matter. p. 265
- Landstreet J. D., 1987, MNRAS, 225, 437
- Ruder H., et al., 1994, Atoms in Strong Magnetic Fields. Quantum Mechanical Treatment and Applications in Astrophysics and Quantum Chaos
- Schimeczek C., Wunner G., 2014, ApJS, 212, 26
- Ventura J., et al., 1992, A&A, 261, 235
- Zhao L. B., Stancil P. C., 2007, ApJ, 667, 1119



Slow hydrodynamic regime to model B supergiant winds

R.O.J Venero^{1,2}, L.S. Cidale^{1,2}, M. Curé³ & M. Haucke^{1,2}

¹ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

² Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

³ Instituto de Física y Astronomía, Facultad de Ciencias, Universidad de Valparaíso, Valparaíso, Chile

Contact / roberto@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Las soluciones hidrodinámicas actuales para los vientos de las estrellas tempranas son obtenidas a partir de la teoría de estrellas rotantes con vientos impulsados por radiación. Estas soluciones están separadas en dos ramas principales: la solución *rápida* y las soluciones *lentas*. El primer conjunto de soluciones es la solución estándar CAK, mientras que el segundo conjunto corresponde a un grupo de soluciones cuyas propiedades son todavía poco conocidas. En este trabajo estudiamos las propiedades del régimen de viento lento obtenido para diferentes valores de los parámetros de la fuerza de línea, a través del cálculo de los perfiles de línea espectrales resultantes. Luego ajustamos nuestros perfiles de línea sintéticos a perfiles observados, con el objeto de evaluar la capacidad de la solución lenta para representar la variedad de características observadas en los perfiles de línea originados en los vientos. Encontramos que los vientos de las estrellas supergigantes B pueden ser representados adecuadamente por el régimen lento; un resultado que puede contribuir al progreso en la comprensión de la naturaleza de los flujos de materia emitidos por las estrellas tempranas.

Abstract / Current hydrodynamic solutions for the winds of early-type stars are obtained from the theory of rotating stars with radiation-driven winds. These solutions are separated into two main branches: the fast solution and the slow solutions. The first set is the standard CAK solution, while the second set corresponds to a group of solutions with still poorly known properties. In this work we study the properties of the slow wind regime derived for different values of the line force parameters, and compute the resulting line profiles. Then we fit our synthetic line profiles with observed ones, in order to evaluate the ability of the slow solution to represent the variety of features observed in line profiles originated along the winds. We find that the winds of B supergiants can be well-represented by the slow regime, a result that could give new insights into the true nature of the outflows in early-type stars.

Keywords / hydrodynamics — stars: early-type — stars: mass-loss — stars: winds, outflows

1. Introduction

In the spectra of B supergiants there are clear evidences that the strengths of the stellar winds show notable differences even in stars with the same effective temperatures. These winds are driven by the transfer of momentum from the radiation field in metal line transitions, a phenomenon which was first modelled successfully by Castor et al. (1975) in the so-called CAK theory. The hydrodynamic solution they found, named also the *fast* solution, is obtained by solving the momentum equations with a parameterization for the line-force (Abbott, 1982), which includes three parameters: k , α and δ . These parameters represent the effective number of lines driving the wind, the relative number of optically thin to optically thick lines, and the changes in the ionisation stratification, respectively.

Curé (2004) and Curé et al. (2011) discovered two new solutions in 1-D models confined to the equatorial plane of a rotating star. One solution is the Ω -*slow* solution which arises for stars with high values of Ω , the quotient between the equatorial rotational speed and the critical velocity. The other solution is the δ -*slow* solution, which is obtained for high values of parameter δ , i.e., different ionisation and recombination rates. The

δ -*slow* solution exists even in a non-rotating case. Both kind of *slow* solutions lead to slower winds, with higher, similar, or even lower mass-loss rates ($\dot{M}$) in comparison with the case of the *fast* solution.

Recently Venero et al. (2016) explored the domains of these solution regimes and found a clear boundary between the domains of the *fast* and the *slow* regimes. This boundary consists in a well-defined gap in the δ parameter space, where no stationary solution is found. Venero et al. (2016) tested models inside this gap with the code ZEUS-3D (Clarke, 2010), and found a non-stationary solution with a kink type structure as a consequence of the merge between both adjacent regimes. The location and width of the gap between stationary solutions, in a δ scale, strongly depend on the rotation rate.

In this work we present hydrogen line profiles computed for hydrodynamic models for B supergiants in the *slow* regime. The synthetic line profiles are calculated by mean of the NLTE model atmosphere code FAST-WIND (Puls et al., 2005, and references therein). Our objective is to check the ability of this kind of solution to represent the wind of B supergiants, in order to obtain new insights on the physical conditions of the wind of early supergiants.

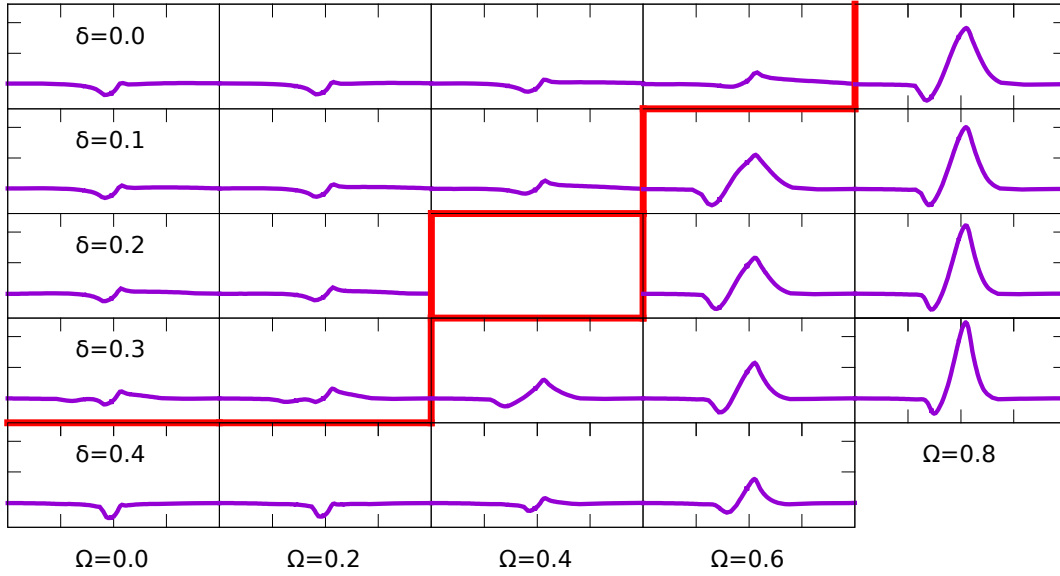


Figure 1: $H\alpha$ line profiles computed for different values of the star rotation Ω (columns) and wind ionisation parameter δ (rows). The red line indicates the gap location, separating the *fast* regime (left and above) from the *slow* regime (right and down).

2. Results

Fig. 1 shows a sample of the computed $H\alpha$ line profiles (normalised flux vs. wavelength in $\text{\AA}$) obtained for an array of models with $T_{\text{eff}} = 19\,000\text{ K}$, $\log g = 2.5$ and $R = 40\text{ R}_{\odot}$. The models are distributed in columns for different values of Ω and, in rows for different values of δ . For the parameters α and k , we adopted typical values given by the line-driven wind theory (Abbott, 1982). In this work we choose $k = 0.2$ and $\alpha = 0.5$, which represent a low number of contributing lines to the radiative acceleration, half of which are optically thick.

The red line in Fig. 1 approximately indicates the location of the gap between the *fast* domain (left and above) and *slow* domain (right and below). The line profile for a model placed just inside the gap (in the centre of Fig. 1) is not represented here.

Comparing the line profiles along a row of panels in Fig. 1 which correspond to a fixed low ionisation rate (i.e. a small value of δ), it is clear that there is a significant change in the shape of the line profiles at both sides of the gap. The *slow* regime generates stronger P Cygni line profiles than the *fast* counterpart. Exceptions are given when high ionisation rates are allowed (e.g., $\delta = 0.4$) where the *slow* regime almost always delivers pure absorption profiles. A rise in the rotation rate also pump up the emission components of the P Cygni profiles, as the density of the wind is increased and the mass-loss rate is considerably enhanced.

3. Line fittings

We test our models with observations of some B supergiants obtained with the REOSC spectrograph in crossed dispersion mode, attached to the Jorge Sade 2.15 m telescope at the Complejo Astronómico El

Leoncito (CASLEO), San Juan, Argentina. The spectral resolution R was around 12 600 in the $H\alpha$ region. The spectra were obtained in different observation runs on 2006, 2013, and 2015.

Some of the line profile fittings to the observed $H\alpha$ line profiles of B supergiant stars are shown in Fig. 2. Their corresponding main stellar parameters along with the wind parameters are listed in Table 1. The adopted values of the main parameters are very close to the published ones for *fast* regime models (actually, β -law models) in the literature (see the references in Table 1). The only exception is the poorly studied star HD 99953. Table 1 also includes the stellar and wind parameters computed with the β -law for the same set of observations (Haucke et al., 2017). Some stars, like HD 41117, present wind parameters in fairly good agreement with our values. The adopted line force parameters for each of the models are presented in Table 2. Our values for α are similar to those from the standard theory, while our values of k are considerably smaller. All the models presented here correspond to the δ -*slow* solution and are in good agreement with the observed features. However, it is evident that some of the derived wind features are quite different.

4. The slow solution and the Wind-Momentum Luminosity relationship

Fig. 3 shows the location points of our modeled stars along with coloured lines obtained by adjusting a linear regression to the values of $\mathbf{D}_{\text{mom}} = Mv_{\infty}(R/R_{\odot})^{0.5}$ measured for A/B supergiants of the solar neighbourhood, as function of luminosity (the so-called Wind-Momentum Luminosity relationship, WLR, Kudritzki & Puls, 2000). The parameters of our *slow* regime models adjust quite well the WLR for mid-B supergiants

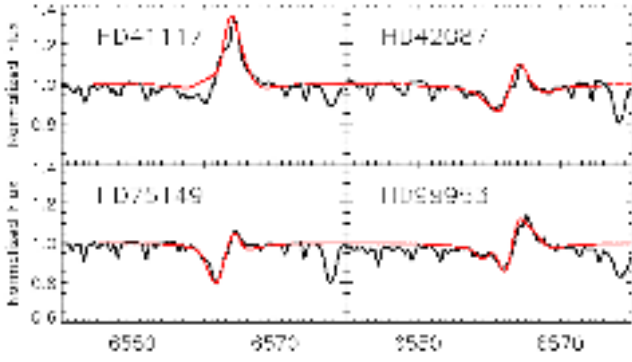


Figure 2: Some line profile fittings (red line) to observed $H\alpha$ line profile of B supergiants (black line).

Table 1: Main parameters and wind parameters adopted in our *slow* regime models, in comparison with previously published values. Effective temperatures (T_{eff}) are in kK, radii (R) are in $R_{\odot}$, terminal velocities (v_{∞}) are in km s^{-1} , and mass-loss rates ($\dot{M}$) are in units of $10^{-6} \times M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. References: - a: Kudritzki et al. (1999) - b: Searle et al. (2008) - c: Lefever et al. (2007) - d: Fraser et al. (2010) - h: Haucke et al. (2017) - e: This work.

Star	T.E.	T_{eff}	$\log g$	R	v_{∞}	$\dot{M}$	Ref.
HD 41117	B2 Ia	19.5	2.25	61.7	500	0.85	a
		19.5	2.25	61.7	280	0.44	h
		19.5	2.35	62	216	0.419	e
HD 42087	B2.5 Ib	18	2.5	36.6	630	0.2	b
		19	2.5	63	260	0.24	h
		18	2.5	37	222	0.14	e
HD 75149	B3 Ia	16	2.05	39	500	0.10	c
		16	2.5	39	350	0.10	h
		16	2.05	40	147	0.079	e
HD 99953	B1.5 Ia	16.8	2.15	49	...	...	d
		19	2.3	60	700	0.85	h
		19	2.5	40	268	0.3	e

(B1.5 to B3). Thus the well-known tight relationship between the stellar luminosity and the properties of the wind of the early-type stars hold still for this kind of solution.

5. Conclusions

Our analysis allow us to infer some preliminary conclusions:

- At both sides of the gap which separates *fast* and *slow* wind regimes, the $H\alpha$ line profiles change significantly. A detailed study on the behaviour of the line profiles close to the gap would allow to figure out which kind of flow regime dominates the wind of B supergiants. This analysis could be performed from a careful examination of the line profiles.
- Most of the *slow* regime models produce stronger emission components when higher values of either Ω , k or α are considered. As B supergiants only

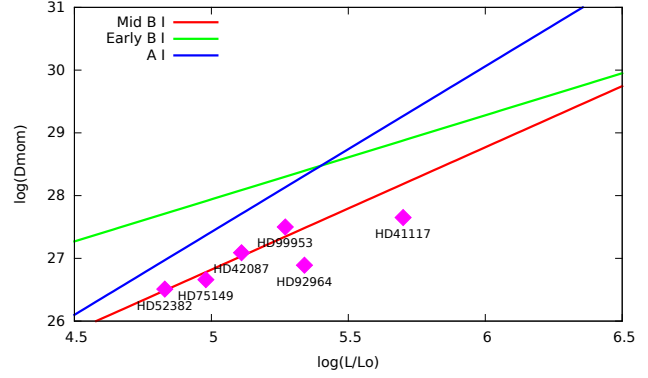


Figure 3: Location of our modelled stars relative to the empiric WLR.

Table 2: Adopted line force parameters.

Star	k	α	δ
HD 41117	0.15	0.49	0.38
HD 42087	0.23	0.50	0.33
HD 75149	0.13	0.50	0.31
HD 99953	0.20	0.50	0.29

exhibit mild P Cygni profiles, it is clear that these parameters should be kept at moderate values, in order to accurately represent the observed features.

- Many of our wind parameters are close to the values obtained with the β -law models fitting the same set of observations. This result shows that the *slow* wind regimes could give wind parameters in fair agreement with many of the published data.
- The observed line profiles can be fitted with the *slow* hydrodynamic solution, a regime which also meets the Wind-Momentum Luminosity relationship. These results encourage us to further explore on the potential of the *slow* regime.

Acknowledgements: ROJV and LC acknowledge financial support from the Universidad Nacional de La Plata (Programa de Incentivos G11/137, and PPID/G003), Argentina. MC thanks the support from Centro de Astrofísica de Valparaíso Chile.

References

- Abbott D. C., 1982, ApJ, 259, 282
Castor J. I., Abbott D. C., Klein R. I., 1975, ApJ, 195, 157
Clarke D. A., 2010, ApJS, 187, 119
Curé M., Cidale L., Granada A., 2011, ApJ, 737, 18
Curé M., 2004, ApJ, 614, 929
Fraser M., et al., 2010, MNRAS, 404, 1306
Haucke M., et al., 2017, In prep.
Kudritzki R.-P., Puls J., 2000, ARA&A, 38, 613
Kudritzki R. P., et al., 1999, A&A, 350, 970
Lefever K., Puls J., Aerts C., 2007, A&A, 463, 1093
Puls J., et al., 2005, A&A, 435, 669
Searle S. C., et al., 2008, A&A, 481, 777
Venero R. O. J., et al., 2016, ApJ, 822, 28, Paper I



Inestabilidades pulsacionales en estrellas de la prerrama horizontal azul y extendida

T. Battich^{1,2}, M. M. Miller Bertolami², A. H. Córscico^{1,2} & L. G. Althaus^{1,2}

¹ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

² Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

Contacto / tbattich@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / El mecanismo ϵ es un mecanismo de autoexcitación de pulsaciones estelares que actúa en las regiones internas de una estrella donde se están desarrollando reacciones nucleares. Debido a la fuerte dependencia de las tasas de quema nuclear con la temperatura, las perturbaciones a la temperatura inducidas por las pulsaciones incrementan la energía de oscilación a expensas de la energía térmica de la estrella. Aunque el mecanismo ϵ actúa siempre que haya reacciones nucleares en el interior estelar, generalmente resulta ser poco eficiente como mecanismo de autoexcitación de pulsaciones. Al día de la fecha no existe ninguna confirmación del mecanismo ϵ como responsable de las pulsaciones de alguna estrella. Sin embargo, el mecanismo ϵ podría excitar pulsaciones en modelos estelares que experimentan un flash caliente del núcleo de helio, y los subsecuentes subflashes, previamente a la etapa de quema estable de helio en el núcleo. Este escenario podría explicar las pulsaciones de LS IV-14°116. En el presente trabajo extendemos el estudio de los efectos del mecanismo ϵ en modelos estelares apropiados para estrellas en la pre-rama horizontal azul y extendida, durante los subflashes de helio que tienen lugar antes de la quema estable de helio en el núcleo. Con este propósito realizamos cálculos detallados de pulsaciones no adiabáticas y no radiales sobre modelos estelares con las mencionadas características. Para la construcción de dichos modelos estelares adoptamos diferentes valores de metalicidad, abundancia inicial de helio y masa de la envoltura de hidrógeno que poseen al momento de desarrollarse el flash principal de helio.

Abstract / The ϵ -mechanism is a self-excitation mechanism of pulsations which acts on the regions inside the star where nuclear burning takes place. Due to the strong dependence of nuclear burning rates on temperature, the temperature perturbations induced by pulsations lead to an increase in the oscillation energy at the expense of the thermal energy of the star. Although the mechanism works wherever nuclear reactions are active, the pulsation amplitudes tend to be small in the high temperature layers where nuclear energy is generated so that the ϵ -mechanism is usually very weak. To the date there is not confirmation of ϵ -mechanism as the responsible of the excitation of pulsations of any star. However, it has been shown that ϵ -mechanism can excite pulsations in stellar models that undergo a hot helium-core flash, and the subsequent subflashes, before the star model settles into the stable helium core-burning phase. Moreover, it has been shown that the pulsations of LS IV-14°116 could be explained that way. In the present work we aim to extend the study of the ϵ -mechanism effects on stellar models appropriate for stars on the blue and extreme pre-horizontal branch, i.e. before the helium core-burning phase. With this aim we perform detailed computations of non-adiabatic non-radial pulsations on such stellar models, adopting different values of metallicity, initial helium abundances and mass of the hydrogen envelope at the time of the main helium flash.

Keywords / stars: horizontal-branch — stars: oscillations (including pulsations) — stars: low-mass — stars: interiors — asteroseismology

1. Introducción

Las estrellas de la rama horizontal azul y extendida son estrellas de baja masa ($\sim 0.5 M_{\odot}$) que se encuentran quemando helio de forma estable en su núcleo. La rama horizontal azul (RHA) es la parte más caliente de la rama horizontal (RH) hacia la izquierda de la brecha de las RR-Lyrae en el diagrama de Hertzsprung-Russell. La RHA se encuentra aproximadamente en el rango de temperaturas efectivas de $7000 \text{ K} \lesssim T_{\text{ef}} \lesssim 21000 \text{ K}$. La rama horizontal extendida (RHE) forma una extensión de la RH a temperaturas aun más calientes ($\gtrsim 22000 \text{ K}$).

La temperatura efectiva en la RH depende principalmente del valor de la masa de la envoltura rica en hidrógeno. Estrellas de la RHE poseen envolturas

de hidrógeno extremadamente delgadas, y no presentan quema de hidrógeno en la base de la envoltura (Heber, 2016).

Antes de la etapa de quema estable de helio, las estrellas de baja masa experimentan una quema violenta de helio en su interior (flash principal de helio), debida a que la ignición del helio se da en condiciones degeneradas del plasma estelar. Luego del flash principal de helio se producen subsiguientes subflashes de helio, donde la quema es aún inestable pero la energía liberada en las reacciones nucleares es menor a la liberada en el flash principal. Las estrellas en la pre-RHA y pre-RHE se encuentran en esta etapa evolutiva. Finalmente, la quema de helio se torna estable y la estrella se ubica en la RH de edad cero.

Las estrellas subenanas calientes de tipo espectral B (sdB) se ubican en la RHE. Las atmósferas de las sdB son en su mayoría de hidrógeno puro. Esto se debe al decantamiento gravitacional, que tiende a limpiar la atmósfera de elementos más pesados que el hidrógeno, llevándolos al interior. Sin embargo, existe un grupo minoritario de sdBs con envolturas medianamente enriquecidas en helio (He-sdB). Estas estrellas podrían encontrarse en la etapa pre-RHE, cuya breve duración en conjunto con los vientos impulsados por radiación evitarían que las atmósferas de estas estrellas se constituyan de hidrógeno puro (Miller Bertolami et al., 2011).

Existen dos clases principales de pulsadores conocidos entre las sdB, los pulsadores lentos (sdBVrs, descubiertos por Green et al. 2003) que presentan períodos largos asociados a modos de gravedad ($\sim 2500 - 7000$ s), y los pulsadores rápidos (sdBVrs, descubiertos por Kilkenney et al. 1997) que presentan períodos cortos ($\sim 80 - 400$ s) asociados a modos radiales y modos no radiales de presión (Kilkenney et al., 2010). En ambos casos se explica la excitación de las pulsaciones a través del mecanismo κ actuando en la zona de ionización parcial del hierro. El mecanismo κ es un mecanismo de autoexcitación que actúa en regiones donde la ionización parcial de algún elemento químico produce un aumento local de la opacidad del material. Sin embargo, existen algunas subenanas calientes pulsantes, LS IV-14°116, KIC 1718290 y UVO 0825+15, cuyas pulsaciones no pueden ser completamente explicadas a partir del mecanismo κ . Estas estrellas poseen la particularidad de tener atmósferas enriquecidas en helio. Las pulsaciones de LS IV-14°116, descubiertas por Ahmad & Jeffery (2005), poseen períodos en el rango de las sdBVrs pero sus valores de $\log g$ y $\log T_{\text{ef}}$ corresponden a las sdBVrs. Esta característica no acuerda con las predicciones de pulsaciones excitadas por el mecanismo κ . Miller Bertolami et al. (2011) sugirieron la posibilidad de que las pulsaciones de LS IV-14°116 podrían resultar excitadas por mecanismo ϵ . KIC 1718290 (Østensen et al., 2012) posee valores de $\log g$ y $\log T_{\text{ef}}$ cercanos a los de las estrellas sdBVrs y sus modos de pulsación son compatibles con modos g (de gravedad) de largo período. Sin embargo, presenta períodos extremadamente largos (hasta ~ 11 h) en comparación con los correspondientes a las sdBVrs. Por último, Jeffery et al. (2016) reportaron recientemente variabilidad en la curva de luz de UVO 0825+15, compatible con pulsaciones no radiales de muy largo período correspondientes a modos g . UVO 0825+15 se encuentra fuera de la región de inestabilidad de las sdBVrs y sus períodos son también del orden de algunas horas (12 h).

Aunque el mecanismo ϵ actúa siempre que haya reacciones nucleares, generalmente resulta poco eficiente debido a que su contribución a la excitación pulsacional es superada por procesos de amortiguamiento de las perturbaciones que se dan en otras regiones de la estrella, que hacen que las oscilaciones sean globalmente estables. Sin embargo, Miller Bertolami et al. (2011) muestran que en los subflashes de helio de estrellas pre-RHA y pre-RHE podrían excitarse modos por este mecanismo. Además, encuentran la excitación de modos con períodos similares al modo de pulsación de mayor am-

plitud de LS IV-14°116. Frente a la posibilidad de que el mecanismo ϵ sea el responsable de las pulsaciones de LS IV-14°116 y teniendo en cuenta que se están descubriendo nuevas subenanas calientes enriquecidas en helio pulsantes, resulta de interés disponer de un estudio detallado de las inestabilidades por mecanismo ϵ en la pre-RH azul y extendida. En el presente trabajo extendemos el estudio de los efectos del mecanismo ϵ a modelos estelares apropiados para estrellas en la pre-RH azul y extendida, durante los subflashes de helio que tienen lugar antes de la etapa de quema estable de helio en el núcleo.

2. Metodología

Construimos modelos de estrellas en la pre-RHA y en la pre-RHE incrementando artificialmente los vientos estelares durante la última etapa de la Rama de las Gigantes Rojas (escenario *hot-flasher*, ver Miller Bertolami et al. 2008). Los valores iniciales de abundancias de metales y de helio considerados fueron los siguientes:

- $Z=0.001$, $Y=0.247$
- $Z=0.02$, $Y=0.285$
- $Z=0.02$, $Y=0.4$.

Realizamos cálculos de pulsaciones no radiales, adiabáticas y no adiabáticas en modelos estelares que se encuentran atravesando los subflashes de helio. Todos los cálculos fueron realizados con el código de evolución estelar LPCODE (Althaus et al., 2005) y el código de pulsaciones estelares LP-PUL (Córscico et al., 2006).

3. Resultados

3.1. Región de inestabilidad

Encontramos una región de inestabilidad en el plano $\log g$ (en cgs) – $\log T_{\text{ef}}$ (en K) definida por $4.67 \lesssim \log g \lesssim 6.15$ y $4.3 \lesssim \log T_{\text{ef}} \lesssim 4.7$ (ver Fig. 1). En modelos con gravedades superficiales $\log g \lesssim 4.67$ los modos de pulsación que resultan excitados en la zona de quema nuclear por mecanismo ϵ poseen amplitudes de vibración significativas en la envoltura. Debido a esto, estos modos resultan sensibles a la opacidad del material en la envoltura, que actúa estabilizando los modos mediante el mecanismo κ . A menores gravedades superficiales las secuencias evolutivas poseen también menor temperatura efectiva. Por lo tanto, el límite inferior en gravedad superficial de la región de inestabilidad implica un límite inferior en temperatura efectiva. Esto tiene como consecuencia que los modelos estelares en la pre-RHA no poseen modos de pulsación excitados. Por otro lado, bajo el escenario *hot-flasher* no es posible construir secuencias evolutivas a mayores gravedades superficiales y temperaturas efectivas. Esto limita la región de inestabilidad a altas temperaturas y gravedades.

3.2. Modos excitados

Encontramos que los modos excitados por mecanismo ϵ son modos g con períodos en el rango $400 \text{ s} < P < 2500 \text{ s}$. Según van sucediendo los subflashes, la energía

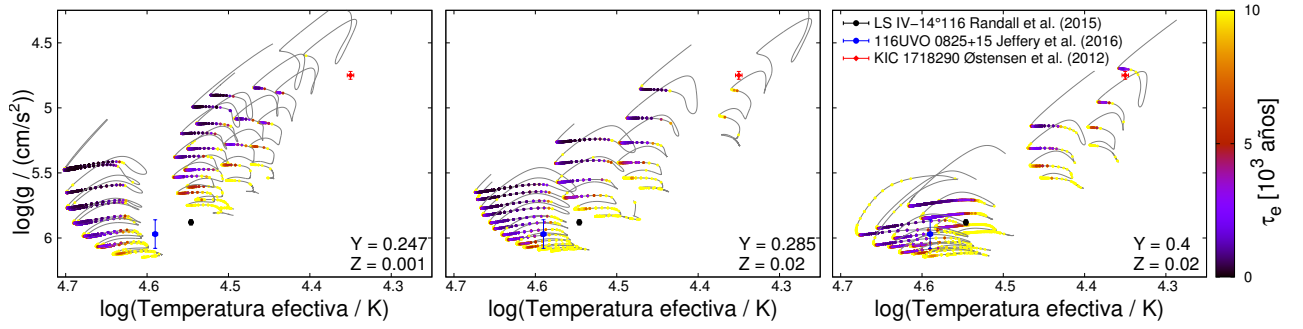


Figura 1: Secuencias evolutivas en el diagrama $\log g - \log T_{\text{ef}}$ (líneas grises) para distintos valores de la masa total de hidrógeno al momento del flash de helio. Cada panel se corresponde con una elección particular de las abundancias químicas iniciales. En escala de colores se representa el máximo tiempo característico de excitación de modos de cada modelo (τ_e). τ_e es un tiempo típico en el que se desarrolla la perturbación de los modos.

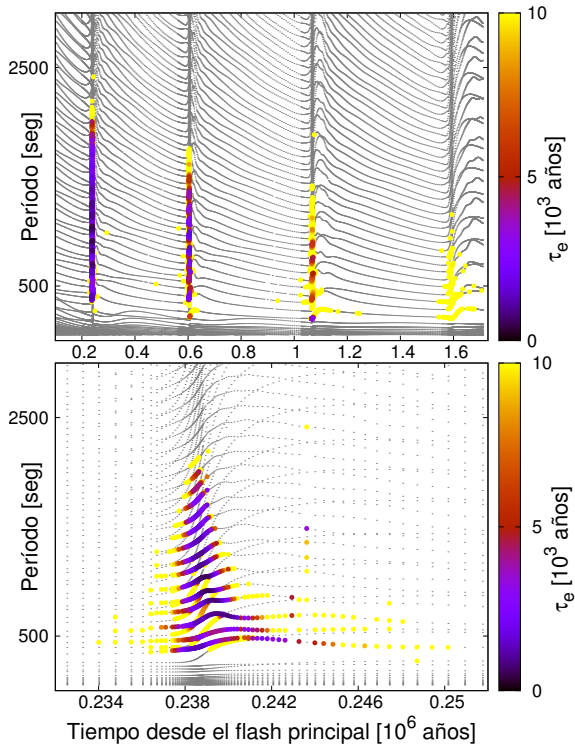


Figura 2: Períodos en función del tiempo. Los puntos en colores son los modos excitados y en escala de colores se representa el tiempo característico de excitación (τ_e). En el panel inferior se respresenta únicamente el primer subflash.

liberada por quema nuclear es cada vez menor. Debido a esto, en los primeros subflashes la excitación resulta mayor que en los últimos. Asimismo, los períodos resultan ser cada vez más cortos a medida que los subflashes se hacen menos intensos (ver Fig. 2).

3.3. Escalas de tiempo

En todos los casos encontramos tiempos característicos de excitación menores a la duración característica de los subflashes. En consecuencia, resulta esperable que los

modos inestables alcancen amplitudes observables en el transcurso de un subflash.

Comparando la duración característica de la etapa de subflashes con la cantidad de tiempo típica en la que se desarrolla la excitación de los modos, encontramos que aproximadamente 3 de cada 100 estrellas en la etapa pre-RHE deberían estar pulsando.

4. Conclusiones

Encontramos una región de inestabilidad de modos de gravedad de largo período debida al mecanismo ϵ en modelos apropiados para estrellas de la pre-RH extendida. En contraste, no encontramos inestabilidades pulsacionales debidas al mecanismo ϵ en modelos estelares correspondientes a estrellas de la pre-RH azul. Los valores de gravedad superficial y temperatura efectiva de las subenanas calientes enriquecidas en helio, pulsantes, conocidas hasta el momento, se encuentran dentro de la región de inestabilidad encontrada en este trabajo. Sin embargo, los períodos de estas estrellas son sistemáticamente mayores a los encontrados aquí.

Agradecimientos: M3B agradece una Return Fellowship de la Alexander von Humboldt Foundation. Parte de este trabajo fue financiado por el PIP 112-200801-00940 otorgado por CONICET. Este trabajo hizo uso de NASA Astrophysics Data System.

Referencias

- Ahmad A., Jeffery C. S., 2005, A&A, 437, L51
- Althaus L. G., et al., 2005, A&A, 435, 631
- Córsico A. H., Althaus L. G., Miller Bertolami M. M., 2006, A&A, 458, 259
- Green E. M., et al., 2003, ApJL, 583, L31
- Heber U., 2016, PASP, 128, 082001
- Jeffery C. S., et al., 2016, ArXiv e-prints
- Kilkenny D., et al., 1997, MNRAS, 285, 640
- Kilkenny D., et al., 2010, Information Bulletin on Variable Stars, 5927
- Miller Bertolami M. M., et al., 2008, A&A, 491, 253
- Miller Bertolami M. M., Córsico A. H., Althaus L. G., 2011, ApJL, 741, L3
- Østensen R. H., et al., 2012, ApJL, 753, L17



Espectroscopía infrarroja de estrellas masivas en fases de transición

M.L. Arias^{1,2}, A.F. Torres^{1,2}, L. Cidale^{1,2} & M. Kraus^{3,4}

¹ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

² Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

³ Tartu Observatoorium, Tõravere, Estonia

⁴ Astronomický ústav, Akademie věd České republiky, Ondřejov, República Checa

Contacto / mlaura@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Presentamos espectros en la banda K del infrarrojo de una muestra de estrellas con estado evolutivo ambiguo, candidatas a B[e] supergigantes o a LBVs. Reportamos las principales características presentes en sus espectros.

Abstract / We present K -band spectra of a sample of unclassified stars which are candidates to B[e] supergiants or LBV stars. We report the main features present in their spectra.

Keywords / stars: early-type — circumstellar matter — stars: peculiar

1. Introducción

Las estrellas masivas, a lo largo de su evolución, pasan por fases cortas tales como la de variables luminosas azules (LBVs, por sus siglas en inglés) o la de supergigantes B[e], durante las cuales sufren fuertes episodios de pérdida de masa. En consecuencia, estas estrellas generan a su alrededor gran cantidad de material circunestelar, cuyas condiciones de densidad y temperatura dan lugar a la formación de moléculas y polvo. Muchos de estos objetos son peculiares y muestran espectros complejos, en los cuales las características fotosféricas están veladas por el material circunestelar. Resulta así difícil asignarles tipos espectrales y determinar su estado evolutivo. Sin embargo, el material circunestelar revela información sobre la cinemática y la historia de pérdida de masa de la estrella, a través de las líneas en emisión de hidrógeno y las líneas moleculares presentes en la región del infrarrojo. Para contribuir al estudio del material circunestelar y a su vez, aportar elementos para discutir el estado evolutivo de estos objetos, hemos comenzado a recolectar observaciones espectroscópicas infrarrojas. Presentamos, en este trabajo, espectros de la banda K de una muestra de candidatas a estrellas LBV o B[e]. Analizamos las principales características de los espectros y discutimos sobre el posible estado evolutivo del objeto central.

2. Observaciones

En la Tabla 1 se listan las estrellas de la muestra. Los espectros infrarrojos se obtuvieron con el espectrógrafo GNIRS/GEMINI montado en Gemini Norte bajo los programas: GN-2013A-Q-78, GN-2014A-Q36 y GN-2015B-Q-89. La configuración instrumental usada fue: modo de ranura larga, cámara corta, red de 110 l mm^{-1}

y ranura de 0.3 arcsec . El poder resolvente medio obtenido fue de $R = 5000$ y el rango espectral observado de $2.29 \text{ } \mu\text{m}$ a $2.47 \text{ } \mu\text{m}$.

3. Resultados

[GKF2010] MN108: Presenta una nebulosa asociada descubierta con imágenes de *Spitzer* (Gvaramadze et al., 2010a). Es candidata a supergigante azul. Su espectro en la banda K no muestra características destacadas, excepto una emisión no identificada alrededor de los $2.43 \text{ } \mu\text{m}$, que podría atribuirse a Si IV $2.427 \text{ } \mu\text{m}$. El rango $2.34\text{--}2.38 \text{ } \mu\text{m}$ está contaminado con residuos de la corrección por líneas telúricas.

XX Oph: Es un sistema binario o múltiple, con una estrella Be como primaria y una compañera M6 III. Se supone que está localizado en una densa nube molecular cerca de la región de formación estelar ρ Oph (Cool et al., 2005). En la banda K se revelan líneas correspondientes a la compañera tardía. Están presentes las cabezas de banda en absorción de las moléculas de ^{12}CO y ^{13}CO en la región de los $2.3 \text{ } \mu\text{m}$. Este espectro resulta similar al presentado por Howell et al. (2009).

Ups Sgr: Es un sistema binario deficiente en hidrógeno, que consiste en una supergigante A y una compañera más masiva pero menos luminosa (Dudley & Jeffery, 1990). Esta compañera se detecta en el UV pero no es visible en otros rangos espectrales. Koubský et al. (2006) y Kipper & Klochkova (2012) presentaron un estudio espectroscópico detallado en la región del visible y el infrarrojo cercano. Observaron numerosas líneas en emisión y un fuerte exceso infrarrojo. Esto daría evidencias de la presencia de un disco denso, ópticamente opaco alrededor del sistema. Nuestro espectro en la banda K muestra bandas moleculares débiles de ^{12}CO en emisión y líneas en emisión de Mg II $2.4047 \text{ } \mu\text{m}$ y $2.4131 \text{ } \mu\text{m}$. No

Tabla 1: Líneas espectrales (en μm) identificadas en el espectro de la banda K de las estrellas de la muestra y posible clasificación de los objetos. unclB[e] = B[e] no clasificada.

Objeto	^{12}CO	^{13}CO	Mg II $\lambda 2.4047$ $\lambda 2.4131$	Serie de Pfund	Si IV $\lambda 2.4270$	He I $\lambda 2.3070$ $\lambda 2.4734$	N II $\lambda 2.3187$	Posible clasificación
MN 108	—	—	—	—	emis.?	—	—	Sg. azul
XX Oph	abs.	abs.	—	—	—	—	—	binaria: B0V+M6III
Ups Sgr	emis.	—	emis.	—	—	—	—	binaria
MN 109	—	—	emis.	abs.?	—	—	—	Sg. azul?
MN 112	—	—	emis.	emis.	—	emis.	emis.	LBV?
MWC 349	emis.	emis.	emis.	emis.	—	—	—	unclB[e], binaria
MWC 342	—	—	emis.	emis.	—	—	—	unclB[e]
MWC 1055	—	—	emis.?	emis.	—	—	—	unclB[e]
Hen 2-461	—	—	emis.	emis.	—	—	—	unclB[e]
MN 83	—	—	emis.	emis.	—	—	—	LBV?

se detectan líneas de hidrógeno de la serie de Pfund. Se observan algunas líneas no identificadas que probablemente corresponden a residuos de la corrección telúrica. [GKF2010] **MN109**: Gvaramadze et al. (2010a), basados en imágenes de *Spitzer* reportaron la existencia de una nebulosa a su alrededor. Es candidata a supergigante azul. Muestra en su espectro infrarrojo líneas de Mg II 2.4047 μm y 2.4131 μm en emisión. En el rango 2.41–2.47 μm parecen insinuarse líneas en absorción débiles y anchas que probablemente correspondan a las líneas de la serie de Pfund del hidrógeno. El rango 2.34–2.38 μm resulta contaminado con residuos de la corrección por líneas telúricas.

[GKF2010] **MN112**: La estrella central tiene un espectro óptico variable, muy similar al de la estrella LBV P Cygni (Gvaramadze et al., 2010b). Este espectro está dominado por intensas líneas en emisión de H I y He I, y numerosas líneas permitidas de N II, Fe III y Si II. Es una candidata a LBV (Stringfellow et al., 2012). Nuestro espectro en la banda K muestra líneas en emisión de la serie de Pfund, y líneas en emisión de Mg II 2.4047 μm y 2.4131 μm . Se observan dos líneas en emisión de He I en 2.3070 μm y 2.4734 μm , que muestran perfiles P Cygni invertidos, similares a los reportados en el rango óptico. La línea observada en 2.3187 μm podría corresponder a N II.

MWC 349A: Es parte de un sistema binario, formado por una primaria B[e] y una compañera B0 III, que ha sido muy estudiado (Året et al., 2016). Sin embargo, su estado evolutivo es aún incierto. Fue propuesta como un objeto de presecuencia principal, una B[e] supergigante o una estrella LBV. Nuestro espectro muestra líneas en emisión delgadas de la serie de Pfund y líneas en emisión de Mg II 2.4047 μm y 2.4131 μm . Se observa una línea en emisión no identificada alrededor de los 2.35 μm , superpuesta con la línea de Pfund en 2.3492 μm , similar a la encontrada en Hen 2-461. Se observa emisión molecular de ^{12}CO alrededor de 2.3 μm , previamente reportada por Kraus et al. (2000). También se revela la presencia de líneas moleculares débiles de ^{13}CO .

Las siguientes estrellas muestran espectros similares en la banda K, con líneas en emisión de la serie de Pfund y de Mg II 2.4047 μm y 2.4131 μm , y ausencia de emisión o absorción molecular de CO.

MWC 342: Lamers et al. (1998) la incluyeron en la lista de estrellas B[e] no clasificadas. Miroshnichenko & Copron (1999) sugieren que es un sistema binario, con un objeto compacto. Kučerová et al. (2013) estudiaron la variabilidad espectral en la región de H α . Encontraron variaciones importantes en las líneas de He I $\lambda 6678$, que mostraba perfiles P Cygni, dando evidencias de la existencia de un viento. Por otra parte en algunas épocas la línea de He I $\lambda 6678$ mostró perfiles P Cygni invertidos. La línea H α también es variable.

MWC 1055: Es una estrella B[e] no clasificada. No se ha detectado emisión extendida de hidrógeno a su alrededor (Marston & McCollum, 2008). Fue propuesta como posible miembro de las FS CMA (Miroshnichenko et al., 2007).

Hen 2-461: Es una estrella B[e] no clasificada. Fue erróneamente clasificada como nebulosa planetaria (Kohoutek, 2001). Marston & McCollum (2008) reportaron una nebulosa en H α cuya naturaleza aún no se conoce. La línea H α muestra un perfil tipo *shell*. Cabe destacar que alrededor de los 2.35 μm se observa una línea en emisión similar a la encontrada en el espectro de MWC 349 que no ha podido ser identificada.

[GKF2010] **MN83**: Es un objeto poco estudiado, candidato a LBV. Gvaramadze et al. (2010a) reportó una nebulosa alrededor de MN83 en base a observaciones de *Spitzer*. La no detección de CO en la región observada, aporta evidencia a favor de su clasificación como LBV (Oksala et al., 2013).

Agradecimientos: MK agradece financiamiento de GAČR (14-21373S) y RVO:67985815. LC agradece financiamiento del Programa Bilateral de Cooperación: 1403 CONICET-AVCR.

Referencias

- Året A., Kraus M., Šlechta M., 2016, MNRAS, 456, 1424
Cool R. J., et al., 2005, PASP, 117, 462
Dudley R. E., Jeffery C. S., 1990, MNRAS, 247, 400
Gvaramadze V. V., et al., 2010a, MNRAS, 405, 520
Gvaramadze V. V., Kniazev A. Y., Fabrika S., 2010b, MNRAS, 405, 1047
Howell S. B., Johnson K. J., Adamson A. J., 2009, PASP, 121, 16

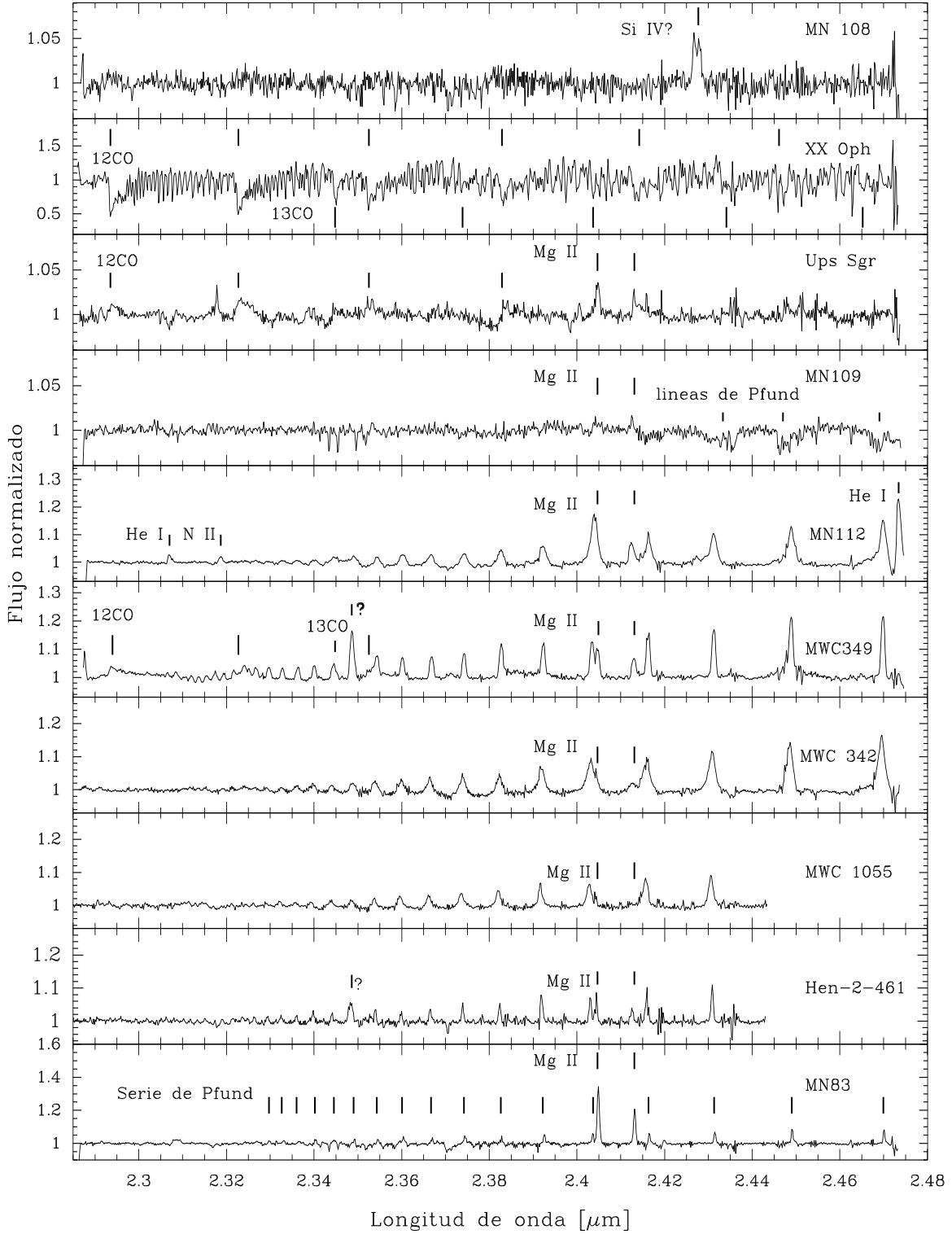


Figura 1: Espectros en la banda K de la muestra de candidatas a B[e] supergigantes o LBVs.

Kipper T., Klochkova V. G., 2012, *Baltic Astronomy*, 21, 219
 Kohoutek L., 2001, *VizieR Online Data Catalog*, 4024
 Koubský P., et al., 2006, *A&A*, 459, 849
 Kraus M., et al., 2000, *A&A*, 362, 158
 Kučerová B., et al., 2013, *A&A*, 554, A143
 Lamers H. J. G. L. M., et al., 1998, *A&A*, 340, 117

Marston A. P., McCollum B., 2008, *A&A*, 477, 193
 Miroshnichenko A., Corporon P., 1999, *A&A*, 349, 126
 Miroshnichenko A. S., et al., 2007, *ApJ*, 671, 828
 Oksala M. E., et al., 2013, *A&A*, 558, A17
 Stringfellow G. S., et al., 2012, p. 514



Estrellas variables reconocidas en el campo del cúmulo abierto NGC 6250

C.G. Oviedo¹, T. Palma^{2,3,4}, C. Chavero^{4,5}, I. Dékány⁶, J.J. Clariá^{4,5} & D. Minniti^{3,2}

¹ Facultad de Matemática, Astronomía y Física-UNC, Córdoba

² Instituto Milenio de Astrofísica (MAS, Chile)

³ Universidad Andrés Bello (Chile)

⁴ Observatorio Astronómico de Córdoba-UNC, Córdoba

⁵ CONICET

⁶ Universität Heilderberg (Alemania)

Contacto / coviedo@oac.unc.edu.ar

Resumen / Presentamos resultados preliminares obtenidos sobre la búsqueda de estrellas variables en el campo del cúmulo abierto moderadamente joven NGC 6250. El presente estudio se fundamenta en el análisis de datos fotométricos en las bandas infrarrojas J , H y K_s obtenidos con el telescopio VISTA de 4.1 m del relevamiento VVV (Vista Variables in the Vía Láctea). En base a las curvas de luz obtenidas, realizamos una primera clasificación de las nuevas estrellas variables detectadas. Presentamos, además, el diagrama color-magnitud ($J - K_s$, K_s) de NGC 6250, el cual se encuentra proyectado en dirección hacia el centro de la Galaxia, y examinamos la posible vinculación física al mismo de las nuevas variables descubiertas.

Abstract / We present preliminary results obtained from a search of variable stars in the field of the moderately young open cluster NGC 6250. The present study is based on the analysis of photometric near-infrared data in the J , H and K_s bands obtained with the 4.1 m VISTA telescope of the VVV (Vista Variables in the Vía Láctea) Survey. Based on the obtained light curves, we performed a first classification of the newly detected variable stars. We also present the ($J - K_s$, K_s) color-magnitude diagram of NGC 6250, which is projected towards the galactic center direction, and we examined the possible physical association of the new variables discovered to NGC 6250.

Keywords / techniques: photometric — stars: variables: general — (Galaxy:) open clusters and associations: general

1. Proyecto

El principal objetivo de este proyecto consiste en la búsqueda de estrellas variables en campos de cúmulos abiertos (CAs) altamente enrojecidos, proyectados sobre el disco de la Vía Láctea. La detección de dichas estrellas en estos campos puede proveer información relevante no sólo sobre determinadas características de los cúmulos a los cuales estas variables pertenecen sino también acerca de la estructura de dichas regiones. Una vez reconocidas en la banda K_s del infrarrojo cercano las estrellas variables de un determinado cúmulo, el siguiente paso consiste en la obtención de las respectivas curvas de luz y la determinación de los correspondientes valores medios del período y la magnitud K_s . Con esta información, es posible clasificar de manera preliminar el tipo de variable reconocida, teniendo en cuenta la forma de la curva de luz obtenida, el período estimado, y la amplitud de la variación detectada. En una próxima etapa, es nuestra intención evaluar la posible vinculación física a los cúmulos de las nuevas variables reportadas en la presente contribución. Para ello, tendremos en cuenta no sólo la posición en los diagramas color-magnitud de las variables descubiertas, sino también los movimientos propios estelares disponibles. Nuestro análisis pretende incluir, además, la determinación o, cuando corresponda, la re-

determinación de los parámetros fundamentales de los CAs (enrojecimiento, distancia, edad y, de ser posible, también la metalicidad) mediante el ajuste de isócronas teóricas en los respectivos diagramas color-magnitud.

2. Datos observacionales

Los datos observacionales recolectados para el desarrollo de nuestro proyecto forman parte del relevamiento *Vista Variables in the Vía Láctea* (VVV, Minniti et al., 2010; Saito et al., 2012; Hempel et al., 2014). Dicho relevamiento cubre un área de 520 grados cuadrados en el cielo en la cual se ha obtenido fotometría multicolor en las bandas Z , Y , J , H y K_s . Esta fotometría incluye unas mil millones de fuentes estelares. Las imágenes han sido obtenidas con la cámara VIRCAM del telescopio VISTA de 4.1 m, la cual consiste en un arreglo de 16 detectores infrarrojos y produce una imagen combinada de $11.6' \times 11.6'$ en el cielo, con una escala de $0.34''/\text{pixel}$.

3. Procesamiento de los datos

Con el código DoPhot (Schechter et al., 1993; Alonso-García et al., 2012), realizamos la fotometría PSF (*Point Spread Function*) sobre las imágenes obtenidas

en las bandas del VVV. La Fig. 1 muestra el diagrama color-magnitud para NGC 6250, teniendo en cuenta los resultados publicados por K13 para el radio externo (puntos grises) e interno (*core radius*, puntos celestes) del cúmulo, respectivamente. La isócrona ajustada en la Fig. 1 para NGC 6250 corresponde a los parámetros determinados por K13 (Tabla 1).

Para la detección de variabilidad utilizamos la *pipeline* desarrollada por I. Dékány. Mediante los algoritmos denominados GLS (*Generalized Lomb Scargle*) y PDM (*Phase Dispersion Minimization*) realizamos una primera estimación de los períodos de un total de 118 candidatas a variables en el campo de NGC 6250. Estos períodos iniciales nos permitieron obtener las curvas de luz y períodos finales mediante procesos iterativos. El número de épocas consideradas varía entre 28 y 48, dentro de un intervalo de 4 años. En la Fig. 1 hemos superpuesto en el diagrama color-magnitud las nuevas variables descubiertas.

4. Resultados

En este trabajo presentamos resultados preliminares obtenidos para NGC 6250, un CA moderadamente joven proyectado sobre la constelación de Ara, cuyos parámetros fundamentales reportados por Kharchenko et al. (2013, en adelante K13) se consignan en la Tabla 1. El catálogo de K13 representa una combinación de las bases de datos denominados PPMXL (Roeser et al., 2010) y 2MASS (Skrutskie et al., 2006). Cabe destacar que la magnitud K_s límite del relevamiento VVV es ~ 18 , esto es, casi 4 magnitudes más débil que la magnitud K_s límite del 2MASS. Esto permite identificar no sólo una mayor cantidad de estrellas variables RR Lyrae, Cefeidas y otras, sino también determinar con mayor precisión sus distancias, permitiendo así mejorar nuestro actual conocimiento de la estructura interior de la Vía Láctea (Saito et al., 2012).

Además presentamos las curvas de luz de 5 posibles binarias eclipsantes (Fig. 2) y 5 posibles variables pulsantes (Fig. 3). Del total de candidatas a variables encontradas, detectamos un par de decenas de posibles estrellas Cefeidas. Luego de un análisis detallado y cuidadoso, sólo 3 de dichas candidatas a Cefeidas resultaron tener una alta probabilidad de corresponder a esta categoría de estrellas variables. Usando las relaciones período-luminosidad para las Cefeidas clásicas tipo I (Dékány et al., 2015) y II (Matsunaga et al., 2009), determinamos sus parámetros asociados consignados en la Tabla 2. En la Fig. 4 mostramos las correspondientes curvas de luz.

Agradecimientos: Agradecemos al programa 179.B-2002 de la *ESO Public Survey* por el uso de datos tomados para el proyecto VVV. Al Instituto Milenio de Astrofísica (MAS, Chile), CONICYT, FONCYT y SECYT por el apoyo financiero recibido para realizar esta investigación. Hemos utilizado la base de datos SIMBAD, operada en el Centro de Datos de Straburgo (Francia).

Tabla 1: Parámetros fundamentales de NGC 6250 tomados de Kharchenko et al. (2013).

ID	NGC 6250
$(\alpha, \delta)_{2000}$	(16:57:57.6, -45:35:00)
(l,b)	(340.670, -1.926)
Radio	15.3'
Dist.	940 pc
E(B-V)	0.385
Log(t)	7.420

Tabla 2: Parámetros observados y derivados para las 3 candidatas a Cefeidas de los dos tipos posibles.

ID	$\langle K_s \rangle$	$(A_{K_s})_I$	Dist _I [pc]	$(A_{K_s})_{II}$	Dist _{II} [pc]
V37	14.457	0.435	20 570	0.393	10 955
V87	13.682	0.207	10 914	0.164	5 700
V111	14.152	0.069	11 947	0.131	6 541

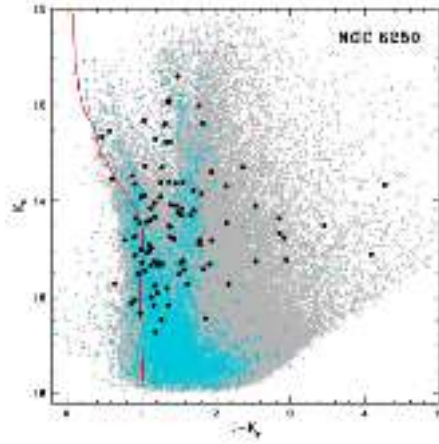


Figura 1: Diagrama color-magnitud ($J - K_s, K_s$) del cúmulo NGC 6250. Los puntos grises indican las estrellas que yacen dentro del radio externo del cúmulo (15.8'), mientras que los puntos celestes representan las estrellas ubicadas dentro de la región central del mismo (*core radius* = 2.1'). Los puntos negros indican las 118 candidatas a variables de la región estudiada. En color rojo ajustamos la isócrona de Bressan et al. (2012) teniendo en cuenta los parámetros obtenidos por K13 (Tabla 1).

Referencias

- Alonso-García J., et al., 2012, *AJ*, 143, 70
 Bressan A., et al., 2012, *MNRAS*, 427, 127
 Dékány I., et al., 2015, *ApJL*, 799, L11
 Hempel M., et al., 2014, *The Messenger*, 155, 24
 Kharchenko N. V., et al., 2013, *VizieR Online Data Catalog*, 355
 Matsunaga N., Feast M. W., Menzies J. W., 2009, in *Guzik J. A., Bradley P. A., eds., Vol. 1170, American Institute of Physics Conference Series*. pp 96–98
 Minniti D., et al., 2010, *New A*, 15, 433
 Roeser S., Demleitner M., Schilbach E., 2010, *AJ*, 139, 2440
 Saito R. K., et al., 2012, *A&A*, 544, A147
 Schechter P. L., Mateo M., Saha A., 1993, *PASP*, 105, 1342
 Skrutskie M. F., et al., 2006, *AJ*, 131, 1163

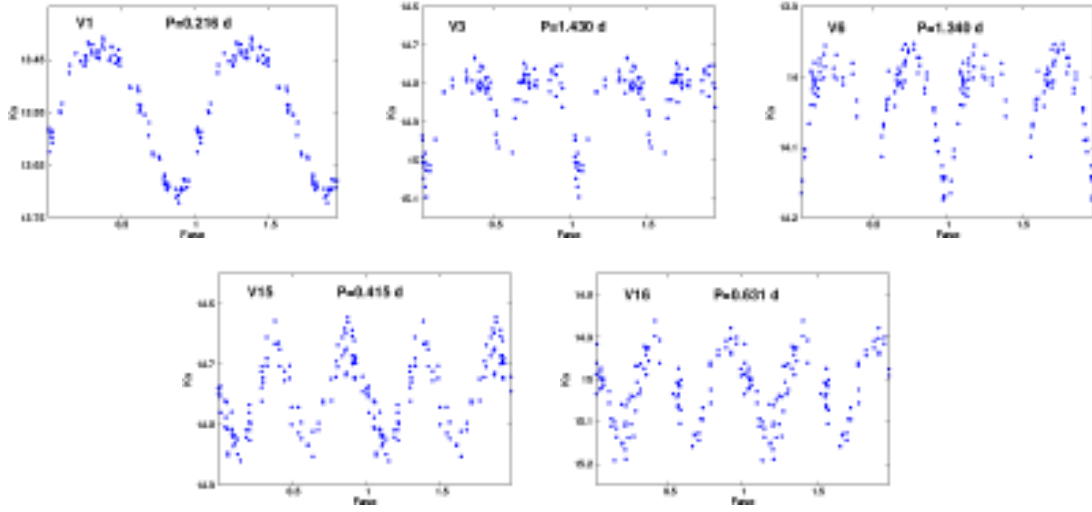


Figura 2: Curvas de luz obtenidas para algunas de las binarias eclipsantes descubiertas en el campo de NGC 6250 con sus respectivos períodos.

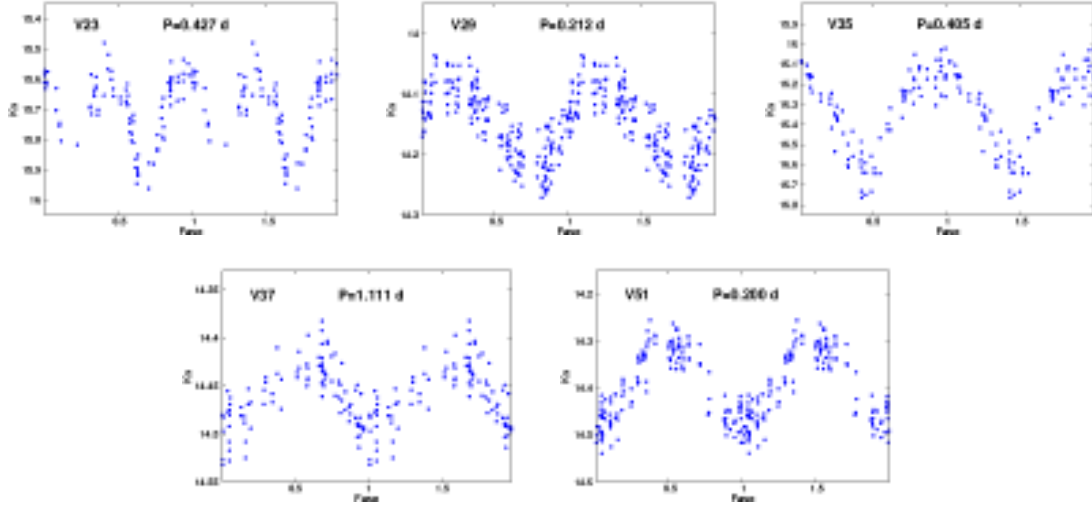


Figura 3: Curvas de luz obtenidas para algunas estrellas pulsantes descubiertas en el campo de NGC 6250 con sus respectivos períodos.

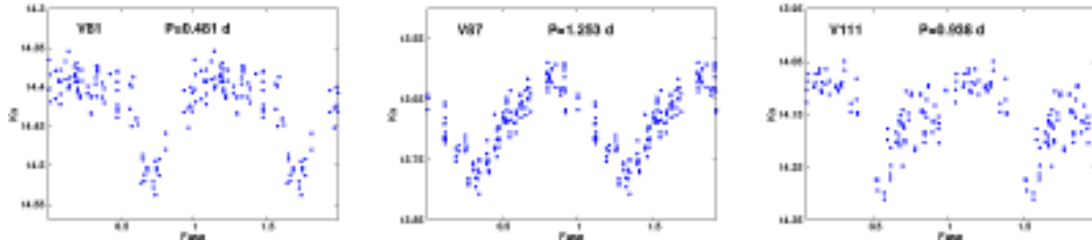


Figura 4: Curvas de luz obtenidas para las candidatas a Cefeidas descubiertas en el campo de NGC 6250 con sus respectivos períodos.



PSR J1417-4402: no tan misterioso como parece

M.A. De Vito^{1,2}, O.G. Benvenuto^{1,2,3} & J.E. Horvath⁴

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*

⁴ *Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas, Universidade de São Paulo, São Paulo, Brasil*

Contacto / adevito@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / PSR J1417-4402 fue detectado cuando el sistema binario al que pertenece cambió su aspecto como fuente de rayos X a un estado de pulsar. Los parámetros característicos del sistema binario lo ubican fuera de la familia *Redback*, en la que varios de sus miembros han experimentado este cambio de estado.

Este comportamiento no era esperado en este tipo de sistemas. Sin embargo constituye un resultado natural de nuestros modelos de sistemas binarios interactuantes, en los que se considera el efecto de la irradiación del pulsar a su compañera.

Presentamos un posible progenitor para este sistema.

Abstract / PSR J1417-4402 was detected when the binary system to which it belongs switched from an X-ray source to a pulsar state. The characteristic parameters of this binary system put it out of the Redback family, in which some of their members experienced such a change.

This behaviour was not expected in this kind of systems. However, it is a natural result in the frame of our close binary systems models with irradiation feedback.

We present a possible progenitor to this system.

Keywords / (stars:) binaries (including multiple): close — stars: evolution — (stars:) pulsars: individual (J1417-4402)

1. Introducción

Entre los sistemas binarios de bajo período orbital, $P_{\text{orb}} < 1$ d, encontramos dos familias. Por un lado las “Viudas Negras” (VNs), formadas por un pulsar de milisegundo (PMS) y una estrella compañera que lo habría reciclado (la estrella donante, ED), cuya masa (M_2) es menor que $0.05 M_{\odot}$. Por otro lado se encuentran los *Redbacks* (RBs), que se diferencian de las VNs por el valor de la masa de las compañeras del PMS, de un orden de magnitud mayor, y el estado de esta acompañante (una gigante, que está casi en contacto con su lóbulo de Roche).

¿Existe algún vínculo entre VNs y RBs? Algunos autores postulan que no, y que ambas familias provienen de caminos evolutivos independientes (Chen et al. 2013, Smedley et al. 2015). Sin embargo, nosotros hemos mostrado, utilizando nuestro código de evolución binaria, que las VNs descienden de los RBs, aunque no todos los RBs evolucionan a VNs (Benvenuto et al., 2014). Considerando que las VNs descienden de los RBs, es natural pensar que los pulsares en estos sistemas se encuentran aún en proceso de reciclado.

Según el modelo estándar de reciclado, la compañera del pulsar le transfiere masa y momento angular durante un largo período de tiempo, acelerándolo a periodos de milisegundos ($P_p < 10$ ms). Durante esta etapa el sistema se observa como emisor de rayos X (etapa RX). Finalizado este largo y continuo proceso, se observan un PMS y una compañera de baja masa: enana blanca (EB)

de helio, de carbono y oxígeno, o un objeto de masa muy baja como en el caso de las VNs (etapa PSR).

La evidencia observacional del modelo de reciclado apareció en los últimos años, al registrarse sistemas que se observaban en etapa RX y cambiaron a estado PSR, o viceversa (PSR J1023+0038, PSR J1825-2452I y XSS J12270-4859).

Estos objetos, todos miembros de la familia RB, son difíciles de entender en el marco del modelo estándar porque, si solamente hay una larga etapa de transferencia de masa, el sistema debería verse en etapa RX hasta que alcance su estado final de PSR. El modelo estándar no es suficiente.

1.1. Modelos en los que se considera la irradiación del pulsar

La irradiación proveniente del pulsar no solamente provoca la evaporación de las capas externas de la compañera, fundamental para obtener modelos que describan correctamente la evolución de las VNs (Benvenuto et al., 2015a). También afecta la evolución de esta estrella, bloqueando la salida de energía desde su interior.

La incorporación de este efecto debido a la irradiación del pulsar a nuestro código de evolución binaria (Stevens et al. 1992, Büning & Ritter 2004) nos ha conducido a encontrar eventos de transferencia de masa cíclica, y a definir el estado de casi desborde del lóbulo de Roche (cuasi-RLOF, ver Benvenuto et al. 2015b),

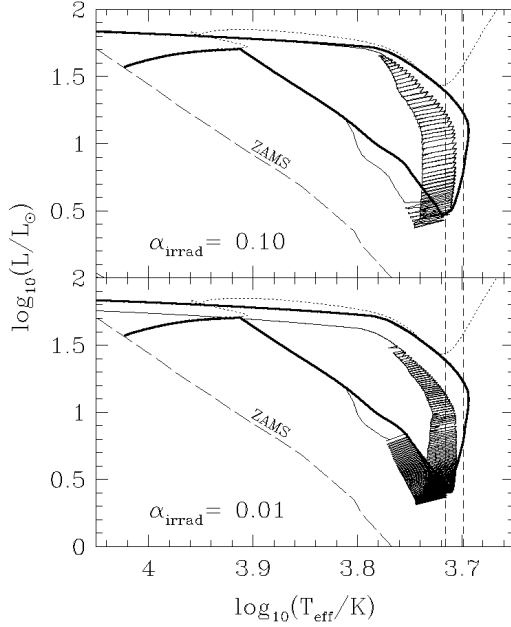


Figura 1: Diagrama HR correspondiente a la ED de nuestro candidato a progenitor del sistema J1417-4402. Con línea gruesa se grafica el modelo sin irradiación ($\alpha_{\text{irrad}} = 0$). Con línea de trazos largos se grafica la Secuencia Principal de Edad Cero (ZAMS, según sus siglas en inglés); con líneas de trazos cortos verticales, las cotas de los valores de la temperatura de la ED con y sin iluminación del pulsar.

observado en varios RBs.

La transferencia de masa cíclica resulta ser una condición necesaria para entender el comportamiento de estos sistemas que alternan entre estados de RX y PSR.

2. PSR J1417-4402

En el año 2015, Strader et al. (2015) reportaron la observación de una fuente indefinida, 3FGL J1417.5-4402. Se trataba de un objeto variable en rayos X asociado con una contraparte óptica. Desplegaba variaciones elipsoidales con un período $P_{\text{orb}} = 5.4$ d. La observación de la emisión doble en H α fue interpretada como evidencia de la presencia de un disco de acreción en una binaria de baja masa. Concluyeron que la contraparte del óptico/IR en el sistema binario era una gigante de aproximadamente $0.35 M_{\odot}$, siendo el otro miembro del par una estrella de neutrones (EN) masiva, de aproximadamente $2 M_{\odot}$. Propusieron que 3FGL J1417.5-4402 podría ser un sistema en transición (desde el estado RX al PSR) y que se podría detectar el radio-pulsar en un futuro, como ya había sucedido con otras fuentes. Sin embargo, el largo valor de P_{orb} pone a este sistema fuera de la familia RB, a la que pertenecen los otros objetos en los que se han observado estos cambios de estado.

Camilo et al. (2016) observaron al pulsar de milisegundo ($P_p = 2.66$ ms, período de rotación del pulsar), PSR J1417-4402. Según sus observaciones, no está del todo clara la presencia de un disco de acreción. Encuentran $56^{\circ} < i < 60^{\circ}$, $1.77 < M_{\text{EN}}/M_{\odot} < 2.13$, $M_2 = 0.33 \pm 0.03 M_{\odot}$, $q = 0.171 \pm 0.002$, $5000 < T_{\text{eff}}/K$

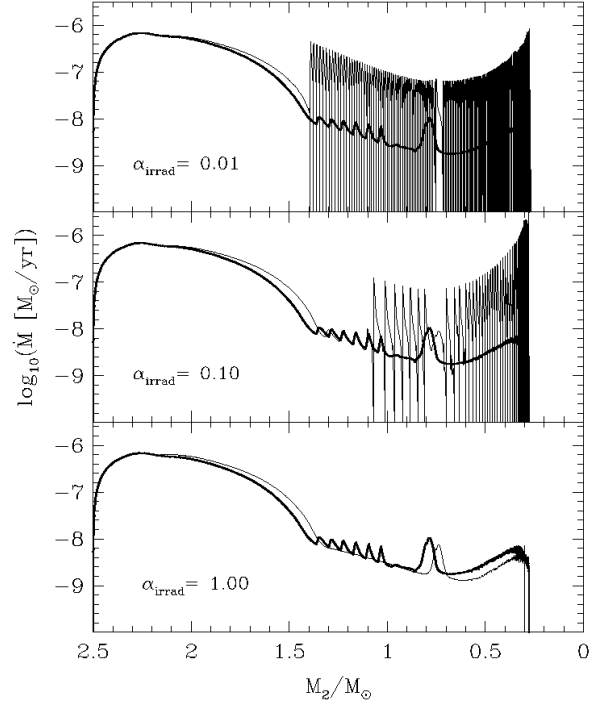


Figura 2: Tasa de transferencia de masa vs. M_2 para los tres casos de eficiencia de irradiación considerados en este trabajo. Con línea gruesa se muestra el caso sin irradiación.

< 5200 , $15.2 < a/R_{\odot} < 17$, siendo i la inclinación, $q = M_2/M_{\text{EN}}$ el cociente de masas, T_{eff} la temperatura efectiva de la ED y a la separación orbital. Dependiendo del valor adoptado para la distancia, la compañera del pulsar podría estar o no estar en estado de cuasi-RLOF. Los autores tratan de interpretar el estado de esta componente basados en modelos estándar de Podsiadlowski et al. (2002), según los cuales la ED no estaría lejos de ubicarse en la zona de enfriamiento de las EBs. Pero tienen dificultades con esta interpretación (estado de cuasi-RLOF, acreción sobre la EN, ablación del pulsar, incompatible con el estado de EB).

3. Nuestros cálculos

Utilizando nuestro código de evolución binaria (Benvenuto & De Vito 2003, De Vito & Benvenuto 2012, Benvenuto et al. 2014) hemos calculado diferentes modelos con la finalidad de hallar un posible progenitor que describa el estado actual del sistema binario en el que se encuentra PSR J1417-4402 (sistema J1417-4402 en adelante). Hemos seleccionado el modelo en el que la ED y la EN tienen masas iniciales de $M_{2,i} = 2.5 M_{\odot}$ y $M_{\text{EN},i} = 1.4 M_{\odot}$ respectivamente; el período orbital inicial del sistema es $P_{\text{orb},i} = 1.4$ d; la fracción de materia que puede acretar la EN es $\beta = 0.5$, y se consideraron cuatro casos distintos para la eficiencia de irradiación del pulsar, representada por el parámetro $\alpha_{\text{irrad}} = 0.00, 0.01, 0.10$ y 1.00 .

En la Fig. 1 se muestran los diagramas de Hertzsprung–Russell (HR) correspondientes a la ED de nuestro candidato a progenitor del sistema J1417-4402,

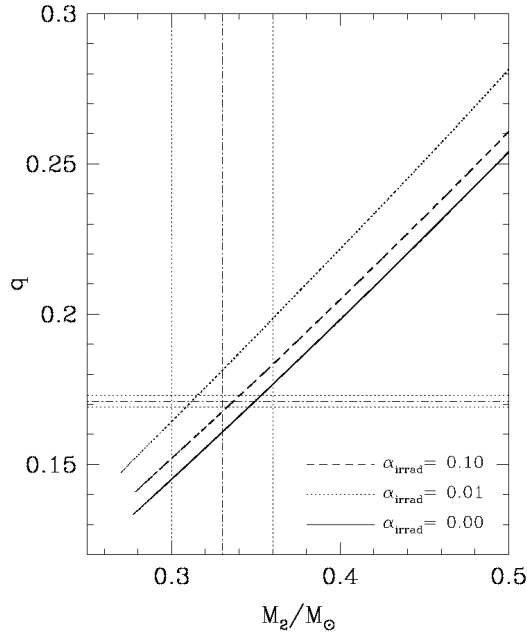


Figura 3: Cociente de masas en función de la masa de la ED, para los tres casos de eficiencia de irradiación considerados en este trabajo. Las líneas verticales y horizontales muestran los valores estimados para M_2 y q con sus correspondientes errores, respectivamente (Camilo et al., 2016).

para los casos de $\alpha_{\text{irrad}} = 0.10$ y $\alpha_{\text{irrad}} = 0.01$. Con líneas de trazos cortos verticales, se muestran las cotas de los valores de la temperatura de la ED correspondientes a las caras con y sin iluminación debida a la irradiación del pulsar (Camilo et al., 2016). Nuestros modelos muestran claramente que la ED en este sistema se encuentra lejos del estado próximo a EB sugerido por Camilo et al. (2016).

En la Fig. 2 puede observarse la evolución de la tasa de transferencia de masa, que presenta el comportamiento cíclico que hemos encontrado para nuestros modelos con irradiación. Esta estrella se encuentra en estado de cuasi-RLOF.

En las Figs. 3 y 4 pueden verse la evolución del cociente de masas y del período orbital del sistema en función de la masa de la ED, respectivamente. Se observa que en ambos casos, nuestro modelo correspondiente al caso de $\alpha_{\text{irrad}} = 0.10$ es el que mejor ajusta a los parámetros observados para el sistema J1417-4402.

4. Conclusiones y trabajo a futuro

Hemos mostrado que nuestro código de evolución binaria, en el que se considera la irradiación del pulsar, resulta una herramienta apropiada para describir sistemas que cambian de estado (RX a PSR o inversamente) tanto en la familia RB, como en el caso del sistema J1417-4402, que no está considerado como miembro de este grupo.

Existen sistemas binarios formados por PMS cuyas acompañantes tienen una masa entre 0.1 y $0.7 M_{\odot}$, con períodos orbitales mayor que 1 d (fuera de la familia

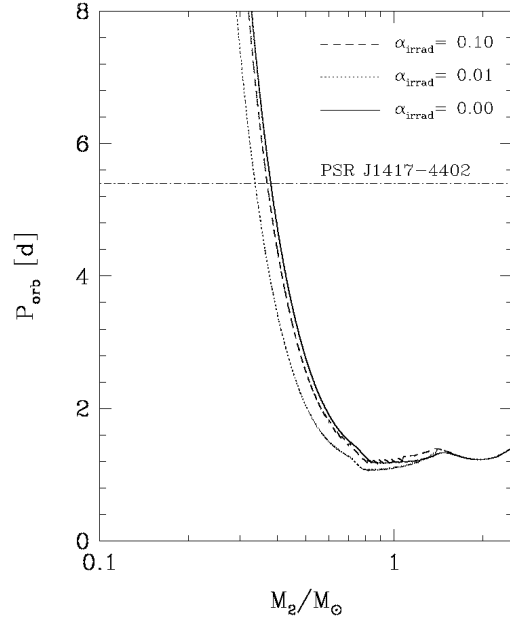


Figura 4: Período orbital del sistema en función de la masa de la ED, para los tres casos de eficiencia de irradiación considerados en este trabajo. Con línea de trazos vertical se muestra el valor del período orbital para el sistema J1417-4402; con líneas verticales se muestran los valores estimados para M_2 con su correspondiente errores.

RB), que podrían estar en un estado similar al del sistema J1417-4402.

Hasta el momento, las compañeras de PMSs con $P_{\text{orb}} > 1$ d, cuyas masas exceden $0.45 M_{\odot}$ son propuestas como EBs de Carbono y Oxígeno. De las 14 acompañantes que se encuentran en estas condiciones en el catálogo del ATNF* (Manchester et al., 2005), solamente dos están confirmadas como EBs. De acuerdo a nuestros modelos, nada impide pensar que algunos de estos sistemas pudieran ser similares al sistema J1417-440. Nos proponemos estudiar en profundidad estos objetos.

Referencias

- Benvenuto O. G., De Vito M. A., 2003, MNRAS, 342, 50
- Benvenuto O. G., De Vito M. A., Horvath J. E., 2014, ApJL, 786, L7
- 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
- Bünning A., Ritter H., 2004, A&A, 423, 281
- Camilo F., et al., 2016, ApJ, 820, 6
- Chen H.-L., et al., 2013, ApJ, 775, 27
- De Vito M. A., Benvenuto O. G., 2012, MNRAS, 421, 2206
- Manchester R. N., et al., 2005, AJ, 129, 1993
- Podsiadlowski P., Rappaport S., Pfahl E. D., 2002, ApJ, 565, 1107
- Smedley S. L., et al., 2015, MNRAS, 446, 2540
- Stevens I. R., Rees M. J., Podsiadlowski P., 1992, MNRAS, 254, 19P
- Strader J., et al., 2015, ApJL, 804, L12

*www.atnf.csiro.au



Nuevos modelos para estrellas centrales de nebulosas planetarias

M. M. Miller Bertolami¹

¹ *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina*

Contacto / mmiller@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Los cálculos recientes de Miller Bertolami (2016) de la evolución post-Rama Asintótica de las Gigantes indican que esta es, al menos, de tres a diez veces más breve de lo indicado por los cálculos evolutivos previos. Los nuevos modelos también son $\sim 0,1-0,3$ dex más brillantes que los modelos anteriores con masas finales similares. Como resultado de estas diferencias la utilización de los nuevos modelos en futuros estudios tendrá un impacto significativo en nuestro entendimiento de la formación de nebulosas planetarias y en la determinación de masas y edades de las estrellas centrales. A su vez, estudios preliminares sugieren que los nuevos modelos podrán ayudarnos a entender la llamativa invarianza del extremo brillante de la Función Luminosidad de Nebulosas Planetarias.

Abstract / The recent computations by Miller Bertolami (2016) of the post-Asymptotic Giant Branch evolution show that the post-AGB phase is, at least, three to ten times faster than shown by previous evolutionary computations. The new models are also $\sim 0.1-0.3$ dex brighter than the previous models with similar remnant masses. As a consequence the adoption of these models in future studies will have a significant impact in the determination of masses and ages of central stars of planetary nebulae. Preliminary studies suggest that the new models will help us to understand mysterious invariance of the cut-off of the planetary nebula luminosity function.

Keywords / stars: AGB and post-AGB — planetary nebulae: general

1. Introducción

La etapa inmediatamente posterior a la Rama Asintótica de las Gigantes (AGB, por sus siglas en inglés) es una de las fases peor entendidas de la evolución de estrellas de masas bajas o intermedias ($0.8 \lesssim M_{\text{inicial}}/M_{\odot} \lesssim 8$). Luego de abandonar la AGB, y bajo las condiciones apropiadas, estas estrellas evolucionarán formando objetos de tipo OH/IR, estrellas centrales de nebulosas planetarias (CSPNe) y finalmente enanas blancas (van Winckel, 2003; Herwig, 2005; Kwitter et al., 2014). La formación, o no, de los diferentes tipos de objetos post-AGB depende de una multiplicidad de factores, como la intensidad de los vientos, la composición química al final de la AGB, la dinámica y cantidad del material eyectado al espacio y la evolución de la temperatura efectiva (T_{ef}) y del brillo ($L_{\star}$) de la estrella central. La formación y detectabilidad de una nebulosa planetaria (PN) dependerá muy fuertemente de dos tiempos característicos. Uno de ellos es la escala de tiempo en la cual el material eyectado se dispersa y el otro es la escala de tiempo evolutivo de la estrella central, la cual proporciona los fotones necesarios para ionizar la nebulosa planetaria (Marigo et al., 2001). Si la CSPN evoluciona demasiado lento el material eyectado se habrá dispersado mucho para el momento en el cual la estrella central alcanza valores de $T_{\text{ef}} \gtrsim 30\,000$ K, suficientes como para ionizar el material y la PN no será detectable. Por el contrario, si la CSPN evoluciona demasiado rápido es de esperar que la PN se ionice por un lapso muy corto de tiempo, o que incluso no llegue a ionizarse, haciendo

la detectabilidad también muy difícil.

Además de ser objetos astronómicos muy bellos e interesantes en sí mismos, las PNe son útiles para una diversa cantidad de estudios —ver Kwitter et al. (2014) para una descripción detallada. Los progenitores de PNe se espera que posean edades entre los $\sim 0,1$ y los ~ 10 Gigaaños (Ga). Debido a la existencia de PNe en poblaciones de edades y metalicidades muy variadas, las PNe ofrecen una forma independiente de otros métodos de estudiar la estructura y evolución de las galaxias.

Finalmente, no podemos dejar de mencionar que la función luminosidad de las nebulosas planetarias (PNLF) constituye un excelente indicador de distancias hasta los ~ 20 Mpc. Esto se debe a que el punto de corte a altas luminosidades de la PNLf se ubica en $M_{\text{max}}^{5007} \sim -4.5$ independientemente de las características de la población anfitriona, donde $M_{\text{max}}^{5007} = -2.5 \log F_{5007} - 13.74$ y F_{5007} es el flujo de [O III] a $\lambda = 500.7$ nm y en $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Esta característica, que ha sido muy utilizada para determinar distancias extragalácticas, no ha podido ser explicada hasta el momento. Lo natural sería esperar que el valor de M_{max}^{5007} dependiese de la masa de las estrellas abandonando la AGB en ese momento, y por lo tanto, de la edad y la metalicidad de la población anfitriona (Ciardullo, 2012). Por ejemplo, Marigo et al. (2004) encuentran que la masa inicial de las estrellas que pueblan el extremo brillante de la PNLf debería ser de $\sim 2.5 M_{\odot}$ (para $Z_{\text{ZAMS}} = 0.008$) en el marco de los modelos de Vassiliadis & Wood (1994). Esto correspondería a una población demasiado joven haciendo

muy difícil de explicar la existencia de dichas estrellas en galaxias elípticas. Si bien existen muchísimas grillas de modelos de evolución estelar correspondientes a las etapas desde la secuencia principal de edad cero (ZAMS) a la fase de los pulsos térmicos (TP) en la AGB, la situación es muy distinta para la evolución post-AGB. Hasta hace poco existían solamente dos grillas de modelos para la etapa post-AGB (Vassiliadis & Wood 1994; Blöcker 1995; de ahora en más VW94 y B95 respectivamente) que abarcaran el rango de masas de interés ($0.5 \lesssim M_{\text{CSPN}}/M_{\odot} \lesssim 0.8$). En este artículo analizamos la escala de tiempo evolutivo de las CSPNe a la luz de la nueva grilla de modelos presentados por Miller Bertolami (2016) (de ahora en más M16) y discutiremos brevemente algunas de sus posibles consecuencias para otros estudios.

2. Nuevos Modelos de Evolución post-AGB

La evolución post-AGB de las secuencias presentadas por M16 es mucho más rápida que la de aquellas secuencias presentadas por VW94 y B95 (ver Fig. 1). Los tiempos de cruce (τ_{cruce} ; tiempo necesario para ir desde $\log T_{\text{ef}} = 3.85$ al punto de máxima T_{ef}) resultan de 3 a 10 veces más cortos cuando se los compara a igual masa final (M_{CSPN} , panel izquierdo superior, Fig. 1), pero también resultan significativamente más cortos al ser comparadas a igual masa inicial (M_{ZAMS} , panel derecho superior, Fig. 1). Además, las secuencias de M16 son entre un $\sim 20\%$ y un $\sim 100\%$ más brillantes que las secuencias de VW94 y B95 de igual masa final (M_{CSPN}) (ver Fig. 1, panel inferior izquierdo). Cabe destacar que, aunque los brillos de las secuencias de M16, comparados a igual masa inicial, son bastante similares a los presentados por VW94, los tiempos evolutivos post-AGB correspondientes son muy diferentes (Fig. 1), especialmente para las secuencias de masas $M_{\text{ZAMS}} \gtrsim 1.25 M_{\odot}$ que experimentan eventos de dragado de carbono (C) a la superficie durante la TP-AGB.

El mayor brillo y la más rápida evolución post-AGB de las secuencias de M16, en comparación con las secuencias más antiguas de VW94 y B95, está fuertemente relacionado con la intensidad de los procesos de dragado de C a la superficie durante la TP-AGB —ver M16 para una discusión detallada de todos los procesos involucrados. La ocurrencia del dragado de C aumenta el brillo de la quema de hidrógeno (H) y disminuye la masa crítica de la envoltura a la cual los modelos abandonan la AGB. Dado que la evolución post-AGB de secuencias que queman H en capas está dictada por la velocidad a la cual la envoltura remanente es consumida por la quema de H y los vientos, esto produce una evolución post-AGB mucho más rápida en aquellos modelos que sufren procesos de dragado de C a la superficie. La incorporación de procesos de mezcla más allá de los bordes convectivos formales en las secuencias evolutivas de M16 (como también en aquellas previamente calculadas por Weiss & Ferguson 2009), facilita la ocurrencia de los eventos de dragado de C. Esto produce una evolución post-AGB mucho más rápida en los modelos de Weiss & Ferguson (2009) y M16 que la predicha por VW94 y B95 —ver Fig. 1 panel superior izquierdo.

Otra característica de las nuevas secuencias digna de ser mencionada es que los tiempos de cruce τ_{cruce} y la luminosidad post-AGB L_{pAGB} no dependen fuertemente de la metalicidad —ver Fig. 1.

3. Consecuencias y posibles implicaciones

La gran diferencia de brillos y escalas de tiempos predichas por las nuevas secuencias post-AGB de M16, en comparación con las anteriormente disponibles de VW94 y B95, tendrán un claro impacto tanto sobre nuestro entendimiento de la formación de PNe como de las propiedades inferidas para CSPNe y PNe mediante la utilización de estos modelos teóricos. Recientemente Gesicki et al. (2016) mostraron que la utilización de las nuevas secuencias post-AGB, en las determinaciones de masas y edades de CSPNe en el Bulbo galáctico llevan a un acuerdo con la masa de las enanas blancas y las edades de la población del Bulbo Galáctico determinada mediante métodos independientes. Este acuerdo era imposible en el marco de las secuencias evolutivas de VW94 y B95 (ver Gesicki et al., 2014).

Debido a las mayores luminosidades y los menores tiempos evolutivos post-AGB, los nuevos modelos también alterarán las determinaciones de masas realizadas directamente de la comparación de valores medidos de luminosidad y temperatura sobre las secuencias teóricas —v.g. Henry et al. (2015); Pereyra et al. (2016). Por otro lado, si la duración de las nebulosas planetarias es de alrededor de 20 a 30 miles de años, resulta evidente de la Fig. 1 que a diferencia de los modelos anteriores, los modelos de M16 predecirán la existencia de nebulosas planetarias con estrellas centrales de masas $M_{\text{CSPN}} \lesssim 0.55 M_{\odot}$ ($M_{\text{ZAMS}} \lesssim 1 \dots 1.25 M_{\odot}$). Este resultado está en acuerdo con las determinaciones astrosismológicas de masas en estrellas GW Vir (Althaus et al., 2008; Calcaferro et al., 2016).

Por otro lado, dado que no más del 13 % del brillo estelar puede ser reprocesado en emisión $[\text{O III}](\lambda = 500.7)$ y que las PN más brillantes emiten $\sim 630 L_{\odot}$ en $[\text{O III}](\lambda = 500.7)$ (Ciardullo, 2016), esto significa que las estrellas correspondientes al extremo brillante de la PNLF deben poseer al menos $\sim 4800 L_{\odot}$. Mientras que en los modelos de VW94 y B95 estas luminosidades solo eran alcanzadas por remanentes de $M_{\text{CSPN}} > 0.59 M_{\odot}$, en los nuevos modelos estas luminosidades son alcanzadas por remanentes de tan solo $M_{\text{CSPN}} \sim 0.55 M_{\odot}$ (Fig. 1, panel inferior izquierdo). Más interesante aún, los nuevos modelos indican que incluso progenitores de baja masa, $M_{\text{ZAMS}} \lesssim 1 \dots 1.25 M_{\odot}$, podrían dar lugar a nebulosas planetarias brillantes (Fig. 1, panel inferior derecho), lo que permitirá la formación de nebulosas planetarias brillantes en poblaciones viejas —de hasta de unos $\sim 6 \dots 8$ Ga, ver Fig. 2. Esto último resolvería uno de los grandes inconvenientes en el entendimiento de la invarianza del extremo brillante de la PNLF. Sobre la base de estos argumentos es de esperar que los nuevos modelos alteren fuertemente nuestra comprensión de las propiedades de la PNLF —ver también Mendez (2016).

Agradecimientos: El núcleo del presente trabajo fue realizado bajo el auspicio de la Alexander von Humboldt Foundation. El autor

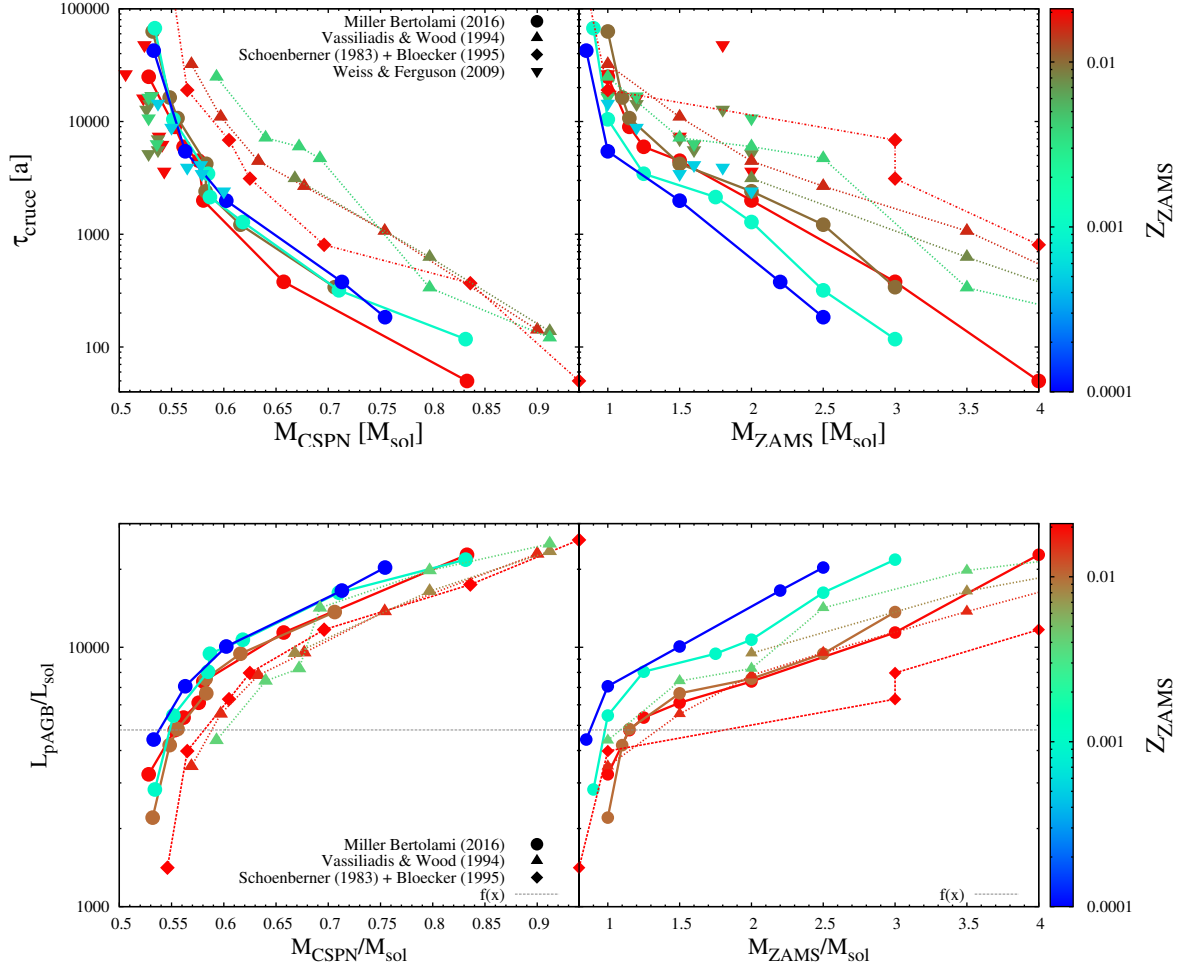


Figura 1: Comparación entre la relación masa–luminosidad de las secuencias post-AGB de Miller Bertolami (2016) y las secuencias post-AGB de Vassiliadis & Wood (1994) y Bloeker (1995). El valor de L_{pAGB} corresponde a la luminosidad de la secuencia durante la evolución post-AGB a luminosidad constante (más específicamente en $\log T_{\text{ef}}=3.85$). La línea gris de trazos indica la luminosidad mínima requerida para iluminar las PNe del extremo brillante de la PNLF ($L_{\text{pAGB}} \sim 4800L_{\odot}$ ver texto).

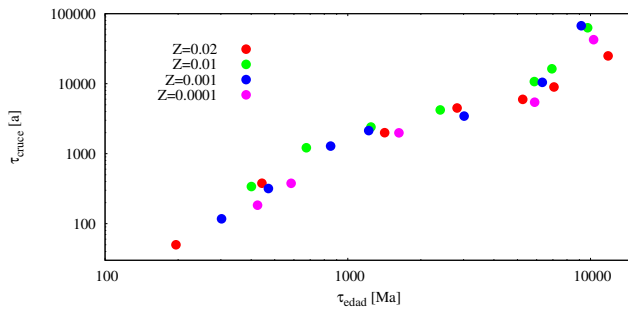


Figura 2: Relación entre los tiempos de cruce post-AGB y la edad de los modelos al llegar a la etapa post-AGB.

agradece también a la ANPCyT y al CONICET por el financiamiento de sus tareas mediante los subsidios PICT-2014-2708 y PIP 112-200801-00940.

Referencias

- Althaus L. G., et al., 2008, *A&A*, 478, 175
 Bloeker T., 1995, *A&A*, 299, 755
 Calcaferro L. M., Córscico A. H., Althaus L. G., 2016, *A&A*, 589, A40
 Ciardullo R., 2012, *Ap&SS*, 341, 151
 Ciardullo R., 2016, *IAU Focus Meeting*, 29, 15
 Gesicki K., et al., 2014, *A&A*, 566, A48
 Gesicki K., Zijlstra A. A., Miller Bertolami M. M., 2016, *ArXiv e-prints*
 Henry R. B. C., et al., 2015, *ApJ*, 813, 121
 Herwig F., 2005, *AR&AA*, 43, 435
 Kwitter K. B., et al., 2014, *RevMexAA*, 50, 203
 Marigo P., et al., 2001, *A&A*, 378, 958
 Marigo P., et al., 2004, *A&A*, 423, 995
 Mendez R. H., 2016, *ArXiv e-prints*
 Miller Bertolami M. M., 2016, *A&A*, 588, A25
 Pereyra M., López J. A., Richer M. G., 2016, *AJ*, 151, 53
 van Winckel H., 2003, *ARA&A*, 41, 391
 Vassiliadis E., Wood P. R., 1994, *ApJS*, 92, 125
 Weiss A., Ferguson J. W., 2009, *A&A*, 508, 1343



Características básicas del REOSC-DS + CCD Tek1024 en el telescopio JS y extinción atmosférica en CASLEO

G. Baume^{1,2}, C. Coronel¹, B. De Bórtoli¹, A. Ennis¹, E. Fernández Lajús^{1,2}, A. Filócomo¹, R. Gamen^{1,2}, R. Higa¹, P. Pessi¹, C. Putkuri^{1,2}, C. Rodríguez¹, A. Unamuno¹

¹ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de La Plata, UNLP, Argentina

² Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

Contacto / gbaume@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / En el marco de las actividades de la cátedra “Astronomía Observacional” de la FCAG (UNLP), se han realizado diversas observaciones fotométricas y espectroscópicas utilizando el telescopio Jorge Sahade del Complejo Astronómico El Leoncito. Estos datos han permitido estimar los valores de los coeficientes de extinción en las bandas *UBVRI*. Ellos fueron comparados con valores previos, verificándose un aumento secular de los mismos en los últimos años. Adicionalmente, se determinaron algunos parámetros y características del espectrógrafo REOSC en el modo dispersión simple (DS) y del detector CCD Tek1024 instalado en dicho instrumento.

Abstract / In the framework of the activities of the subject “Astronomía Observacional” of FCAG (UNLP), several photometric and spectroscopic observations have been made using the Jorge Sahade telescope at the Complejo Astronómico El Leoncito. These data have allowed the estimation of the extinction coefficients in *UBVRI* bands. They were compared with previous values, verifying a secular increase in the last years. In addition, some parameters and characteristics of the REOSC spectrograph working at simple dispersion (DS) mode and for its CCD detector Tek1024 were estimated.

Keywords / Atmospheric effects — Instrumentation: detectors — Instrumentation: spectrographs

1. Introducción

La caracterización de las condiciones atmosféricas de un observatorio astronómico y de su instrumental a lo largo del tiempo es fundamental para evaluar tanto sus limitaciones como la correcta interpretación de los datos obtenidos. En este trabajo se presentan los resultados obtenidos del análisis de observaciones astronómicas y pruebas realizadas con el telescopio Jorge Sahade del Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO). Ellas se efectuaron en el marco de las actividades de la cátedra “Astronomía Observacional” de la FCAG (UNLP) durante el viaje de campaña 2015. El procesamiento y análisis de las imágenes se llevó a cabo utilizando diversos paquetes y tareas de IRAF.

2. Observaciones

Las observaciones se llevaron a cabo en el CASLEO durante las noches del 27/11/2015 al 03/12/2015, en las que se realizaron:

- Observaciones espectroscópicas, efectuadas con el espectrógrafo REOSC en el modo DS y montado en el foco Cassegrain. Se utilizó la red de difracción #260 (600 *l/mm*) con un ángulo de posición de 8.30°. El detector de este instrumento es un CCD Tek1024 de 1024 × 1024, y se lo utilizó con ganancia 4, discretización (*binning*) 1 × 1, aunque en algunos experimentos particulares se utilizó un factor de discretización diferente.
- Observaciones fotométricas, efectuadas con la cámara Roper Scientific VersArray 2048B localizada en el foco

Cassegrain acodado y los filtros *UBVRI*. El detector de esta cámara es un CCD e2v CCD42-40 de 2048 × 2048, y se lo utilizó en el modo de ganancia 2, frecuencia de lectura = 100 kHz, discretización: 5 × 5 (escala = 0.75"/*pix*)

3. Espectrógrafo REOSC DS + CCD Tek1024

3.1. Efectos de la ranura del espectrógrafo

Para establecer una relación entre el ancho de la ranura y el ancho (FWHM) de una línea espectral, se obtuvieron imágenes de lámparas de calibración (Th-Ar) utilizando diferentes anchos de ranura cubriendo el rango de 50 a 500 μm . Se realizó la extracción de los espectros de lámpara y se los calibró en longitud de onda. Posteriormente, se midió el FWHM de algunas líneas (Ar II $\lambda 4200$; Ar II $\lambda 4765$; Th I $\lambda 6038$), ajustándoles un perfil gaussiano. En la Fig. 1 se presenta el comportamiento del FWHM en función del ancho de la ranura. Se nota un quiebre para una apertura algo menor a 200 μm . Este valor es el que corresponde a aproximadamente 2 píxeles sobre el detector y se produce por efectos de submuestreo.

3.2. Linealidad del detector

El grado de linealidad de un detector se puede evaluar planteando la ecuación $S = at^{\gamma} + b$, que vincula la señal (S) con el tiempo de exposición (t). En dicha fórmula, b sería un valor representativo del nivel del campo de

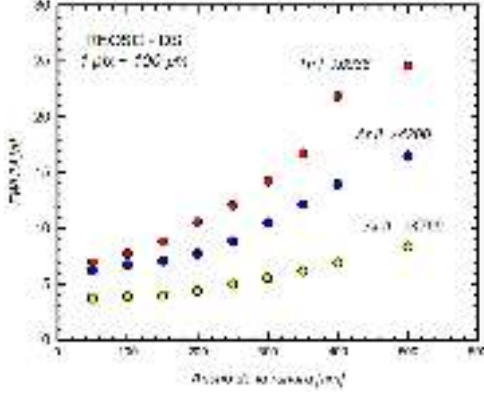


Figura 1: Comportamiento del FWHM de algunas líneas de la lámpara de calibración con el ancho de la ranura. Los colores de los símbolos indican líneas diferentes.

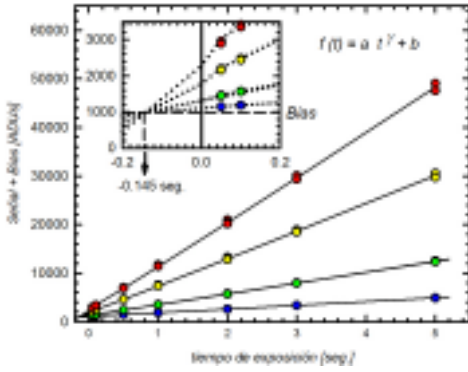


Figura 2: Variación de la cantidad de cuentas medias en cuatro regiones de distintos campos planos obtenidos con diferentes tiempos de exposición.

sesgo, mientras que el grado de linealidad viene dado por el apartamiento de la unidad por parte del factor γ .

Se utilizaron varios campos planos de lámpara adquiridos con diferentes tiempos de exposición (de 0.05 s a 5.0 s). Debido a que, a lo largo de un campo plano espectroscópico, la intensidad es altamente variable, se seleccionaron cuatro regiones pequeñas (100×10 pix) sobre cada uno de ellos en las que se determinaron los valores medios de las cuentas (*mean*) como representativos de S (incluyendo el nivel del campo de sesgo). Luego, se realizó un ajuste por mínimos cuadrados de los parámetros a , b y γ en cada región (ver Fig. 2). Los parámetros obtenidos revelan que: a) el factor γ se halla cerca de la unidad dentro del 1% ($\gamma = 1.025 \pm 0.004$); b) los valores de los residuos de los ajustes están acotados dentro del 3%; y c) se encuentra una dependencia del valor de la ordenada al origen (b) con la posición de la región escogida (ver recuadro menor en la Fig. 2). Este último punto es un indicio de que los tiempos de exposición indicados en los headers de las imágenes se hallan subestimados en 0.145 s.

3.3. Ganancia y ruido de lectura

La relación entre la señal (S) y el ruido total (σ_S), debido a Poisson y al detector, viene dada por la ecuación

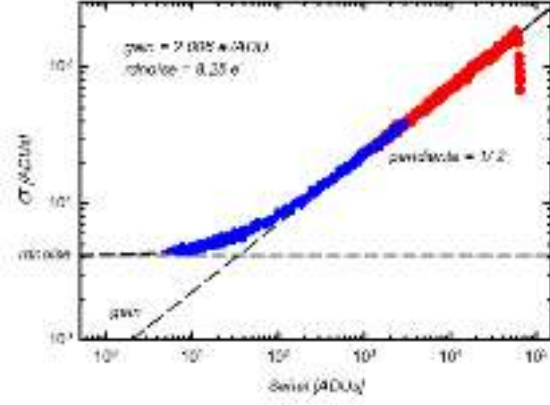


Figura 3: Ruido vs. Señal para el CCD Tek1024. Los colores indican los resultados obtenidos a partir del estudio sobre campos planos espectroscópicos (discretización 1×1) con tiempos de exposición de 0.1 s (símbolos azules) y de 6 s (símbolos rojos).

$\sigma_S = (S/g + (rd/g)^2)^{1/2}$ (Kinoshita et al., 2005), donde g es la ganancia del detector expresada en $e^-/ADUs$ y rd es el ruido de lectura del detector expresado en $ADUs$.

Los valores de S y σ_S fueron obtenidos a partir de la aplicación de las ecuaciones indicadas en Baume et al. (2012) sobre un conjunto de pares de campos de sesgo y de campos planos de lámpara utilizando un factor de discretización 1×1 . Se utilizaron campos planos con tiempos de exposición de 0.1 s y de 6.0 s. Ellos se analizaron con una sucesión de pequeñas regiones (10×10 pix) sobre toda la zona iluminada.

Los valores obtenidos se presentan en la Fig. 3 y, realizando un ajuste por mínimos cuadrados de la fórmula de σ_S , se obtuvieron los parámetros $g = 2.006 \pm 0.005 e^-/ADU$ y $rd = 8.25 \pm 0.19 e^-$. Los valores obtenidos son consistentes con los valores dados por el fabricante ($g = 1.98 e^-/ADUs$ y $rd = 7.4 e^-$; ver www.casleo.gov.ar). Adicionalmente se obtuvieron los siguientes valores estadísticos (*mean* y *stdev*) para el *overscan* (*OS*): $\mu_{os} = 996.39 \pm 0.12 ADUs$ y $\sigma_{os} = 4.59 \pm 0.03 ADUs$.

3.4. Parámetros y el factor de discretización

Se evaluó el comportamiento de varios parámetros del detector con el factor de discretización. Para ello se utilizaron pares de campos de sesgo adquiridos en forma sucesiva con factores en una dirección (de 1×1 a 1×30 y de 1×1 a 30×1) y en dos direcciones (de 1×1 a 30×30).

Se calculó: a) el nivel de los campos de sesgo individuales como sus valores medios (*mean*); b) el ruido del detector (*rdnoise*), a partir de la dispersión de la diferencia de dos campos de sesgo; y c) los tiempos de lectura (*t_{read}*), a partir de la diferencia en los instantes de almacenamiento de dos campos de sesgo sucesivos.

Los resultados se presentan en la Fig. 4, donde se destaca una dependencia importante del nivel del campo de sesgo y del *rdnoise* con el factor de discretización.

Tabla 1: Parámetros atmosféricos de las ecuaciones de transformación para la noche del 27/11/2015.

i	u_i	b_i	v_i	r_i	i_i
1	3.63 ± 0.04	1.90 ± 0.04	1.38 ± 0.02	1.55 ± 0.07	1.95 ± 0.12
2	0.54 ± 0.03	0.33 ± 0.03	0.20 ± 0.02	0.19 ± 0.06	0.17 ± 0.10
3	-0.16 ± 0.04	0.17 ± 0.05	0.02 ± 0.03	0.09 ± 0.13	0.05 ± 0.11
4	0.05 ± 0.03	-0.08 ± 0.04	-0.04 ± 0.02	-0.11 ± 0.11	-0.06 ± 0.09

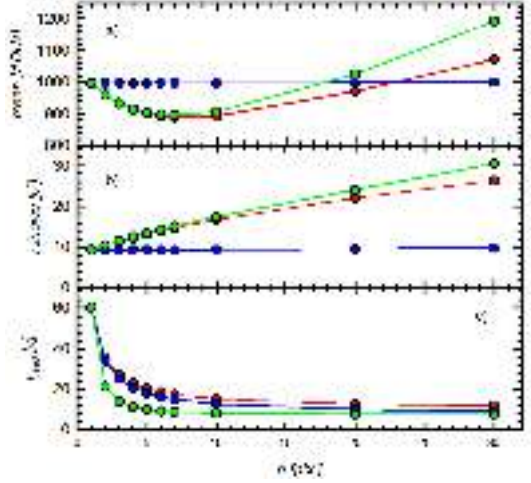


Figura 4: Comportamiento de distintos parámetros del CCD Tek1024 en función del factor de discretización para casos rectangulares ($1 \times n$ = curvas rojas; $n \times 1$ = curvas azules) y cuadrados ($n \times n$ = curvas verdes).

Se nota además, que esta dependencia es mucho más acentuada en una de las direcciones del detector.

3.5. Corriente de oscuridad

La corriente de oscuridad (dc) del detector se determinó a partir del promedio de tres campos corriente de oscuridad de 1800 s de integración cada uno y un factor de discretización 10×10 . Se utilizó la expresión indicada en Baume et al. (2012) que provee el valor de la dc por cada pixel físico del detector, adoptando a la moda como mejor estimador del nivel de la zona central de cada imagen. La dc medida es razonablemente baja ($1.0 \pm 0.2 e^{-h^{-1} \text{pix}^{-1}}$), aunque más elevada que la especificada por el fabricante ($dc \approx 0.4 e^{-h^{-1} \text{pix}^{-1}}$).

4. Parámetros Atmosféricos

La noche del 27 de Noviembre de 2015 se adquirieron imágenes de tres campos de estrellas estándar (TPhe, Ru 152 y PG 0231+051; Landolt 1992), con la cámara directa. Los campos elegidos proveen unas 16 estrellas estándar con un rango amplio de colores y ellos fueron observados a diferentes masas de aire ($X = 1.04 - 1.79$).

Se utilizaron transformaciones de la forma $m_{inst} = m_{std} + c_1 + c_2 X + c_3 IC + c_4 IC X$, donde m_{inst} y m_{std} son, respectivamente, las magnitudes instrumentales y las magnitudes en el sistema estándar en cada banda ($UBVRI$), mientras que IC es un índice de color ($U-B$, $B-V$, $V-R$ y $V-I$). Estas ecuaciones permiten

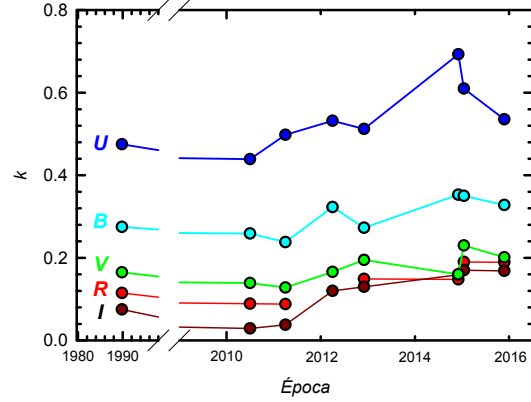


Figura 5: Comportamiento de los coeficientes de extinción (k) de CASLEO para las bandas $UBVRI$ a lo largo del tiempo. (Nota: $k_U = u_2$; $k_B = b_2$; $k_V = v_2$; $k_R = r_2$; $k_I = i_2$).

establecer los parámetros atmosféricos c_i en cada banda (u_i , b_i , v_i , r_i , i_i). Se nota que para $i = 2$ se obtienen los coeficientes de extinción de primer orden (k).

Las magnitudes instrumentales fueron obtenidas llevando a cabo fotometría de apertura ($r_{ap} = 15''$) sobre las estrellas estándar utilizando la tarea PHOT/DAOPHOT, mientras que los parámetros atmosféricos se calcularon utilizando el paquete PHOTCAL. Los parámetros obtenidos se presentan en la Tabla 1. Se compararon los resultados obtenidos con los valores publicados en trabajos previos (Fernández-Lajús et al. 2016; www.casleo.gov.ar y <http://fcaglp.unlp.edu.ar/~observacional/>). Ellos se presentan en la Fig. 5, verificando el aumento secular de los coeficientes de extinción entre 2010 y 2015.

Agradecimientos: Los autores agradecen a las autoridades y personal del CASLEO por haber permitido el uso de las instalaciones del observatorio a la cátedra Astronomía Observacional de la FCAG (UNLP) y por la hospitalidad brindada durante el turno. Agradecemos también a las autoridades de la FCAG por la financiación del viaje de campaña 2015 que incluyó el turno de observación y por permitir el uso de las facilidades computacionales de la institución

Referencias

- Baume G. L., et al., 2012, BAAA, 55, 519
- Fernández-Lajús E., et al., 2016, BAAA, 58, 190
- Kinoshita D., et al., 2005, ChJAA, 5, 315
- Landolt A. U., 1992, AJ, 104, 340



QUBIC in Argentina

B. García^{1,2}, D. Harari³, A. Etchegoyen¹, M.C. Medina⁴, G.E. Romero⁴, on behalf of the QUBIC Collaboration

¹ *Instituto en Tecnologías de Detección y Astropartículas, CNEA-CONICET-UNSAM, Argentina*

² *Facultad Regional Mendoza, UTN, Argentina*

³ *Centro Atómico Bariloche, Argentina*

⁴ *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET, Argentina*

Contact / beatriz.garcia@iteda.cnea.gov.ar

Resumen / QUBIC (*Q&U Bolometric Interferometer for Cosmology*) es un proyecto de cosmología experimental para medir los modos B en la polarización de la radiación cósmica de fondo, reliquia fósil que revela las propiedades del Universo 380.000 años después de la era de Planck. El descubrimiento de la radiación cósmica de fondo en 1964 y la medición de pequeñas anisotropías en su temperatura en 1992 representaron significativos avances en nuestra comprensión del Universo. El siguiente desafío es medir con suficiente precisión la polarización de la radiación cósmica de fondo, ya que la detección de modos B revelaría la presencia de ondas gravitacionales primordiales, producidas en las primeras etapas de la Era de Planck, y permitiría poner a prueba las teorías de inflación, que postulan una expansión exponencial extremadamente rápida durante los primeros 10^{-33} segundos del Universo. El modo B , sin embargo, está asociado con una señal extremadamente débil y requiere de experimentos e instrumentos complejos para su medición. La colaboración QUBIC ha desarrollado el concepto de interferometría bolométrica, que busca reunir a la sensibilidad de los detectores bolométricos con el control de los efectos sistemáticos permitido por interferometría. QUBIC es una colaboración internacional en la que participan varias universidades y laboratorios en Francia, Italia, Reino Unido y EEUU. Recientemente, Argentina ha presentado como sitio candidato para la instalación de este experimento a Alto Chorrillo (Salta) cerca del sitio LLAMA. En esta presentación describiremos los objetivos científicos y las características de este experimento, y detallaremos el proceso a través del cual la Colaboración Internacional QUBIC decidió la instalación en la Argentina del primer módulo y cuáles son los desafíos para nuestro país en este proyecto.

Abstract / QUBIC (*Q&U Bolometric Interferometer for Cosmology*) is an experimental cosmology project to measure the B modes in the polarization of the cosmic background radiation (CBR), the fossil relic that reveals the properties at the Universe 380,000 years after the Planck Era. Discovery of the CBR in 1964 and measurement of tiny temperature anisotropies in 1992 were major breakthroughs in our understanding of the Universe. The next challenge is to measure the polarization of the CBR accurately enough to detect B modes that would reveal the existence of primordial gravitational waves produced in the first stages of the Planck Era and probe inflation theory, that assumes an accelerated expansion during the first 10^{-33} seconds. The B mode signal is however extremely weak and its measurement requires complex instruments. The QUBIC collaboration has developed the concept of interferometric bolometry, that brings together the sensitivity of bolometric detectors with the control of systematic effects provided by interferometry. QUBIC is an international collaboration involving several universities and laboratories in France, Italy, United Kingdom and USA. Recently, Argentina has suggested Alto Chorrillo (Salta), as candidate site for the installation of the experiment, next to the LLAMA site. Here we describe the scientific objectives and the main features of the experiment and we detail the process through which the international collaboration decided to install in Argentina its first module as well as the challenges for our country in this project.

Keywords / cosmology: cosmic background radiation, observations, inflation

1. Introduction and scientific motivation

The Cosmic Background Radiation (CBR) are the oldest photons that permeate the Universe. They provide a window to explore its conditions when their temperature was about 1000 times larger than their present 2.72 K. At that time, 380,000 years after the Big-Bang, electrons and protons combined into neutral atoms, and thus the CBR decoupled from matter. Slight primordial inhomogeneities in the matter density distribution that acted as seeds for the formation of galaxies and other large scale structures in the universe manifest themselves today as small anisotropies in the CBR temperature. They were

measured for the first time in 1992 (Smoot et al., 1992). Subsequent experiments have measured with increasing precision the angular structure in the CBR temperature anisotropies, and determined the parameters of the standard cosmological model with high precision (Planck Collaboration et al., 2016).

The CBR was predicted to be linearly polarized (Rees, 1968) soon after its discovery by Penzias and Wilson (Penzias & Wilson, 1965). The polarization is induced by anisotropic Thomson dispersion right before the CBR decouples from matter. This small effect was experimentally verified for the first time by the

Degree Angular Scale Interferometer (DASI), located in the South Pole, in 2002 (Kovac et al., 2002).

Polarization of the CBR can also be induced by gravitational waves (Polnarev, 1985; Crittenden et al., 1993; Harari & Zaldarriaga, 1993) and its measurement could provide a test of the predictions of inflationary cosmological models and determine the energy scale at which inflation took place in the early Universe. Temperature T anisotropies and those in the Stokes parameters Q and U can be characterized by an expansion in spherical harmonics (with spin 2 in the case of polarization) as follows:

$$\begin{aligned} T &= \sum_{lm} a_{lm}^T Y_{lm} \\ (Q \pm iU) &= \sum_{lm} a_{lm}^{(\pm 2)} Y_{lm}^{(\pm 2)}. \end{aligned} \quad (1)$$

An alternative description in terms of E and B modes reveals the dynamics of the electrons that induced polarization at the time of decoupling: B modes measure their vorticity. The coefficients for the E and B modes are given by the linear combinations (Seljak & Zaldarriaga, 1997; Kamionkowski et al., 1997)

$$\begin{aligned} a_{lm}^E &= -(a_{lm}^{(+2)} + a_{lm}^{(-2)})/2 \\ a_{lm}^B &= -(a_{lm}^{(+2)} - a_{lm}^{(-2)})/2i. \end{aligned} \quad (2)$$

E modes are parity invariant, while B modes change sign under a parity transformation. Scalar fluctuations at first order generate E modes only, while tensor fluctuations can produce both. The footprints of gravitational waves in the polarization of the CBR are more evident than those imprinted upon its temperature anisotropy. Weak gravitational lensing effects can turn E modes into B modes (Zaldarriaga & Seljak, 1998), an effect that has already been observed at angular scales smaller than few arcmin (Hanson et al., 2013; The Polarbear Collaboration, 2014). This indirect contribution can be disentangled from the B modes produced by gravitational waves through its different dependence on the angular scale.

The relative intensity between the tensor and scalar fluctuations predicted by inflation is typically characterized by the dimensionless quantity r :

$$r = \frac{\langle h^2 \rangle}{\langle (\delta\rho/\rho)^2 \rangle}, \quad (3)$$

where h is the amplitude of the gravitational waves and $\delta\rho/\rho$ are the relative density fluctuations. In first approximation $r = 8M_{\text{Planck}}^2 (V'/V)^2$, where $M_{\text{Planck}} \approx 10^{19}$ GeV is Planck's mass, and V' is the derivative of the potential $V(\phi)$ driving inflation. This implies in addition a consistency relation between r and the spectral index of the fluctuations. Measurement of r would reveal the energy scale at which inflation takes place.

Two years ago the BICEP2 experiment, located just next to where DASI measured E modes for the first time in 2002, made the first detection of B modes in the sky at degree angular scales (Bicep2 Collaboration, 2014), with an instrument operating at 150 GHz and scanning a region of the sky in which the galactic contamination was expected to be negligible, compatible with a value $r = 0.2$. Subsequent analysis, in particular using data from the Planck satellite at several other frequencies, revealed (BICEP2/Keck and Planck Collaborations et al.,

2015) that a substantial fraction (if not all) of the signal measured by BICEP2 is due to polarized emission by galactic dust. The search for primordial B modes in the CBR is still a major challenge, pursued by several experimental efforts.

2. The instrument

QUBIC is a novel kind of instrument (QUBIC Collaboration, 2011, 2016), that combines the background-limited sensitivity of Transition-Edge-Sensors (TES) and the control of systematics allowed by the observation of interference fringe patterns. It will operate at two different frequencies to help disentangle polarized foregrounds from primordial B mode polarization. Originally planned to be installed in the Concordia station in Antarctica, the collaboration has decided in April 2016 to set up its first module in Alto Chorrillos, Salta.

The QUBIC instrument (see Fig. 1) is composed by a cryostat cooled down to 4K using pulse-tubes. The cryostat is open to the sky with a 45 cm diameter window made of high-density polyethylene. After the window, filters ensure a low thermal load inside the cryostat and a rotating Half-Wave-Plate modulates the polarization. Then, a polarizing grid selects one of the two polarization angles w.r.t the instrument. An array of 400 corrugated horns selects the baselines observed by QUBIC, and are immediately followed by back-horns re-emitting the signal inside the cryostat towards a telescope that combines on the focal plane the images of each of the secondary horns in order to form interference fringes. Before the focal plane, a dichroic plate splits the signal into its 150 and 220 GHz components that are each imaged on a focal plane equipped with 1024 TES from which 992 are exposed to the sky radiation (blind ones are used for systematics studies) cooled down to 320 mK and read using a multiplexed cryogenic readout system based on SQUIDS and SiGe ASIC operating at 4K. Interferometry offers an improved control of instrumental systematics through the observation of interference fringes that can be calibrated individually, thanks to electromagnetic switches between the primary and secondary horns. The use of bolometric detectors allows to reach a sensitivity comparable to that of an imager with the same number of receivers.

A technological demonstrator of the instrument, with one fourth of the total focal plane, will be assembled in early 2017 and will undergo first tests during this same year in France. It is expected that additional funding for the fabrication of the complete first module will be secured after this first step is completed. The first module is expected to reach a sensitivity $\sigma(r) = 0.01$ after two years of operation in Alto Chorrillos with an overall efficiency of 0.3 (see Fig. 2).

3. The site

The site chosen for the installation of QUBIC's first module is near the city of San Antonio de los Cobres, in the Salta Province. This site has coordinates $24^\circ 11' 11.7''$ S; $66^\circ 28' 40.8''$ W and an altitude of 4869m

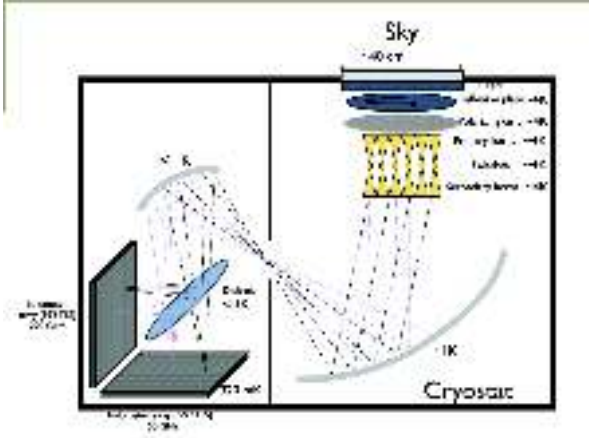


Figure 1: Scheme of the QUBIC instrument

a.s.l. It is located 180 km away from the Chajnantor site in Chile where other millimeter-wave experiments are located (ALMA, ACTPol, PolarBear) and offers similar atmospheric properties. It is next to the location of the Long Latin American Millimeter Array (LLAMA) Project, the joint initiative from Argentinian and Brazilian radio astronomers that is installing a 12 m antenna operating at millimeter and submillimeter wavelengths. The LLAMA project has conducted the site characterization studies, in particular related to atmospheric opacity. QUBIC could benefit from the LLAMA installation associated logistics. Fig. 3 depicts the site. The magenta polygon is the 400 hectares area allocated by the government of the Salta province to CONICET for the installation of LLAMA. In this figure we can also see the gas pipeline (green line) that will feed the gas generators for LLAMA and the Vega lagoon, from which the water needed for both instruments can be extracted.

Regarding the general atmospheric conditions, in addition to atmospheric opacity, temperature, humidity and wind speed have been monitored on site for several years. Except during the Bolivian Summer (December to March period) the values of these parameters are within the specifications for QUBIC's smooth operation. In order to confirm the values taken in the specific site and to monitor the atmospheric conditions during at least one year, a weather station has been installed in November 2016.

4. Argentinian participation in QUBIC

Researchers from different Argentinean institutions (CNEA, CONICET, UNLP, and UNSAM) are involved in QUBIC participating in the site development and instrument aspects (TES and MKIDS technology, bolometer mount, simulations). Additional information on some of the local activities and organization can be found at <http://fisica.cab.cnea.gov.ar/particulas/html/qubic>.

References

Bicep2 Collaboration 2014, Physical Review Letters, 112,

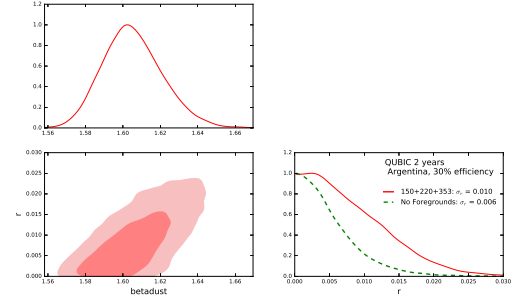


Figure 2: Expected forecast on dust spectral index and r for two years operation in Alto Chorrillos assuming 30% efficiency with Planck 353 GHz information added (red, solid line) and if no foreground were present (green, dashed line)



Figure 3: QUBIC site relative to LLAMA position and available resources

241101

- BICEP2/Keck and Planck Collaborations et al., 2015, Physical Review Letters, 114, 101301
 Crittenden R., Davis R. L., Steinhardt P. J., 1993, ApJL, 417, L13
 Hanson D., et al., 2013, Physical Review Letters, 111, 141301
 Harari D. D., Zaldarriaga M., 1993, Physics Letters B, 319, 96
 Kamionkowski M., Kosowsky A., Stebbins A., 1997, Physical Review Letters, 78, 2058
 Kovac J. M., et al., 2002, Nature, 420, 772
 Penzias A. A., Wilson R. W., 1965, ApJ, 142, 419
 Planck Collaboration et al., 2016, A&A, 594, A13
 Polnarev A. G., 1985, Soviet Astronomy, 29, 607
 QUBIC Collaboration 2011, Astroparticle Physics, 34, 705
 QUBIC Collaboration 2016, ArXiv e-prints
 Rees M. J., 1968, ApJL, 153, L1
 Seljak U., Zaldarriaga M., 1997, Physical Review Letters, 78, 2054
 Smoot G. F., et al., 1992, ApJL, 396, L1
 The Polarbear Collaboration 2014, ApJ, 794, 171
 Zaldarriaga M., Seljak U., 1998, Physical Review D, 58, 023003



Caracterización de un sistema de telescopios Cherenkov para la detección de rayos gamma de energías del TeV desde el CASLEO

D. Melo¹, D. Yelos¹, B. García¹, & A.C. Rovero²

¹ *Instituto de Tecnologías en Detección y Astropartículas, CNEA-CONICET-UNSAM, Argentina*

² *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina*

Contacto / diego.melo@iteda.cnea.gov.ar

Resumen / La astronomía gamma abrió el universo de la radiación electromagnética más energética utilizando instrumentos en tierra y en órbita, que brindan información para el comprensión de numerosas fuentes de distinto tipo. Los arreglos de telescopios en tierra utilizan la luz Cherenkov producida por las partículas cargadas de las cascadas generadas en la atmósfera terrestre, para identificar a los rayos gamma. Esto impone un umbral de energía mínima a los rayos gammas para ser detectados. Hacia el extremo de altas energías, en cambio, la cantidad de radiación Cherenkov producida por un fotón gamma garantiza su detectabilidad, siendo el limitante el bajo flujo de las fuentes, por lo que la estrategia de detección consiste en utilizar arreglos con pequeños telescopios. En este trabajo exploramos mediante simulaciones numéricas la factibilidad de detección de las cascadas originadas por rayos gamma mediante telescopios Cherenkov, en el rango comprendido entre 100 GeV y 2 TeV, en el sitio del CASLEO, caracterizando la respuesta de un sistema de tres telescopios Cherenkov.

Abstract / Gamma-ray astronomy opened the universe of the more energetic electromagnetic radiation using ground and orbiting instruments, which provide information for the understanding of sources of different types. Ground-based telescope arrays use Cherenkov light produced by the charged particles from extensive air showers generated in the Earth's atmosphere to identify gamma rays. This imposes a minimum energy threshold on the gamma rays to be detected. Towards the high-energy end of the spectrum, however, the amount of Cherenkov radiation produced by a gamma-ray photon guarantees its detectability, the limiting factor being the low flux of the sources. For this reason, the detection strategy consists in using arrays of small telescopes. In this work, we investigate the feasibility of detecting gamma-ray cascades using Cherenkov telescopes, in the range of 100 GeV to 2 TeV, at the CASLEO site, characterizing the response of a system of three Cherenkov telescopes.

Keywords / astroparticle physics — gamma rays: general — instrumentation: detectors

1. Introducción

A partir de la detección de rayos gamma provenientes de la nebulosa del Cangrejo, que realizó el telescopio de Whipple (Weekes et al., 1989), los sistemas de telescopios Cherenkov han permitido detectar rayos gamma provenientes desde una gran cantidad de fuentes puntuales, extendiendo el rango observacional de energía hasta los TeVs (VERITAS Col., 2009). Desde entonces la búsqueda de fuentes de rayos gamma a energías del TeV cobró suma importancia para la astronomía y física de altas energías, ya que por ejemplo, sería relevante para corroborar predicciones sobre cuerdas cósmicas, agujeros negros primordiales, y dar límites a las distancias de las fuentes de los γ -ray bursts (CTA Col., 2011). El diseño de un arreglo de telescopios Cherenkov consiste en determinar cuál es el número, tamaño y óptica que deben tener los telescopios, para poder detectar señales por encima del nivel de ruido que introduce la luz del cielo nocturno; esto únicamente puede hacerse con simulaciones de cascadas de partículas (CTA Col., 2011). Para establecer la factibilidad de detectar cascadas producidas por rayos gamma, con energías entre 100 GeV y 2 TeV, caracterizamos con simulaciones un arreglo de

tres telescopios Cherenkov, en la zona del CASLEO, San Juan, Argentina.

2. Simulaciones

Se simuló un total de 3000 cascadas de partículas iniciadas por rayos gamma, con incidencia vertical, a las energías de 100 GeV, 200 GeV, 500 GeV, 1 TeV y 2 TeV. Las simulaciones se realizaron con el programa CORSIKA-7.4.1 (Heck et al., 1998), sin el algoritmo de *thinning*, con los modelos hadrónicos de alta y baja energía, QGSJET-II-04 (Ostapchenko, 2011) y UrQMD (Bass et al., 1998), con la opción IACT para permitir la producción de luz Cherenkov en la cascada e incluir un arreglo de telescopios Cherenkov en las simulaciones.

Se consideraron cinco arreglos de telescopios idénticos, de superficie esférica espejada, con diámetro de 1.5 m y distancia focal de 0.63 m, posicionados en los vértices de un triángulo equilátero, con lados de 10 m, 20 m, 30 m, 40 m y 80 m. El punto de impacto de las cascadas en el suelo fue distribuido de manera uniforme dentro de un círculo con radio de 200 m, respecto al baricentro del arreglo de telescopios (ver Figura 1).

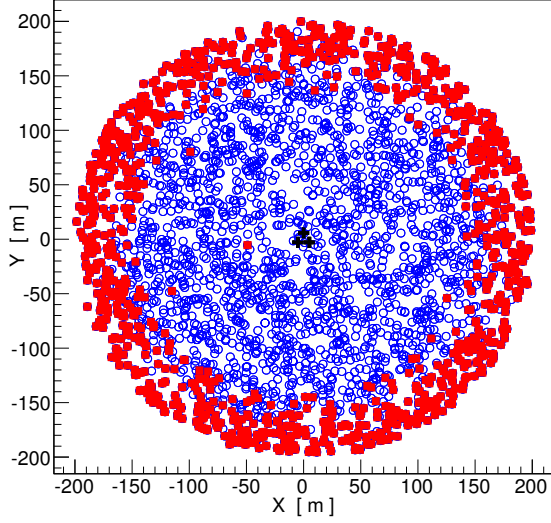


Figura 1: Punto de impacto de las cascadas en el suelo (cuadrados y círculos) y posición de los telescopios (cruces).

El perfil de densidad molecular atmosférica usado en las simulaciones se determinó a partir de los datos de GDAS (NOAA Air Resource Laboratory, 2004), considerando un perfil anual promedio para la zona del CASLEO entre los años 2008 y 2015. Se consideró el fenómeno de dispersión de la luz que introduce la componente atmosférica molecular y de aerosoles, a partir de los modelos de Rayleigh (Rayleigh, 1899) y de Mie (Mie, 1908), para tener en cuenta la atenuación de los fotones Cherenkov al propagarse desde su origen en la lluvia hasta los telescopios. Se tuvo en cuenta la reflectividad del espejo (Yelós et al., 2014) y la eficiencia de detección de un tubo fotomultiplicador de silicio: SiPM (SensL, 2015), en el intervalo de longitudes de onda comprendido entre 180 nm y 700 nm (ver Figura 2). El campo magnético terrestre fue considerado ya que el mismo deflecta las partículas cargadas de la cascada que producen luz Cherenkov. El valor adoptado en las simulaciones para el campo geomagnético se obtuvo del modelo IGRF (NGDC- National Geophysical Data Center, 2004), considerando el promedio anual correspondiente al año 2014.

Para reducir los tiempos de cómputo, CORSIKA considera únicamente aquellos fotones Cherenkov cuyas direcciones de arribo intersectan a un conjunto de esferas fiduciarias, definidas apropiadamente para que cada una de ellas contenga a un único telescopio del arreglo. El programa provee, para cada fotón Cherenkov que intersecta una esfera fiduciaria, las coordenadas espaciales del punto de impacto en el suelo, dirección de incidencia y tiempo de arribo.

3. Fotones colectados

Para considerar cada telescopio con su espejo y SiPM, se desarrolló un programa que lee el resultado de la simulación y realiza el trazado de rayos para propagar los

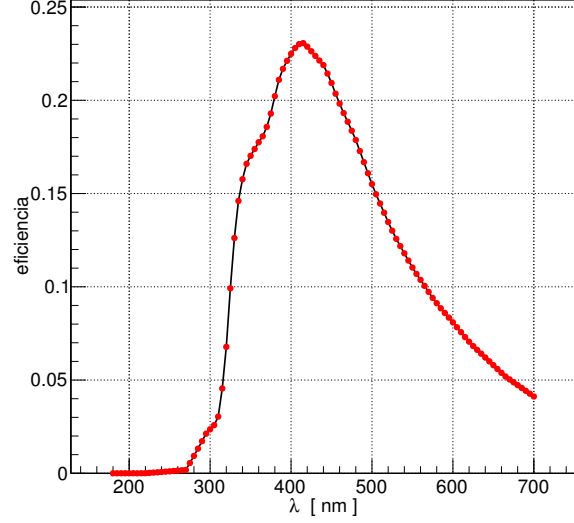


Figura 2: Reflectividad del espejo convolucionada con la eficiencia del SiPM, en función de la longitud de onda (λ).

fotones desde el espejo hacia su plano focal, donde se posiciona un SiPM. El trazado de rayos incluye el efecto de la sombra del SiPM. Con este programa se evaluó en función de la energía del rayo gamma, el número medio de fotones colectados por los espejos y el número medio de fotones colectados por los SiPM, considerando diferentes diámetros para el SiPM (entre 4 mm y 28 mm), los cuales se muestran en la Figura 3). En cada caso el número de fotones colectados aumenta con la energía del fotón gamma. También se observa un incremento de la señal colectada en los SiPM a medida que aumenta su diámetro. El efecto de la sombra del SiPM se aprecia claramente en esta figura, donde por ejemplo a 2 TeV, el número de fotones en los espejos disminuye levemente a medida que aumenta el diámetro del SiPM. También se evaluó la duración temporal promedio de la señal colectada en cada SiPM (Figura 4). Estos resultados no presentan diferencias significativas entre los diferentes arreglos de telescopios.

La señal que produce la luz del cielo nocturno en el SiPM se evaluó mediante una parametrización (Somers, 1995), que resulta función del diámetro del SiPM y del tiempo de colección. En la estimación del ruido se utilizó la luminancia promedio medida para el CASLEO en $22.7 \text{ mag/arcsec}^2$ a 400 nm; este valor fue medido para la realización de este trabajo. Evento por evento, en cada telescopio, a partir de la señal de fotones Cherenkov colectada en los SiPM y su duración temporal, se estimó la señal correspondiente al ruido, a fin de evaluar la relación entre señal y ruido, para establecer la detectabilidad de la cascada con el sistema de telescopios.

4. Eficiencia de los arreglos de telescopios

La detección de una cascada se consideró positiva requiriendo una relación señal/ruido ≥ 3 en el SiPM del telescopio. Con esta restricción se determinó la eficiencia

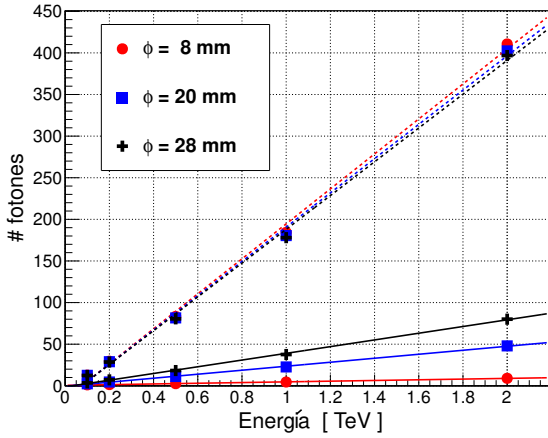


Figura 3: Fotones colectados en los espejos (curvas en línea de puntos) y fotones colectados en los SiPMen (curvas con línea llena), en función de la energía del rayo gamma, a diferentes diámetros (ϕ) del SiPM.

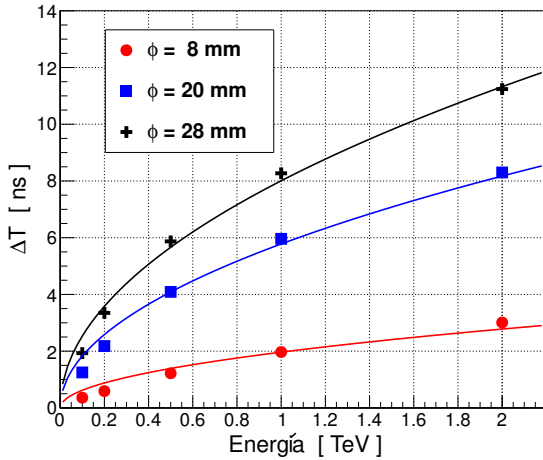


Figura 4: Duración temporal de la señal colectada en los SiPM en función de la energía, y del diámetro (ϕ) del SiPM.

de cada arreglo para registrar cascadas con al menos un telescopio, y con los tres telescopios simultáneamente, en función de la energía de los rayos gamma y el diámetro del SiPM; estos resultados se muestran en Figura 5. Las eficiencias indican que a energías de 500 GeV, con un SiPM de diámetro ≥ 20 mm, es posible registrar el 25 % de las cascadas de partículas simultáneamente con los tres telescopios; esta eficiencia crece con la energía hasta el 60 % a 2 TeV. Por otro lado a partir de esa misma energía existe un radio bien definido dentro del círculo donde impactan las cascadas, donde todos los eventos pueden ser detectados con los tres telescopios (círculos azules en Figura 1). Este radio depende de la geometría del arreglo de telescopios y aumenta con la energía del primario que posee el fotón gamma; por ejemplo para un SiPM de 20 mm de diámetro, a 500 GeV, se obtienen radios de 130 m y 60 m, para los arreglos de 20 m y 80 m respectivamente. Las eficiencias de los arreglos con telescopios a 20 m y 30 m no presentan entre sí di-

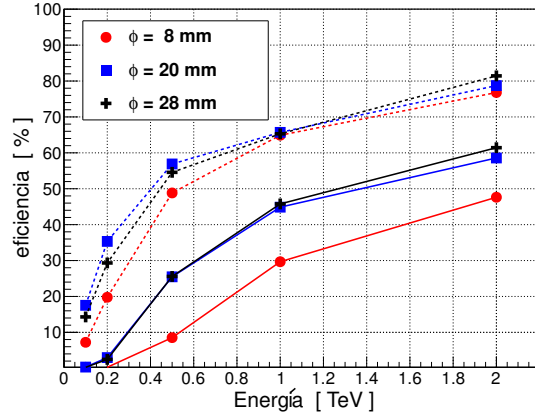


Figura 5: Eficiencia de detección con al menos un telescopio (curvas en línea de puntos) y eficiencia de detección con tres telescopios (curvas con línea llena), en función de la energía, y del diámetro (ϕ) del SiPM.

ferencias significativas.

En este trabajo se consideraron únicamente primarios de gammas con incidencia vertical; es de esperar que gammas con mayor inclinación tengan menor eficiencia de detección, ya que la radiación Cherenkov producida por estas lluvias sufrirá mayor atenuación durante su propagación en la atmósfera, respecto al caso de los primarios con incidencia vertical. Esto se debe a que los primarios inclinados tienen su punto de primera interacción a mayor altitud que los primarios verticales, por lo tanto el desarrollo de dichas lluvias se producirá a mayor distancia del arreglo de telescopios, respecto a lo que ocurre en el caso de las lluvias verticales.

5. Conclusiones

Mediante simulaciones numéricas se caracterizó la respuesta de diferentes arreglos de telescopios Cherenkov para el sitio del CASLEO, en función de la energía del rayo gamma y el diámetro del SiPM. Los arreglos con separación de 20 m y 30 m, con SiPM de 20 mm de diámetro son adecuados para registrar cascadas desde 500 GeV, maximizando el área donde la detección se realiza con tres telescopios.

Referencias

- Bass S. A., et al., 1998, Prog. Part. Nucl. Phys., 41, 255
- CTA Col. 2011, Experimental Astronomy, 32, 193
- Heck D., et al., 1998, Report FZKA 6019
- Mie G., 1908, Annals of Physics, pp 377–445
- NGDC- National Geophysical Data Center 2004, Tech. rep., 1, 1
- NOAA Air Resource Laboratory P., 2004, Tech. rep., 1, 1
- Ostapchenko S., 2011, Phys. Rev. D, 83, 1
- Rayleigh F., 1899, Philosophical Magazine, 47, 375
- SensL ., 2015, Datasheet, pp 1–18
- Sommers P., 1995, Astropart. Phys., 3, 349
- VERITAS Col. 2009, ApJ, 691, 13
- Weekes T. C., et al., 1989, ApJ, 342, 379
- Yelós D., et al., 2014, Informe Técnico, ITeDAM, pp 1–11



Caracterización y Automatización Mecánica de los Telescopios Cherenkov de CASLEO

N. Leal¹, D. Yelós¹, A. Mancilla¹, J. Maya¹, L. Feres¹, F. Lazarte¹, B. García^{1,2}

¹ Instituto de Tecnologías en Detección y Astropartículas, CNEA-CONICET-UNSAM, Argentina

² Facultad Regional Mendoza, UTN, Argentina

Contacto / nicolas.leal@iteda.cnea.gov.ar

Resumen / Se propone el reemplazo del sistema de motorización, ya obsoleto, de los telescopios Cherenkov del Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO). Se diseñó una cadena cinemática que trabaja con velocidad rápida para movimientos de posicionado y parking, y velocidad lenta para el movimiento de *tracking*. Como parámetro de diseño se utiliza la velocidad de viento promedio en El Leoncito. En este trabajo se presentan resultados preliminares que demuestran que los componentes seleccionados para la automatización del telescopio son capaces de cumplir con la velocidad rápida de giro.

Abstract / A new automation system for the Cherenkov Telescopes at CASLEO is designed. Two rotation speeds are proposed: a fast speed for positioning and parking and a slow speed for tracking. The wind speed at El Leoncito site is used as a design parameter. In this work we present the first tests with the new setup which shows a correct performance at fast speeds.

Keywords / telescopes — astroparticle physics — instrumentation: detectors

1. Introducción

El Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO) cuenta con tres telescopios Cherenkov, contruidos a partir de la remodelación de antiguos reflectores de arco, utilizados con otros propósitos hace unos 70 años. Cada telescopio tiene un espejo de 1.5 m de diámetro y campo de visión de 2.7° , que corresponde a un ángulo sólido de $1.75 \cdot 10^{-3}$ sr. Estos telescopios se encuentran fuera de uso desde la década del 90 del siglo XX.

Para reacondicionar este sistema es necesario un trabajo específico en los aspectos ópticos (limpieza del espejo y caracterización óptica) y, por otro lado, surge la necesidad de diseñar un sistema mecánico que sea capaz de hacer un seguimiento preciso de cualquier punto en el cielo, que pueda aparcar automáticamente si las condiciones climáticas son desfavorables y que permita el acceso remoto. Este sistema, aplicado a los tres telescopios del CASLEO, brindaría la posibilidad no sólo de reactivar el recurso, sino también de realizar adquisiciones sincronizadas, algo que resulta imposible mediante el movimiento manual de los mismos. Por otro lado, los procedimientos y métodos que se desarrollan aquí podrían ser de aplicación a otros sistemas de instrumentos astronómicos de características similares.

2. Caracterización de los telescopios

Con el fin de realizar los trabajos de limpieza y determinación del punto focal del espejo uno de los telescopios, cuyo sitio de emplazamiento y posición relativa puede verse en la Fig. 1, se trasladó e instaló en el predio de la CNEA Cuyo, en Mendoza.

2.1. Limpieza del espejo primario

Para la limpieza del primario del telescopio se utilizó una solución de ácido fosfórico al 10 %, siguiendo la recomendación para el tratamiento del espejo de Rhodio (Rovero, 2014). Antes y después de esta tarea, se midió el incremento relativo de la reflectividad con un foto-transistor y un láser rojo (650 nm); se obtuvo una mejora del 4.2 %.

2.2. Sistema 2f-test

Para medir las propiedades ópticas del espejo se desarrolló un test 2f portable (Fig. 2). Los parámetros medidos fueron:

- Posición del foco: 0.64 m
- Centro de curvatura: 1.24 m
- Diámetro del punto focal: 3 cm

La medición del punto se logró trasladando un láser a lo largo del diámetro del espejo y marcando sobre un papel cuadriculado, ubicado en el foco, la posición en que el haz se reflejaba. A partir de los puntos extremos encontrados se determinó el diámetro mínimo del concentrador óptico (cono de Winston) que acompañe al fotodetector (Yelós et al., 2017), necesario para captar la mayoría de fotones incidentes.

3. Condiciones de operación: Clima

Tanto las velocidades de viento como las temperaturas de la región de El Leoncito fueron analizadas con motivo de los estudios asociados con el proyecto Cherenkov Telescope Array-CTA (de La Vega et al., 2013) por un



Figura 1: Posición relativa de los telescopios en CASLEO y tarea de dismantelamiento para transporte de uno de ellos a Mendoza.



Figura 2: Determinación del punto focal.

período de más de un año (Mar-2011/Oct-2012); ambas variables climáticas resultan fundamentales para el diseño de un sistema mecánico de precisión.

La velocidad del viento y de las ráfagas se muestran en la Fig. 3. Los valores promedio obtenidos (15 km h^{-1} y $<60 \text{ km h}^{-1}$, respectivamente), resultan dentro de los requerimientos para sitios de interés astrofísico.

Las temperaturas observadas en El Leoncito se presentan en la Fig. 4; se aprecia que las mismas varían en un rango de -10°C hasta 32°C .

4. Propuesta para automatización: velocidad de giro y momento de inercia de masa

Teniendo en cuenta la necesidad de posicionar el telescopio de manera rápida para el seguimiento de algunos fenómenos asociados con radiación gamma (tal el caso de las alertas de *gamma-ray bursts*), se consideró suficiente proponer como requerimiento cubrir 180° en 30 s (Bretz et al., 2003). A partir de dicho requerimiento, se fijó en 1 rpm la velocidad angular rápida w_r . En el caso de la velocidad de *tracking* w_l , el telescopio debe compensar el giro terrestre, por lo que la velocidad angular

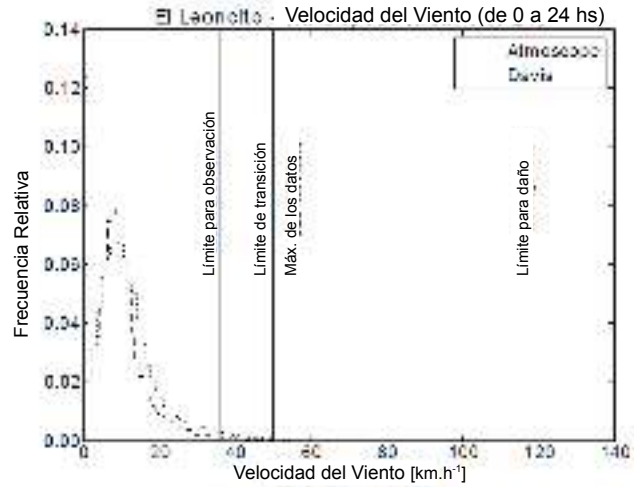


Figura 3: Velocidades de viento en El Leoncito.

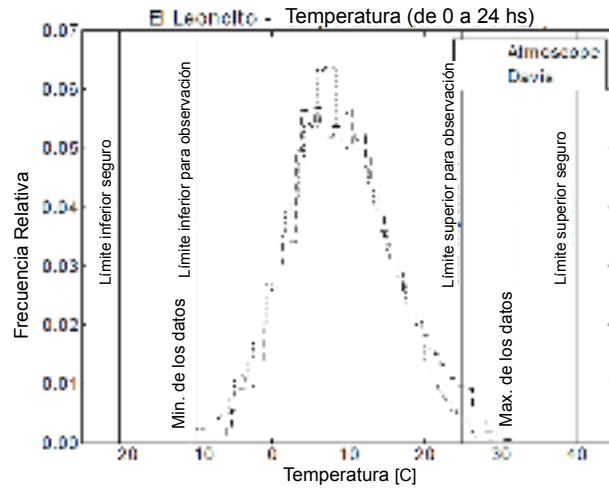


Figura 4: Histograma de temperaturas de El Leoncito.

es 1/1440 rpm.

$$w_r = \frac{180 \text{ deg}}{30 \text{ s}} = 1 \text{ rpm} \quad (1)$$

$$w_l = \frac{360 \text{ deg}}{24 \text{ hs}} = \frac{1}{1440} \text{ rpm} \quad (2)$$

Para la determinación de los momentos de inercia, se utilizaron las dimensiones de las piezas principales del telescopio (tambor, espejo, horquilla), que se transformaron a geometrías simples.

4.1. Pares a vencer: aceleración de la masa rotante y momento generado por el viento

A partir de los valores para los momentos de inercia de masa del telescopio en los dos ejes de giro (Tabla 1, se calculó el par necesario para acelerar dicha masa hasta la velocidad w_r en un tiempo de 2 s.

$$\text{Par}_{\text{acel}_{\text{elevacion}}} = \frac{J_{y_{\text{rot}}} \cdot \omega_r}{\Delta t} = 6.26 \text{ N.m} \quad (3)$$

Tabla 1: Momentos de inercia.

Pieza	Jy kg.m ²	Jz kg.m ²
Tambor	42.16	42.16
Espejo	11.73	11.73
Horquilla	66.67	(No gira sobre el eje z)
Total	120.56	53.89

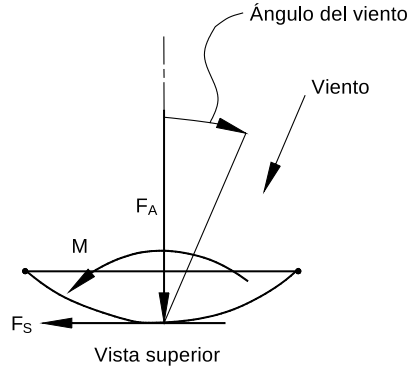


Figura 5: Convención de signos para el cálculo de esfuerzos generados por vientos en antenas parabólicas (The Telecomm. Ind. Assoc., 2003).

MR20A-024060				
Potencia [HP]				0.0675
Tensión nominal [V]				24Vcc
Io. Inom.[A]				1.0 . 2.5 . 19
Ruido Máx [DB]				90
RPM Nom. RPM Vacío (motor)				2000 . 2500
Peso. Adicional por etapa [Kg]				2.80 . 0.25
Largo[LT]. Adicional por etapa				263.5 . 13
Etapas	Relación	Engranajes	Vel[RPM]	Cupla[Kgf.cm]
3	64:1	444	31	169.7
	144:1	664	14	381.8

Figura 6: Motorreductores IGNIS seleccionados para movimientos de elevación y movimiento de acimut.

$$Par.acel_{acimut} = \frac{Jz_{rot} \cdot \omega r}{\Delta t} = 2.82 \text{ N.m} \quad (4)$$

Para el cálculo del momento generado por el viento se tomó como base la norma TIA/EIA-222-F (The Telecomm. Ind. Assoc., 1996).

Aplicando los criterios expresados por la norma (Fig. 5), según las dimensiones del telescopio y las condiciones climáticas de la zona, se obtienen las magnitudes de $F_A = 290.96 \text{ kgf}$, $F_S = 42.75 \text{ kgf}$ y $M_A = 250 \text{ N.m}$.

5. Motorización adoptada

Para lograr un posicionamiento preciso, se decidió implementar un sistema formado por motores CC y reductoras con sistema planetario (Fig. 6), asociadas a parte de la caja reductora original del telescopio, ya que varios elementos de esa caja fueron removidos por su deterioro (Fig. 7). Este sistema puede ser comandado por un lazo PID, realimentado por *encoders* absolutos (Fig. 8).

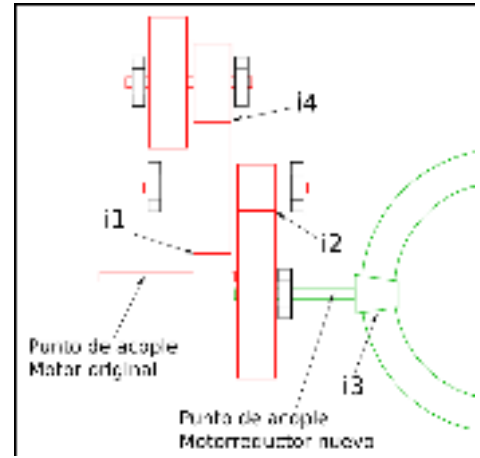


Figura 7: Caja reductora del telescopio. Se muestran las cuatro reducciones originales (i1, i2, i3 e i4). En rojo se indican los engranajes removidos por su mal estado, dejando para la nueva automatización los indicados en verde

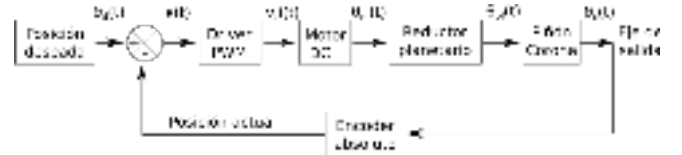


Figura 8: Diagrama de bloques - Lazo de control PID

6. Resultados preliminares y Conclusiones

Se instaló el motorreductor calculado para el movimiento acimutal mediante el uso de soportes y acoples diseñados para tal fin. Las pruebas realizadas demostraron un correcto funcionamiento en el modo de giro rápido, logrando la velocidad deseada y venciendo el torque antagónico de diseño.

Se realizó el cálculo de la cadena cinemática que proporciona el torque necesario para el giro alt-acimutal, la cual quedó conformada por nuevos motorreductores planetarios, vinculados a juegos de engranajes ya existentes en el telescopio original. Con los componentes seleccionados, se verificó que el nuevo sistema de automatización será capaz de proporcionar el torque necesario para vencer los vientos típicos de El Leoncito. Queda como trabajo a realizar el diseño del *driver* PWM de los motores, y el software de control de los mismos.

Referencias

- Bretz D., et al., 2003, Proceedings of the 28th International Cosmic Ray Conference
- de La Vega G., et al., 2013, Characterization of sites for CTA: Weather studies in Argentina. Technical Note
- Rovero A., 2014, Comunicación privada
- The Telecomm. Ind. Assoc. 1996, TIA/EIA-222-F
- Yelós D., Suarez F., García B., 2017, BAAA, 59, en prensa



Nuevas aplicaciones científicas del telescopio astrográfico doble de la estación de altura Carlos U. Cesco (OAFa)

E.P.A. González^{1,2}, F. Podesta²

¹ Universidad de La Punta, San Luis, Argentina

² Universidad Nacional de San Juan, Argentina

Contacto / ericgonzalez@ulp.edu.ar

Resumen / Por más de 50 años, el astrógrafo doble ubicado en la estación de altura Carlos U. Cesco del Observatorio Astronómico Félix Aguilar, San Juan, Argentina, se utilizó para observaciones e investigaciones dentro del campo de la astrometría. Los programas principales abarcaron el estudio de posiciones de asteroides y movimientos propios del hemisferio sur (SPM), siendo este último un proyecto a largo plazo a punto de culminar del cual el catálogo SPM4 es la versión más reciente. En este trabajo se presentan nuevas aplicaciones científicas a realizar con este telescopio en el campo de la fotometría. Las primeras experiencias demuestran el potencial del instrumento para estos nuevos usos.

Abstract / For the last 50 years, the Double Astrograph located at the Carlos U. Cesco station of the Observatorio Astronómico Félix Aguilar, San Juan, Argentina, was used for observations and research in the field of astrometry. The main programs involved the study of asteroid positions and proper motions of stars in the southern hemisphere, being the latter a long time project that is near completion from which the SPM4 catalog is the most recent version. In this paper, new scientific applications in the field of photometry that can be accomplished with this telescope are presented. These first attempts show the potential of the instrument for such tasks.

Keywords / techniques: photometric — (stars:) binaries: eclipsing

1. Introducción

El astrógrafo doble cumplió hasta hace poco la misión de confeccionar el catálogo de movimientos propios del sur (Southern Proper Motion Catalog; SPM, por sus siglas en inglés), fruto de una extensísima colaboración entre la universidad de Yale y la Universidad Nacional de San Juan. Este catálogo ha sido y es aún una importante herramienta para los investigadores que precisen datos acerca de movimientos propios en estrellas visibles desde el hemisferio sur. Para ello, el astrógrafo doble es utilizado como herramienta de astrometría de precisión por medio de rejillas de difracción colocadas frente al objetivo de cada telescopio, facilitando la determinación de los centroides de las estrellas a observar por el programa SPM. La versión más reciente de dicho catálogo es la SPM4 (Girard et al., 2011).

El campo de visión del telescopio y la posibilidad de realizar fotometría en dos bandas de manera simultánea convierten a este sistema en una opción interesante para la elaboración de un programa de observación de estrellas variables y observación de tránsitos de exoplanetas. En este trabajo se analizó la capacidad del astrógrafo doble para realizar fotometría de precisión. Para ello se observaron cúmulos estelares conocidos y se analizó el error fotométrico para distintos tiempos de exposición, a fin de determinar cual es la relación señal-ruido (SNR, por sus siglas en inglés) esperable en cada caso. Esta información podrá ser usada para determinar qué tipos de estrellas variables están al alcance del instrumento, con particular interés en aquellas observaciones que requie-

ren una alta resolución temporal.

2. Descripción del instrumental

El astrógrafo doble consiste en dos lentes de 51 cm de diámetro, uno corregido ópticamente para luz azul y el otro para luz amarilla. Los lentes enfocan la luz de manera separada sobre dos cámaras CCD en el plano focal de cada una. El conjunto es alojado en un tubo de 1.5 m de diámetro puesto en montura ecuatorial de horquilla. La parte superior del tubo tiene una placa de acero que aloja a ambos lentes, junto con dos lentes de 25 cm del sistema de guiado y soporte para rejillas de difracción. El interior del tubo posee *buffers* para evitar que la luz de un lente llegue al plano focal en donde está el CCD del otro. Los lentes son astrográficos tipo Ross de cuatro elementos con anchos de banda de 410 nm a 480 nm para el azul y 520 nm a 570 nm para el amarillo. Delante de cada cámara se colocaron filtros *V* y *B* de Bessell (Bessell, 1990). Debido a que los lentes tienen una ventana de transferencia menor a la de los filtros, las magnitudes obtenidas serán entonces similares pero no idénticas a las *B* y *V* del sistema de Bessell.

El telescopio con el filtro *V* está equipado con un CCD PixelVision Spectravideo Imaging modelo SV40CAF. Es un mosaico de cuatro paneles con un total de 4096×4096 píxeles (4075×4026 utilizables) de 15 μm de lado cada uno, lo que resulta en un tamaño de píxel de 0.827 segundos de arco en el cielo y un área total de 56.2×55.5 minutos de arco. El chip usado es de mar-

Tabla 1: Magnitudes esperables en el Telescopio *B*, según tiempo de exposición y precisión deseada.

Tiempo de exposición	0.1 mag	0.01 mag	0.001 mag
5	15.6	11.55	11.141
10	16.5	12.01	11.553
30	17.6	12.31	11.783
60	18.3	12.32	11.717
120	17.7	12.33	11.792
300	17.6	12.33	11.764

 Tabla 2: Magnitudes esperables en el Telescopio *V*, según tiempo de exposición y precisión deseada.

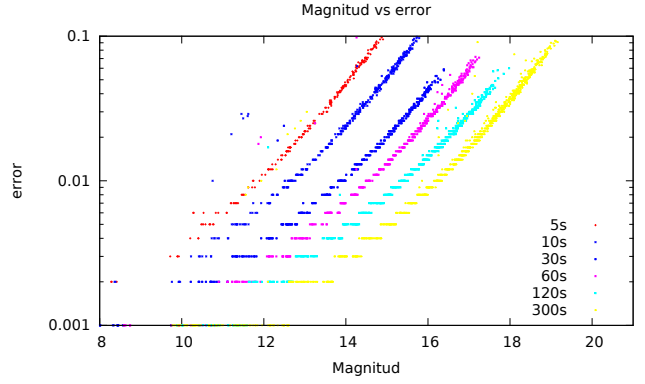
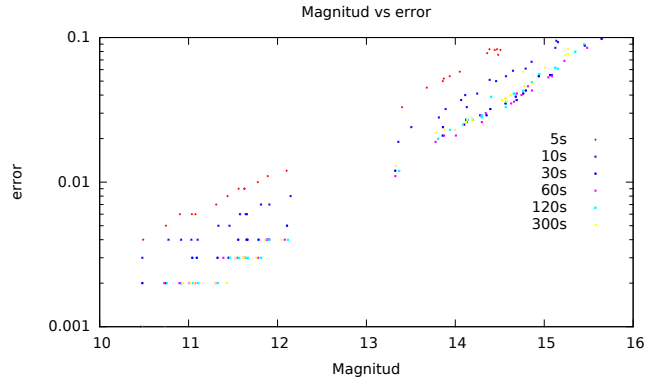
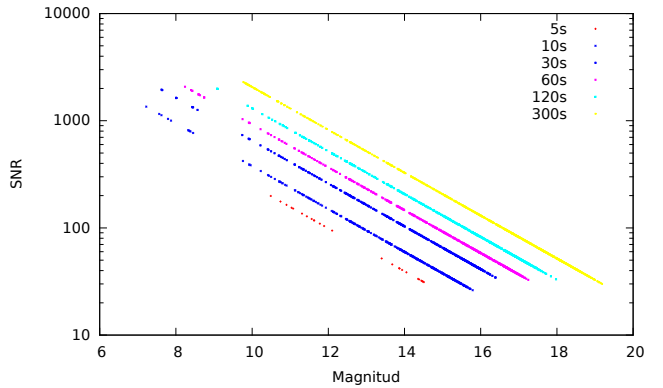
Tiempo de exposición	0.1 mag	0.01 mag	0.001 mag
5	15.1	11.51	8.561
10	15.9	12.11	9.233
30	16.2	13.22	10.007
60	17.9	14.01	10.832
120	18.5	15.03	11.454
300	19.1	16.04	13.011

ca Loral, iluminado de frente, con un 25 % de eficiencia cuántica en 535 nm. El pozo de potencial del CCD sin *binning* es de $80\,000\text{ e}^- \text{ px}^{-1}$; los valores de la corriente oscura y ruido de lectura provistos por el fabricante son de $1\text{ e}^- \text{ px}^{-1} \text{ s}^{-1}$ a $-45\text{ }^\circ\text{C}$ y $10\text{ e}^- \text{ px}^{-1}$, respectivamente. El CCD posee cuatro zonas de descarga y conversores A/D de 16 bits, lo que produce valores distintos pero muy similares de ruido de lectura ($10\text{ e}^- \text{ px}^{-1}$) y ganancia ($1.4\text{ e}^- \text{ ADU}^{-1}$) medidos a partir de imágenes de calibración. La cámara está refrigerada con un sistema de enfriamiento Cryotiger Chiller con compresor que disminuye la temperatura a $85\text{ }^\circ\text{C}$ por debajo de la temperatura ambiente. Este CCD posee un obturador tipo iris.

El telescopio con filtro *B* lleva una CCD Apogee Alta E-42 y usa un enfriador termoeléctrico para disminuir la temperatura a $45\text{ }^\circ\text{C}$ por debajo de la temperatura ambiente. Es un chip retroiluminado de 2048×2048 (píxeles de $13.5 \times 13.5\text{ }\mu\text{m}$ y conversor A/D de 16 bits. El CCD tiene un área de $27.6 \times 27.6\text{ mm}$ y un pozo de potencial de $100\,000\text{ e}^- \text{ px}^{-1}$. Su eficiencia cuántica en 400 nm es de 75 %. La ganancia de la cámara ha sido calculada en $2\text{ e}^- \text{ px}^{-1}$ y el ruido del sistema en $10\text{ e}^- \text{ RMS}$. La corriente oscura de la cámara es de $1\text{ e}^- \text{ px}^{-1} \text{ s}^{-1}$ a $-25\text{ }^\circ\text{C}$. El campo de la cámara es de 25.2×24.8 minutos de arco en el cielo.

3. Observaciones

Para el análisis de la precisión fotométrica del sistema se realizaron observaciones de cúmulos previamente estudiados; Blanco 1 (Morau et al., 2007) y NGC 2243 (Kaluzny et al., 1996). Se tomaron grupos de imágenes de 5, 10, 30, 60, 120 y 300 s de exposición del cúmulo Blanco 1 cuando transitaba por el meridiano, a fin de medir la SNR sobre estrellas de magnitud conocida para cada tiempo de exposición. Las tablas 1 y 2 muestran para ambas cámaras qué magnitud es esperable obte-


 Figura 1: Error vs magnitud en el telescopio *V*.

 Figura 2: Error vs magnitud en el telescopio *B*.

 Figura 3: SNR vs magnitud en el telescopio *V*.

ner dado un tiempo de exposición y precisión fotométrica determinadas. Las Figs. 1 y 2 muestran para ambos telescopios el error fotométrico para cada magnitud y tiempo de exposición, en los CCD de los telescopios *V* y *B* respectivamente. Las Figs. 3 y 4 muestran la SNR para cada estrella del cúmulo con los distintos tiempos de exposición utilizados.

Para el cúmulo NGC 2243 se analizaron 12 exposiciones de 30 s espaciadas en el tiempo, que cubren un rango de más de 80 minutos en total. El cúmulo posee algunas estrellas variables que están al alcance del astrógrafo doble (Kaluzny et al., 2006). En las imágenes

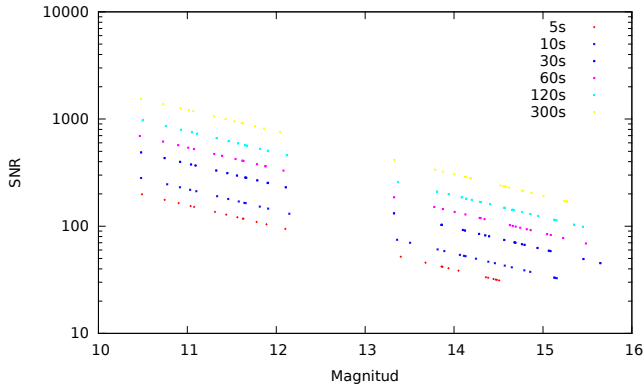
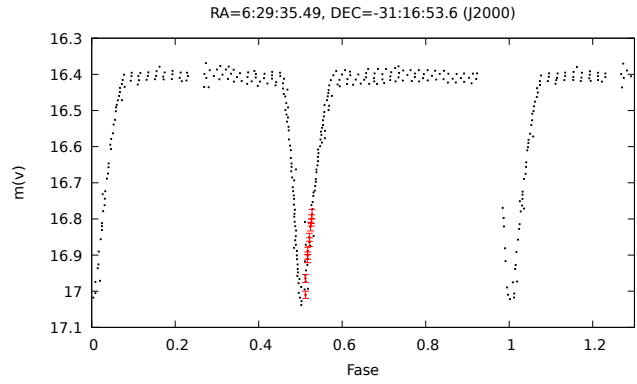
Figura 4: SNR vs magnitud en el telescopio *B*.

Figura 5: Binaria eclipsante en el cúmulo NGC 2243. Los puntos rojos representan los datos propios.

obtenidas se logró identificar a una variable del tipo binaria eclipsante, que tiene un periodo de 1.188506 d, y una amplitud de variación de 0.63 magnitudes en total. Durante la noche se pudo capturar parte del eclipse tal como se lo muestra en la Fig. 5.

4. Conclusiones

De los resultados obtenidos se puede concluir que es razonable esperar obtener precisión del orden de milésimas de magnitud para estrellas de magnitud $m_V=13.01$ o menor y $m_B=11.76$ o menor.

Para obtener precisiones del orden de las centésimas de magnitud se puede trabajar con estrellas hasta magnitud 16 en *V* y 12.3 en *B*. Las cifras anteriormente mencionadas muestran que el instrumento es una opción útil para la detección de exoplanetas por medio del análisis de tránsitos (Agol et al., 2005).

Otros blancos posibles para estudiar con este instrumento son las estrellas variables de pocas horas como es el caso de las RR Lyr, delta Sct, SX Phe, los sistemas binarios eclipsantes tipo W Uma, algunas variables cataclísmicas y las estrellas que presentan manchas como BY Dra.

En principio, el astrógrafo también puede resultar útil para la observación de cuásares y AGN que presenten variaciones del orden de horas. El campo de visión en ambas cámaras, pero en especial en la del telescopio *V* (56.2×55.5 minutos de arco), facilitan en gran medida la obtención de estrellas de comparación necesarias para realizar fotometría diferencial.

Referencias

- Agol E., et al., 2005, MNRAS, 359, 567
- Bessell M. S., 1990, PASP, 102, 1181
- Girard T. M., et al., 2011, AJ, 142, 15
- Kaluzny J., Krzeminski W., Mazur B., 1996, A&AS, 118, 303
- Kaluzny J., et al., 2006, Acta Astronomica, 56, 51
- Moraux E., et al., 2007, in JENAM-2007, "Our Non-Stable Universe". pp 11–11



Procesamiento de señales radioastronómicas, implementación para la antena de espacio profundo DSA 3 de la Agencia Espacial Europea.

A. Cancio¹, M. Colazo² & B. García¹

¹ Instituto en Tecnologías de Detección y Astropartículas, CNEA-CONICET-UNSAM, Argentina

² Comisión Nacional de Actividades Espaciales, Argentina

Contacto / angel.cancio@iteda.cnea.gov.ar

Resumen / En diciembre de 2012, la Agencia Espacial Europea inauguró su tercera estación de Espacio Profundo en el departamento de Malargüe, provincia de Mendoza, Argentina. Debido a la naturaleza de sus operaciones, la antena cuenta con características de exigencia en la estabilidad de las señales de referencia y equipos de bajo ruido de fase que la convierten en candidata para su uso en aplicaciones de radioastronomía. En el presente trabajo se evalúa una primera experiencia de observación de fuentes astronómicas.

Abstract / In December 2012, the European Space Agency opened its third Deep Space Station in Malargüe, province of Mendoza, Argentina. Due to the nature of its operations, the antenna has requirements for the stability of reference signals and low phase noise equipment that makes it a candidate for use in radio astronomy applications. The present work evaluates the first experience of observation of astronomical sources.

Keywords / telescopes – instrumentation: detectors

1. Introducción

En 1998, la Agencia Espacial Europea (ESA por sus siglas en inglés) decidió establecer su propia red para el seguimiento de las naves en el espacio profundo, con el objetivo de hacer frente al rápido aumento esperado en el número de misiones interplanetarias. En diciembre de 2012, la Agencia Espacial Europea inauguró su tercera estación de Espacio Profundo, conocida como DSA 3, la cual se encuentra instalada a 30 km de la ciudad de Malargüe, provincia de Mendoza, Argentina.

La antena posee un reflector principal de 35 metros equipado con un sistema de alimentación de guía de ondas de haz tipo Cassegrain con un sistema de radio frecuencia (RF), con espejos dióicos y amplificadores de bajo nivel de ruido (LNA). Esta antena cuenta con la capacidad de recepción en banda X (8400 MHz - 8500 MHz) y recepción banda Ka (31800 MHz - 32300 MHz), también tiene la capacidad de transmitir en ambas bandas.

La estación está diseñada para proporcionar servicios de telemetría y telemando, así como servir para otros propósitos tales como la investigación en radio ciencia (ESA, 2016a).

Las estaciones de espacio profundo de la ESA brindan apoyo a las misiones de Venus Express, Mars Express, Herschel y Planck entre otras (ESA, 2016b).

El seguimiento de una nave espacial para la determinación de la órbita requiere de referencia de frecuencias estables a mediano plazo y tiempo exactos para obtener posiciones de las sondas con suficiente precisión. Algunas misiones de radio ciencia requieren una alta estabilidad a corto plazo para que los eventos puedan ser

medidos correctamente a una tasa de un evento por segundo. Para cumplir con estas exigencias la antena se encuentra equipada con un sistema de tiempo y frecuencia que consta de un Maser Activo de Hidrógeno (Solana et al., 2013).

El crecimiento en la cantidad de este tipo de antenas por parte de las distintas agencias espaciales, y el potencial de nuevas tecnologías de telescopios para reducir los costos de construcción y operación, sugieren una unión natural entre la radioastronomía y las telecomunicaciones de espacio profundo en el desarrollo de conceptos avanzados de radiotelescopios. Las limitaciones impuestas en el diseño de los enlaces de telecomunicaciones de espacio profundo conduce a requisitos técnicos que son muy similares a los requisitos de los equipos de radioastronomía (grandes áreas de recolección, receptores de bajo ruido, flexibilidad operativa, entre otros).

La Argentina tiene acceso al 10 % del tiempo operativo de la antena DSA 3 para proyectos nacionales (Benaglia et al., 2011). En ese marco se presenta este trabajo.

2. Objetivos

Los objetivos planteados en este trabajo son los siguientes:

- Planificar observaciones de fuentes astronómicas en banda X.
- Realizar una la observación utilizando la DSA3.
- Describir la cascada de detección de la antena utilizando el equipo existente propio de la estación.

- Describir y explicar las etapas de procesamiento de los datos digitales obtenidos durante la observación.
- Identificar la señal en los datos de una observación.

3. Metodología

Para dar servicio a las diferentes misiones interplanetarias de la ESA, las estaciones disponen de un receptor de frecuencia intermedia (IFMS por sus siglas en inglés), que es utilizado para múltiples propósitos como ser la transmisión de telecomandos, la recepción de telemetría, la decodificación de datos y las mediciones Doppler de las señales. La estación permite la recepción de datos en un modo denominado de bucle abierto mejorado (EOLP) (James et al., 2009). En este modo, el IFMS puede procesar 2 bloques de banda ancha del espectro de frecuencia intermedia (70 MHz) (Madde et al., 2007). Estos bloques pueden corresponder a diferentes polarizaciones centradas en una misma frecuencia o la misma polarización centrados en diferentes frecuencias. Pueden capturarse hasta 8 subcanales centrados a diferentes frecuencias, dependiendo de la configuración de la estación. El ancho de banda de los canales puede configurarse en un rango de 1 kHz a 2 MHz. También puede configurarse la cantidad de bits de cada muestra (cuantización) de 1 a 16 bits. Para las observaciones astronómicas se utilizaron los tres IFMS disponibles que se utilizaron de manera tal de abarcar el mayor ancho de banda de frecuencia posible. Como la mayoría de los equipos de telecomunicaciones, la antena divide el ancho de banda espectral total en canales de frecuencias (12 subbandas en total, en este caso) y realiza una conversión de la frecuencia de banda X (8 GHz) o Ka (32 GHz) a frecuencias intermedias. La información de la señal adquirida en la observación se almacena en las unidades de almacenamiento externo (ESU) en archivos que contienen paquetes UDP/IP, cada uno con una cabecera y un bloque de datos crudos compuestos por muestras de valores complejos (*In-phase and Quadrature*, IQ). Cada bloque tiene la información de 4 subcanales de frecuencia y están sincronizados internamente. Además, se configuró la estación para obtener datos para las dos polarizaciones circulares, LHCP y RHCP, lo que lleva a un total de 24 canales. Sin embargo hay que realizar una sincronización de datos entre los tres equipos IFMS para obtener los 24 canales sincronizados y poder realizar el análisis de los datos. Este preprocesamiento o adaptación de la señal digitalizada es una etapa previa y necesaria para poder realizar el análisis espectral de la señal recibida. La configuración del receptor en EOLP tiene ciertas restricciones para diseñar el plan de observación. La frecuencia de muestreo (SR) tiene que ser mayor que el ancho de banda (BW). Para evitar colisiones el ancho de banda máximo utilizado debe ser menor a 36 Mbps. Este ancho banda máximo dependerá de la cantidad de subcanales y el grado de cuantización utilizado. De esta manera resulta que para los 4 subcanales y una resolución de la muestra de 16 bits 281 kHz es la máxima frecuencia de muestreo. El 28 de marzo de 2016 observaron las fuentes PKS 0521-36, PKS 1934-63 y B1145-676 (Tabla 1). La fuente PKS 1934-63 fue observada efectuando seis pares de observaciones ON (observación de

Tabla 1. Información de las fuentes observadas. Datos extraídos de (Massardi et al., 2008).

Fuente	RA	δ	$S_{8.6GHz}$ [Jy]
PKS 0521-36	05:22:57.94	-36:27:30.4	6.57 ± 1.04
PKS 1934-63	19:39:24.83	-63:42:45.4	2.99 ± 0.15
B1145-676	11:47:33.40	-67:53:41.5	1.4 ± 90.07

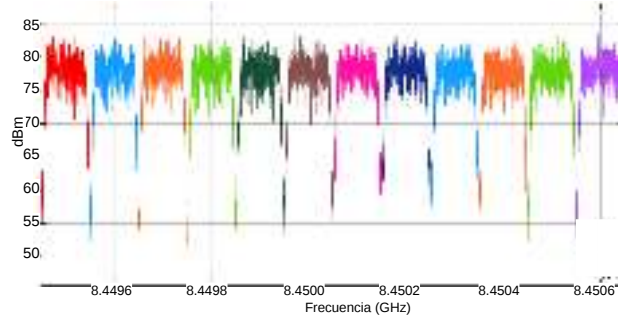


Figura 1. Espectro de la fuente PKS 1934-63 en ON (LHCP).

la fuente) y OFF (campo cercano sin fuente), con un tiempo de integración de 56 segundos en cada una de las posiciones.

4. Resultados y Discusión

La Fig. 1 muestra el espectro de potencia de la fuente PKS 1934-638, grabado por la estación durante el estudio, en los 12 canales de adquisición. El espectro muestra una salida similar en todas las canales, que seguramente es causada por el hecho que el ancho de banda observado es muy angosto respecto del ancho de banda continuo emitido por la fuente, o que podría existir otro parámetro en el modo de adquisición que afecte la observación. Al evaluar los datos adquiridos, el control automático de ganancias (*AGC* por sus siglas en inglés) estaba habilitado, y el efecto de este parámetro lleva a la modificación de parte de la información de potencia de la señal adquirida. Este parámetro debe deshabilitarse para las observaciones radioastronómicas, utilizando un nivel fijo de ganancia de la antena.

A pesar de esto se realizó un análisis temporal de la señal recibida y se intentó revertir el efecto del *AGC*, ya que se conoce el ajuste de ganancia que realiza la estación en cada momento de la observación.

4.1. Análisis temporal de la señal

La primer aproximación utilizada para obtener la amplitud de la señal observada corresponde a la variación temporal de la potencia instantánea de los valores IQ que corresponde al módulo de la señal compleja, mediante la expresión:

$$P_{out} = \sqrt{I^2 + Q^2} \quad (1)$$

Los valores obtenidos utilizando el modo EOLP de los IFMS son medidas relativas, por lo que para deter-

minar una magnitud absoluta es necesario realizar una calibración absoluta utilizando una fuente conocida como referencia.

La expresión (1) no involucra el efecto del ajuste de ganancia, por este motivo se calculó la potencia recibida utilizando la potencia de salida y los valores de ajuste automático la ganancia (ec. 2). Estos valores de potencia deben promediarse para todo el tiempo de integración y sumar los valores de todos los subcanales para obtener el valor de potencia para cada observación (ec. 3).

$$G = 10 \times \log \left(\frac{P_{out}}{P_{in}} \right) \Rightarrow P_{in} = P_{out} \times 10^{(G/10)} \quad (2)$$

$$PA = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n P_{in_i} = \frac{1}{n} (P_{in_1} + P_{in_2} + \dots + P_{in_n}) \quad (3)$$

Una vez obtenidos los valores de potencia para las observaciones ON y OFF puede calcularse el valor de potencia neta de cada fuente. Utilizando una fuente conocida puede utilizarse este valor para calibrar absolutamente utilizando mínimos cuadrados con los valores absolutos tabulados para la fuente de referencia.

5. Conclusiones

La actual investigación y el presente trabajo muestran de una manera preliminar la posibilidad de utilizar la antena DSA 3 para detectar fuentes de radio astronómicas, en principio en estudios del espectro de continuo, y ha permitido entender los límites y procedimientos de funcionamiento de la antena, el proceso de solicitud de tiempo de observación y las consideraciones a tener en cuenta. Se realizó la lectura de los datos suministrados por la antena y actualmente se está trabajando en la calibración absoluta y ajuste de unidades para obtener los valores de potencia total de las señales observadas, para así intentar derivar el flujo en el continuo de radio de las radiofuentes observadas, y comparar los mismos con determinaciones derivadas de otras observaciones llevadas a cabo con otros instrumentos.

Referencias

- Benaglia P., et al., 2011, BAAA, 54, 447
 ESA, 2016a, DSA3 Malargüe ground Station
 ESA, 2016b, Mission Navigator
 James N., et al., 2009, Acta Astronautica, 64, 1041
 Madde R., et al., 2007, Proceedings of the IEEE, 95, 2215
 Massardi M., et al., 2008, MNRAS, 384, 775
 Solana A., et al., 2013, in Joint European Frequency and Time Forum International Frequency Control Symposium (EFTF/IFC). pp 636–640



Progreso en la puesta en marcha del Espectrógrafo BHROS

R. Díaz¹, H. Levato¹, A. Casagrande², D. Piroddi¹, G. Yornet¹, S. Eikenberry³, F. González¹, A. Townsend³, J. Godoy¹, A. Marín¹, F. Gunella¹, A. D'Ambra², C. Warner³, G. Bosch⁵, V. Donoso³, M. Grosso¹ & E. Seifer²

¹ Instituto de Ciencias Astronómicas, de la Tierra y del Espacio, CONICET, Argentina

² Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

³ Departamento de Astronomía, Universidad de Florida, EE.UU.

⁴ Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

Contacto / rdiaz@icate-conicet.gob.ar

Resumen / Reportamos avances de la puesta en marcha del espectrógrafo de alta resolución BHROS, el laboratorio asociado al mismo y su conjunto de telescopios. A la fecha en el laboratorio se ha ensamblado, puesto en marcha y calibrado el espectrógrafo astronómico de mayor envergadura con que cuenta nuestro país, y el mismo también se está utilizando para otras necesidades de instrumentación del ICATE. Para la puesta en marcha y comisionado científico del instrumento, este fue dotado de un telescopio automatizado de medio metro de diámetro, y será dotado de una red suplementaria de telescopios menores en un novedoso sistema. El sistema podrá ser controlado a distancia para que los telescopios puedan calar, seguir, y guiar objetos celestes con la precisión necesaria para hacer espectroscopía de alta resolución. A la fecha se obtuvieron con BHROS espectros solares con resolución $\sim 100\,000$, y espectros de la atmósfera de Júpiter y de Achernar con resolución $\sim 40\,000$. Planeamos en 2017–2018 instalar una red primaria de 5 telescopios (3 ya están adquiridos), con el equivalente en área colectora a la de un telescopio de ~ 1 metro de diámetro, y las ventajas de un costo 10–25 veces menor en adquisición, transporte, instalación y operación respecto a un telescopio convencional monolítico.

Abstract / We report the advance on the re-assembly and commissioning of the BHROS spectrograph, its associated instrument laboratory and the planned system of telescopes. This is the largest astronomical spectrograph ever assembled in Argentina and the laboratory is also being used for other instrumentation needs of ICATE. We have installed a half meter telescope in order to test the spectrograph with on-sky sources, and we plan to install a network of telescopes feeding it via a multiple optical fiber system. In these first tests we have obtained spectra of the Sun ($R\sim 100\,000$) and Jupiter and Achernar ($R\sim 40\,000$). In 2017–2018 we plan to install and test a network of five small telescopes feeding the spectrograph with the collecting area equivalent to that of a one meter telescope, with a cost 10–25 times less in acquisition, transport, installation and operation respect to a conventional monolithic telescope.

Keywords / instrumentation: spectrographs — telescopes

1. Estado del proyecto

El espectrógrafo de alta resolución BHROS (*Bench-mounted high Resolution Optical Spectrograph*), decomisionado en Gemini Sur en 2009, fue ingresado al país en 2014 a través de un convenio entre el Ministerio de Ciencia, Tecnología e Innovación Productiva de Argentina (MinCyT) y el Instituto de Ciencias Astronómicas, de la Tierra y del Espacio (ICATE, CONICET). Luego de ser completamente desensamblado y embalado, fue exitosamente transportado en un camión semiremolque a través del paso Chile–Argentina Los Libertadores. A la fecha, el instrumento de varias toneladas de peso y varios módulos optomecánicos de gran envergadura, fue completamente ensamblado, puesto en marcha y calibrado, para convertirse en el espectrógrafo astronómico de mayor resolución con que cuenta nuestro país. Asociado al proyecto de puesta en marcha del instrumento, se está dotando al ICATE de un laboratorio de instrumentación asociado al mismo, y se está instalando un conjunto de telescopios a fin de comisionar el espectrógrafo.

El laboratorio de instrumentación ya se está utilizando para otras necesidades de instrumentación del ICATE. El tren óptico interno del BHROS, con un volumen interno de cinco metros cúbicos, fue exitosamente reensamblado y alineado en el banco óptico de alta precisión. Usando un detector CCD de ingeniería se pueden observar sistemáticamente objetos celestes y sus calibraciones. Se realizó la instalación optomecánica de la fibra de BHROS en el telescopio y el sistema de guiado con el fin de permitir la adquisición de objetos celestes en la fibra. La fibra óptica de 35 m de largo parte desde el plano focal del telescopio, el cual está ubicado en su casilla de observación en la terraza del laboratorio. Como parte del mismo proyecto se ha puesto en marcha el primer telescopio Meade de medio metro de diámetro más un espectrógrafo portátil LHIRES y cámara, habiéndose obtenido imágenes astronómicas y espectros de resolución $\sim 15\,000$ de estrellas brillantes. El conjunto del telescopio de 0.5 m más computadora de control actualmente se ubica en una casilla de observación construida a tal fin en el techo del laboratorio, que sirve de

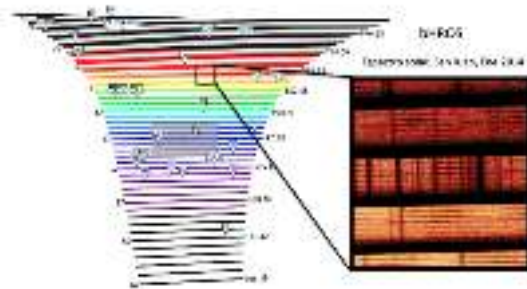


Figura 2: Espectro del Sol tomado con las fibras directamente apuntando a la luz solar que permiten apreciar el correcto funcionamiento del montaje óptico y como funciona correctamente el divisor de imágenes que divide la imagen de la fibra en seis tajadas. Se ha utilizado un CCD mucho más pequeño (de una cámara QSI) que el CCD original del BHROS, y se indica en el espectro *echelle* de la izquierda el pequeño sector cubierto alrededor de 6300 Å.

Nuestro principal objetivo para el primer semestre de 2017 es mejorar el guiado de objetos sobre el corazón de la fibra óptica para aumentar la eficiencia. Estamos diseñando un nuevo sistema de guiado para el telescopio Max20, hemos adquirido el telescopio auxiliar y los accesorios, y estamos presupuestando la cámara. También en el mismo periodo planeamos continuar la construcción de los pilares y protección contra los elementos de los próximos cuatro telescopios (dos están en construcción). Dos telescopios ya fueron comprados y enviados a la Universidad de Florida, y la compra de dos más se encuentra en proceso. En cuanto al desempeño óptico, es necesario reemplazar las fibras ópticas por unas más actuales y de mayor transmisión, esto será realizado por la Universidad de Florida junto con las unidades de adquisición y autoguiado para los telescopios.

En cuanto al registro de los espectros, debemos mejorar la alineación del detector de prueba para alcanzar R 150 000: hemos obtenido espectros de estrellas brillantes con $R \sim 40\,000$, comparaciones con $R \sim 70\,000$, y espectros del Sol con $R \sim 100\,000$, pero el factor limitante es el sistema mecánico de alineación, el cual es provisorio hasta tener operando los detectores definitivos.

Para la segunda parte de 2017 planeamos la puesta en marcha del sistema criogénico para los detectores: hemos enviado a Estados Unidos las líneas criogénicas de helio para su limpieza y relleno, y luego ser probadas con el compresor que proveerá la Universidad de Florida. Una vez que el sistema de enfriamiento esté disponible será necesario poner en marcha el sistema de control electrónico del detector.

Como plan de reserva en caso que se prolongue en el tiempo la puesta en marcha de los grandes detectores, planeamos contar con un detector de tamaño intermedio enfriado electrónicamente, que serviría para el comisionado científico del instrumento con objetos brillantes.

BAAA 59 (2016)



Figura 3: El panel superior muestra un ejemplo de fusión de siete fibras ópticas en una sola, usando el sistema de *fiber taper*. Panel inferior: prototipo del sistema de cuatro telescopios con el que a la vez se produce un aumento de la razón focal desde f/8 en los telescopios Meade a f/16 en la entrada del BHROS. El diseño preliminar incluye una configuración de cuatro telescopios de 0.35 m sumados al de 0.5 m.

tivo se basa en la observación sistemática de espectros estelares a resolución 70 000 o mayor, en un programa de estudio de estrellas Be peculiares del hemisferio sur.

Agradecimientos: Agradecemos el apoyo brindado por MINCYT y Gemini para introducción al país del BHROS. Se puede encontrar más información acerca del instrumento en la página de Gemini: <http://www.gemini.edu/sciops/instruments/hros/hrosIndex.html>.

Referencias

Townsend A., et al., 2017, BAAA, 59, 1



Figura 4: Telescopio Meade de 0.5 m y casilla de protección instalada en el techo del laboratorio. Este es un prototipo de las casillas que se emplearán en la montaña.

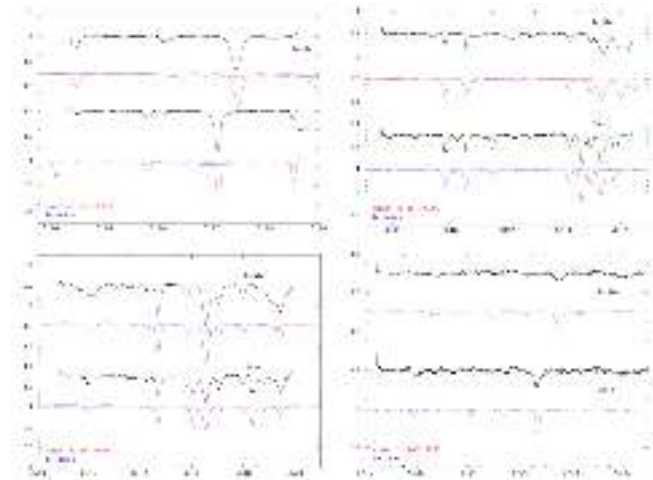


Figura 5: Espectros de la atmósfera de Júpiter con $R \sim 40\,000$, obtenidos en 2015, comparados con el espectro del cielo. En azul se muestra el espectro de absorción telúrica, las diferencias se deben a la amplitud de cada continuo que es absorbido. En rojo se ve el espectro sintético del Sol que mejor ajusta al espectro de cielo y al espectro del Júpiter, respectivamente. Las diferencias entre ambos espectros se deben a la rotación del planeta (ensanchamiento de la línea) y la diferencia de velocidad radial entre Júpiter y el observador ($\sim 27 \text{ km s}^{-1}$ en el momento de la observación).



Baldes de fotones para espectrógrafos ópticos

A. Townsend¹, S. Eikenberry¹, C. Warner¹, V. Donoso¹, R. Díaz² & H. Levato²

¹ *Departamento de Astronomía, Universidad de Florida, EE.UU.*

² *Instituto de Ciencias Astronómicas, de la Tierra y del Espacio, CONICET-UNSJ, Argentina*

Contacto / rdiaz@icate-conicet.gob.ar

Resumen / Se está desarrollando un prototipo de red de telescopios semiautónomos que alimenten por fibra óptica a un dado espectrógrafo, a fin de implementar sistemas ópticos espectroscópicos de gran apertura y bajo costo. Para ello se usan telescopios y componentes comerciales (tales como cámaras CCDs de guiado-adquisición y computadoras de control), más componentes novedosos diseñados para nuestro propósito y producidos por impresión 3D. Los telescopios pequeños usados en conjunto (como “baldes de fotones”) y conectados a un sistema de fibras ópticas también diseñado y fabricado en la Universidad de Florida, permitirán alcanzar el área efectiva de colección de luz de un telescopio de mayor tamaño por aproximadamente un décimo del costo tradicional. Se está ensamblando el conjunto para alimentar el espectrógrafo BHROS y el espectrógrafo LHIRES del ICATE con un área colectora equivalente a la de un telescopio de un metro de diámetro, en este primer prototipo.

Abstract / In order to implement low-cost large-aperture ground-based optical spectroscopy systems we are using inexpensive commercial-off-the-shelf telescopes and components to create semi-autonomous small telescope arrays and fiber-fed spectrographs. Small telescopes used conjointly (“photonic lightbuckets”) and connected by our new fiber-optic linkage have the effective light-gathering area of a larger telescope for about one-tenth of the cost. For the first prototype, we plan to feed the the LHIRES and BHROS spectrographs at ICATE with the equivalent collecting area of a one meter telescope.

Keywords / instrumentation: miscellaneous — telescopes

1. Proyecto general

Se está construyendo un prototipo de sistema de gran apertura y bajo costo para alimentar espectrógrafos ópticos usando conexiones de fibras ópticas (véase la Fig. 1). Este sistema de “multiaperturas” tiene como unidades básicas del conjunto colector, en el primer prototipo, a telescopios de 35 cm de diámetro. Al sistema se suma una computadora de control dedicada y un instrumento especializado en el plano focal de cada telescopio para manejar el foco, la adquisición del objeto celeste y el guiado.

La caja de adquisición y guiado (Fig. 2) y el sistema de acople fotónico se diseñaron para hacer el mejor uso posible de partes disponibles comercialmente. Parte de los beneficios del enfoque del proyecto es que incluye la impresión 3D en la construcción rápida de los prototipos y su duplicado, de esta manera se reducen significativamente los costos y los tiempos de cada ciclo de prueba y mejora de los prototipos.

Los telescopios pueden ser combinados en conjuntos de a siete, que llamamos “heptapacks”. Cada telescopio colecta la luz de un mismo objeto celeste y produce una imagen en una fibra simple. Las fibras de los siete telescopios en cada *heptapack* son combinadas con un manojo expensor de fibras 1 a 7 (aquí a la izquierda), a fin de coleccionar hasta siete veces la luz que coleccionaría un solo telescopio.

2. Adquisición, guiado y control

Se está desarrollando el software específico para el control semiautónomo del conjunto de telescopios. El software LBJEC (*Light Bucket Java Engineering Console*) desarrollado en la Universidad de Florida está escrito en el lenguaje Java y envía comandos a las computadoras individuales de adquisición y guiado instaladas en cada telescopio. Estas minicomputadoras están basadas en placas programables de uso comercial Jetson NVIDIA (Fig. 3). Las rutinas de control automático ejecutadas en las Jetson, instaladas en cada telescopio, se encargan de que éste apunte correctamente al objeto elegido. De esta manera, el objeto es centrado y mantenido en la posición de la fibra en el plano focal mediante el envío de las correcciones de guiado a la placa controladora Meade. Una futura versión del programa de desarrollo propio instalado en las Jetson también se encargará del enfoque automatizado de cada Meade.

3. Colectores múltiples

La luz de cada telescopio es conducida desde la unidad de adquisición y guiado hasta el punto de fusión del *heptapack* de fibras. Los *heptapacks* están limitados a la fusión de siete fibras independientes, mayor cantidad conlleva pérdidas de luz por encima del 5%. Para combinar más de siete telescopios se deben combinar los *heptapacks* usando un sistema óptico colector como el que se muestra aquí abajo, en esquema y una de las partes producidas con impresora 3D. El colector puede



Figura 1: Panel superior: Idea general de un sistema económico de colectores múltiples. Panel inferior: Fibras ópticas en un arreglo “heptapack”.

alimentar una cámara CCD para realizar el alineamiento, y después alimentar una fibra final que lleva la luz al plano focal de entrada del espectrógrafo. Los colectores pueden combinar múltiples *heptapacks* de fibras de manera que un conjunto de 7×7 telescopios de 35 cm tengan la capacidad colectora de un telescopio de 2.5 m, a un costo diez veces menor en construcción, operación y mantenimiento (Fig. 4). Nótese que el sistema de observación no sufre de interrupciones por falla de uno de los telescopios o de uno de los *heptapacks*, y además la capacidad se puede ir ampliando en el tiempo a medida que los recursos se hagan disponibles. El sistema puede escalarse de manera tal que con telescopios de 2 m diámetro de diseño económico (sólo calidad de imagen central) se puede generar el equivalente de un telescopio de 10 m de diámetro a una fracción del costo típico de instalación y operación.

4. Aplicaciones científicas

Dado que la luz colectada por el conjunto puede alimentar cualquier espectrógrafo de fibras, se está armando un prototipo de cinco telescopios (cuatro de 35 cm y uno de 50 cm) para alimentar el espectrógrafo BHROS en el laboratorio del ICATE con el equivalente de área colectora de aproximadamente un telescopio estándar de 1 m de diámetro. Dado que el BHROS puede alcanzar una resolución de $R = 150\,000$, las aplicaciones incluyen la medición de masa de objetos compactos, seguimiento de fuentes transitorias del LSST (*Large Synoptic Survey Telescope*) y LIGO/LISA (*Laser Interfe-*

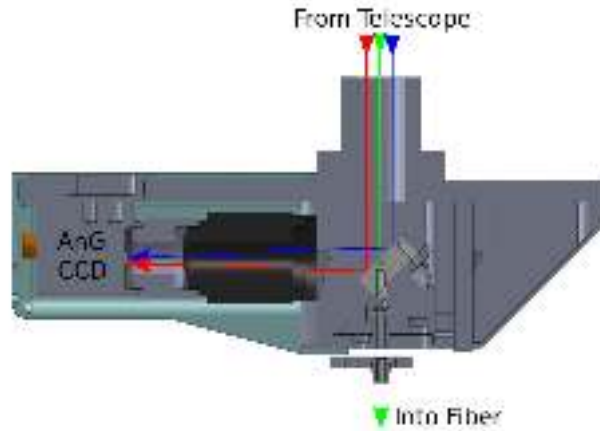


Figura 2: Panel superior: Esquema de la caja de adquisición de objetos celestes y guiado. Panel inferior: Imagen del primer prototipo de la caja de guiado, producido con técnicas de impresión 3D.

rometer Gravitational-Wave Observatory/Laser Interferometer Space Antenna), caracterización de atmósferas de exoplanetas.

En particular, el proyecto de ICATE se centra en el estudio del medio interestelar cercano indirectamente a través de estrellas muy brillantes, y en el estudio de estrellas peculiares Be del hemisferio sur.

Para mayor información véase el trabajo complementario “Progreso en la Puesta en Marcha del BHROS” (Díaz et al., 2017) en esta misma publicación.

Referencias

Díaz R., et al., 2017, BAAA, 59, 1

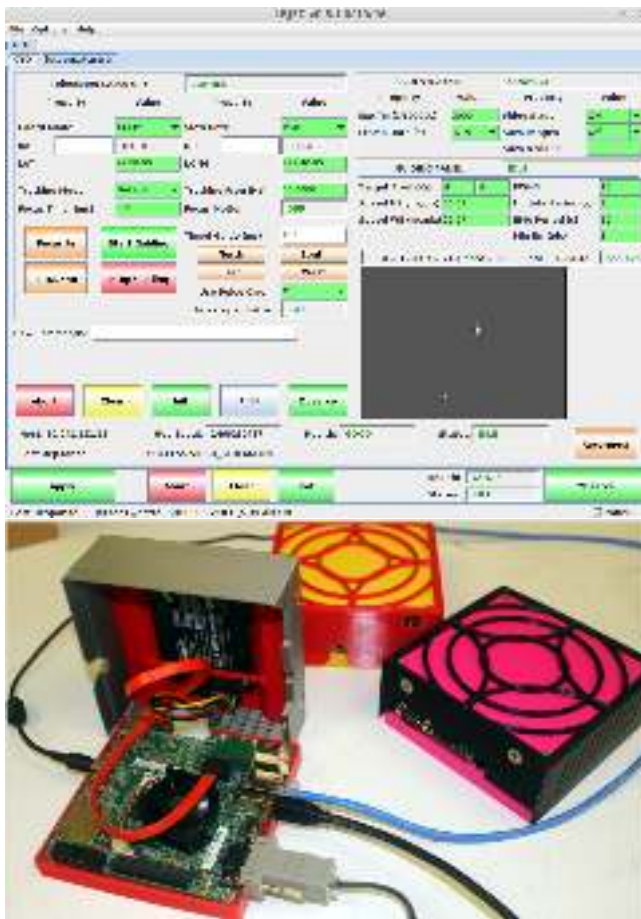


Figura3: Panel superior: software LBJEC de control general del conjunto. Panel inferior: hardware de la computadora de control del telescopio, basado en una placa Jetson.

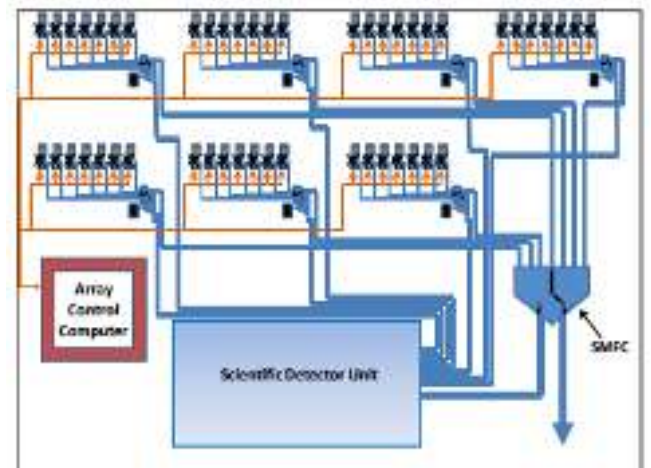


Figura4: Panel superior: Una de las unidades Meade de 35 cm de diámetro LX200GPS. Panel inferior: El concepto básico se basa en que admitiendo una leve pérdida en sensibilidad (menor a 10 %), el conjunto de síntesis fotónica puede reducir el costo de la apertura colectora a un décimo o menos que el costo de un telescopio estándar.



Transporte de energía en fuentes γ

L.J. Pellizza¹, V.M. Douna², S.E. Pedrosa²

¹ Instituto Argentino de Radioastronomía, CICPBA-CONICET, Argentina

² Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina

Contacto / pellizza@iar.unlp.edu.ar

Resumen / La emisión γ observada en distintos sistemas astrofísicos, tiene su origen en poblaciones no-térmicas de partículas (mayormente protones y electrones) aceleradas a energías relativistas. La comprensión de cómo las poblaciones de estas partículas y la radiación emitida ganan, transportan y pierden energía a través de interacciones en el sistema o en el camino al observador, es importante para la determinación de la naturaleza de las fuentes γ . Como los agentes de dichas interacciones son los campos de radiación, materia y magnéticos, también sirve como medio para investigar las propiedades de estos campos, y para explorar la inyección de energía por parte de las fuentes γ a su entorno. En este artículo discutimos algunos tópicos de actualidad en Astrofísica Relativista y Cosmología, que pueden abordarse mediante el estudio del transporte de energía mediado por partículas relativistas.

Abstract / Gamma-ray emission observed in different astrophysical systems, originates in non-thermal populations of particles (mainly protons and electrons) accelerated to relativistic energies. The understanding of how these populations and the emitted radiation gain, transport and lose energy through interactions within the system or in their journey to the observer, is important for the assessment of the nature of γ -ray sources. As the agents of these interactions are radiation, matter, and magnetic fields, it also serves as a means to investigate the properties of these fields, and to explore the injection of energy from γ -ray sources into their environment. In the present article, we discuss some topical issues in Relativistic Astrophysics and Cosmology, which can be addressed by the study of the energy transport driven by relativistic particles.

Keywords / gamma rays: general — relativistic processes — stars: jets — cosmology: early universe — galaxies: magnetic fields

1. Introducción

La existencia de fuentes astronómicas de radiación γ (i.e., radiación cuyos fotones tienen energías superiores a 10–100 keV) ha sido establecida hace ya varias décadas por los primeros observatorios de altas energías, como *COS-B*. Las misiones satelitales posteriores (e.g., *Compton Gamma-Ray Observatory*, *INTEGRAL*, *Swift*, *Fermi*), junto con los observatorios Cherenkov (e.g., VERITAS, MAGIC, H.E.S.S.) han permitido extender hasta los TeV el rango de energía de la emisión detectada, y mejorar la sensibilidad y resolución de las observaciones. Como resultado, actualmente se conocen una gran cantidad de fuentes γ , cuya naturaleza constituye uno de los temas de investigación principales de la Astronomía de Altas Energías (e.g., Hinton & Hofmann, 2009, y sus referencias).

Muchas de las fuentes γ observadas han sido identificadas con sistemas astrofísicos conocidos, gracias a observaciones multifrecuencia. De este modo se ha establecido que la población de fuentes γ contiene, entre otros, núcleos galácticos activos (AGNs), remanentes de supernova, microcuasares (MQs) y púlsares (Hinton & Hofmann, 2009, y sus referencias). Existen, sin embargo, muchas fuentes para las cuales no se ha podido establecer una correlación con objetos detectados a longitudes de onda mayores. Estas permanecen no identificadas, y su naturaleza es aún tema de debate.

La producción de fotones de alta energía por parte de los sistemas mencionados es claramente no térmica, ya que de otro modo serían necesarias temperaturas por encima de 10^{10} K para explicar la emisión observada. Se requiere entonces de la existencia en estos sistemas, de poblaciones no térmicas de partículas (principalmente protones y electrones) que hayan sido aceleradas a energías superiores a los MeV. La composición de estas poblaciones y el mecanismo de aceleración en cada sistema individual es uno de los temas de investigación centrales de la Astrofísica Relativista (e.g., Romero & Vila, 2014, y sus referencias).

La radiación γ es emitida por las partículas relativistas debido a su interacción con diversos agentes presentes en el sistema (Fig. 1). Por ejemplo, un electrón de muy alta energía puede emitir radiación sincrotrón en el dominio γ si el campo magnético en el sistema es lo suficientemente intenso. El mismo electrón puede dispersar fotones de baja energía (por ejemplo, la radiación ultravioleta de una estrella masiva) generando fotones γ por dispersión Compton inversa. Los protones energéticos, por su parte, pueden interactuar con sus homónimos térmicos (presentes, por ejemplo, en el jet de un MQ o en el viento de una estrella) creando piones que decaen emitiendo fotones γ .

La radiación escapa del sistema, transportando información sobre los procesos responsables de su emisión. En su camino al observador, también interactúa con los

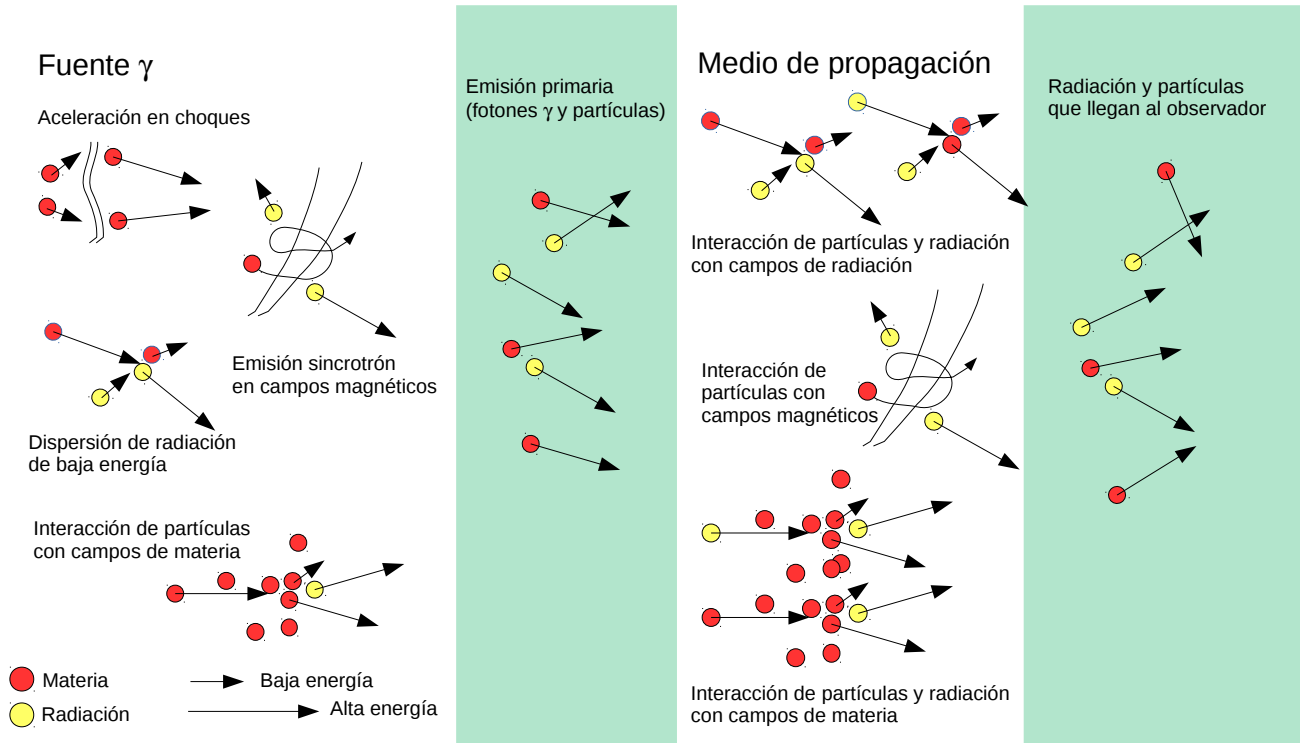


Figura 1: Esquema de la producción de radiación y el transporte de energía en fuentes γ .

campos de radiación, materia y magnéticos presentes en el medio a través del cual se propaga. La distribución espectral de energía (SED) observada es, por lo tanto, una rica fuente de información acerca de las fuentes γ . Por un lado contiene evidencia acerca de la composición y energética de las poblaciones de partículas relativistas, lo que lleva al mecanismo físico de aceleración y en última instancia a la naturaleza de las fuentes. Por otro, también brinda información sobre los campos de materia, radiación o magnéticos presentes en el sistema (e.g., vientos estelares en un MQ) o en el camino al observador (e.g., campos magnéticos intergalácticos en el caso de blazares emisores en γ). El modelado teórico de la SED es, por lo tanto, una herramienta fundamental para el estudio de estas fuentes.

El transporte de la energía, entendido como el proceso de intercambio de energía entre el acelerador, las poblaciones de partículas relativistas y los diversos campos presentes, es el elemento central en el modelado de la SED de fuentes γ . Mientras que a bajas energías predominan los procesos de absorción pura y dispersión elástica (Rayleigh / Mie), a altas energías los procesos de dispersión inelástica son importantes, lo que hace que sea necesario considerar todas las poblaciones de partículas presentes, conjuntamente con la radiación electromagnética. En el caso más general se trata de resolver, para las distintas especies de partículas, la ecuación de transporte de Boltzmann, que toma diversas formas según los campos presentes en el sistema (e.g., Ginzburg & Syrovatskii, 1964). Como subproducto, la misma técnica permite además investigar la influencia de las fuentes γ sobre el medio circundante, ya que permite determinar la cantidad de energía inyectada al mis-

mo, no solamente por la radiación sino también por las partículas que eventualmente escapan de la fuente.

El objetivo de este artículo es discutir algunos problemas de actualidad en Astrofísica Relativista y Cosmología, en los cuales el modelado del transporte a altas energías permite realizar aportes significativos. Discutiremos los resultados relevantes, y mostraremos cómo algunos desarrollos originales propios permiten abordar las cuestiones que aún se debaten.

2. Campos magnéticos intergalácticos

Uno de los ejemplos más claros de la importancia del modelado del transporte a altas energías es el estudio de los campos magnéticos extragalácticos (EGMFs) e intergalácticos (IGMFs). El campo magnético es uno de los componentes menos explorados de la estructura a gran escala del Universo. La radiación sincrotrón observada en cúmulos de galaxias y la rotación de Faraday de fuentes ubicadas en o detrás de ellos evidencia la existencia de EGMFs en estos sistemas, con intensidades del orden del μ G. Sin embargo, su topología es aún investigada, y no hay un consenso acerca de su origen. Los EGMFs podrían haberse originado en el Universo temprano, o bien en las mismas galaxias o sus núcleos activos (e.g., Govoni & Feretti, 2004, y sus referencias).

Además de los EGMFs, hay fundamentos teóricos para suponer que en grandes volúmenes del Universo existen IGMFs de origen cosmológico (Durrer & Nero-nov, 2013, y sus referencias). Una de las posibles formas de medir la intensidad y longitud de coherencia de estos campos es mediante el estudio de las cascadas electromagnéticas producidas por fotones γ de muy alta

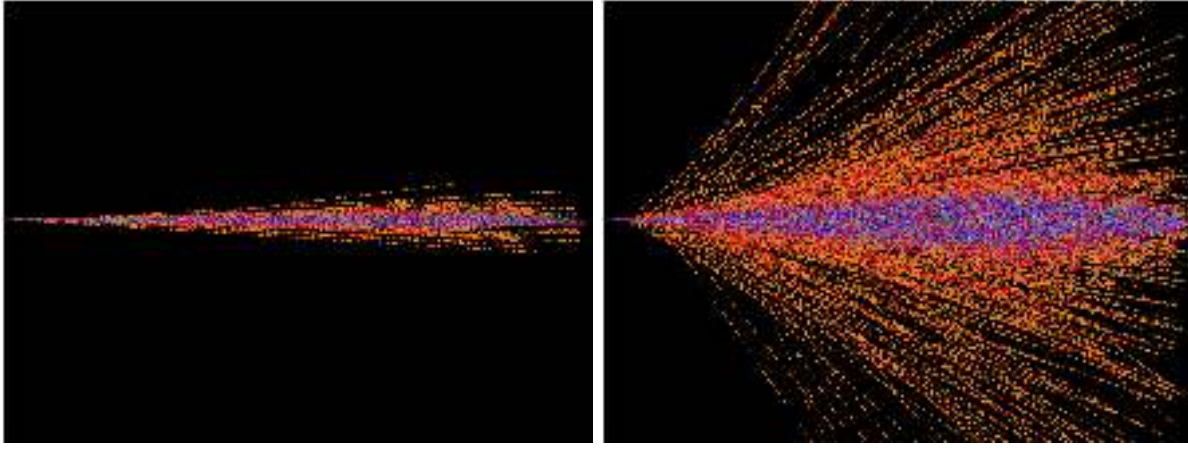


Figura 2: Desarrollo de una cascada a partir de fotones de 1 TeV en un campo magnético intergaláctico de 10^{-16} G (izquierda) y de 10^{-15} G (derecha). En azul se muestran las trayectorias de los electrones y positrones creados por interacción con el CMB, y en rojo las de los fotones. Nótese el aumento de la deflexión de los primeros al aumentar la intensidad del campo magnético, evidenciada por el ángulo de emisión de los fotones secundarios. La escala vertical es 10 veces la horizontal.

energía (TeV) emitidos por blázares. Estos fotones interactúan con el fondo cósmico de microondas (CMB) y el fondo de luz extragaláctica (EBL, e.g., Dwek & Krennrich, 2013) creando pares electrón-positrón. Estos generan nuevamente fotones γ mediante la dispersión Compton inversa con el CMB y el EBL, reiniciando el proceso. La presencia, como agentes de transporte de energía de la fuente al observador, de electrones y positrones que son deflectados y frenados por los IGMFs (Fig. 2), hace que la distribución angular, temporal, y el espectro de la fuente se vean modificados por la acción de estos últimos. El modelado del transporte de energía permite entonces obtener evidencia acerca de sus propiedades. Esta técnica ha sido aplicada recientemente, modelando el IGMF como un campo con una intensidad media constante y una orientación estocástica. Los resultados de estos trabajos han permitido poner cotas inferiores del orden de $10^{-18} - 10^{-16}$ G al valor de la intensidad del IGMF (Neronov & Vovk, 2010; Tavecchio et al., 2011; Dermer et al., 2011; Taylor et al., 2011).

El siguiente paso adelante en esta línea de investigación vendrá de la mano de la próxima generación de telescopios, tanto a altas como a bajas energías (Cherenkov Telescope Array, Square Kilometer Array, Low Frequency Array). Preparando el terreno para la interpretación de futuras observaciones, la investigación actual sigue dos caminos fundamentales. El primero consiste en la mejora de los métodos de modelado de las cascadas electromagnéticas, incluyendo una descripción más adecuada de los procesos fundamentales y una estimación más precisa de los campos de radiación con los que interactúa (e.g., EBL). Las cascadas son usualmente modeladas mediante simulaciones de tipo Monte Carlo (e.g., Protheroe, 1986), en las que por razones de complejidad o velocidad de cómputo se hacen simplificaciones al tratar ciertos procesos, como la deflexión magnética. La mejora de estos códigos de simulación numérica, y particularmente la eliminación de simplificaciones a través de un tratamiento *ab initio* de la física fundamental (e.g., Pellizza et al., 2010, 2015) es uno

de los avances recientes al respecto. El segundo camino consiste en la obtención de una descripción teórica más detallada de la topología e intensidad de los EGMFs e IGMFs. En este sentido, el desarrollo reciente de simulaciones cosmológicas de formación de estructura que incluyen campos magnéticos (e.g., Dolag & Stasyszyn, 2009) constituye un avance interesante. La combinación de ambos caminos es promisoría, ya que permitirá no solamente abordar la cuestión del origen y características de los campos magnéticos, sino también su influencia sobre la evolución de las distintas estructuras en el Universo.

3. Neutrones en jets de microquasares

Los MQs (Mirabel & Rodríguez, 1998) son sistemas binarios con un objeto compacto acretante, en los que se observa eyección de materia en forma de potentes chorros relativistas colimados, llamados *jets*. La identificación del objeto compacto (estrella de neutrones o agujero negro) y la comprensión del mecanismo de lanzamiento de los jets son problemas fundamentales de la Astrofísica Relativista. Respecto del segundo problema, investigaciones teóricas sugieren básicamente dos mecanismos posibles. En el primero, parte de la energía rotacional del agujero negro del MQ se transfiere al campo magnético circundante (producido por el disco de acreción), y escapa del sistema como un flujo de Poynting (i.e., esencialmente en forma de radiación electromagnética Blandford & Znajek, 1977). En el segundo, la presión magnética en la región interior del disco da al plasma la energía necesaria para escapar de la atracción gravitatoria del sistema (Blandford & Payne, 1982). Es posible que ambos mecanismos contribuyan al lanzamiento de los jets, ya sea en distintos estados espectrales de los MQs, en distintos tipos de jets (transitorios o continuos), o dependiendo de las propiedades del sistema (e.g., rotación del agujero negro).

La composición de los jets es otro de los problemas clave no resuelto (e.g., Romero & Vila, 2014, y sus re-

ferencias), y en parte está relacionado al del mecanismo de lanzamiento. El mecanismo de Blandford & Znajek (1977) produce jets cuyo contenido es mayormente radiación electromagnética, junto con una pequeña fracción de electrones y positrones relativistas, producidos por aniquilación de fotones (jets leptónicos). Por el contrario, el mecanismo de Blandford & Payne (1982) expulsa materia del disco, dando origen a jets dominados por un plasma de protones y electrones térmicos, con una pequeña componente relativista (jets hadrónicos). Por otra parte, la composición de los jets puede ser modificada por acción del entorno circundante. En los casos en que haya penetración del medio (por ejemplo, el viento estelar) en los jets, éstos podrían adquirir una componente hadrónica diferente a la inicial, e inclusive un mismo jet podría variar su composición a lo largo de su trayectoria (Romero & Vila, 2014; Vila et al., 2014).

En algunos MQs de alta masa (Cygnus X-1 y X-3) se ha detectado emisión γ , cuyo estudio provee información para la solución de los problemas mencionados. Por ejemplo, modelando el transporte de energía en las poblaciones de partículas relativistas para ajustar la SED γ observada, Pepe et al. (2015) han mostrado que es muy probable la existencia de una componente hadrónica en Cygnus X-1. Por otra parte, Romero & Vila (2008) han mostrado que MQs de baja masa con emisión γ hadrónica podrían dar cuenta de la población de fuentes no identificadas en el halo de nuestra galaxia. En esta línea, resulta particularmente interesante el modelado de otros portadores de energía, como los neutrinos. Éstos se producen en interacciones hadrónicas entre protones energéticos por un lado, y protones térmicos o fotones por el otro. Su detección aportaría evidencia de la existencia de protones relativistas en los jets de MQs. Reynoso & Romero (2009) han investigado el transporte de energía por parte de neutrinos creados en dichas interacciones, encontrando que éstos podrían ser detectados por telescopios como IceCube o KM3Net.

Otro caso de interés es la posible presencia de neutrones, que ocurriría en caso de existir protones en los jets. Los neutrones serían producidos en la interacción de protones relativistas con protones térmicos o con fotones, en los jets hadrónicos. La producción de neutrones en los jets de MQs no ha sido aún investigada en profundidad, aunque el proceso análogo ha sido explorado en los jets de AGNs (e.g., Kirk & Mastichiadis, 1989; Bednarek, 1992; Atoyan & Dermer, 2003). La dinámica de los neutrones es distinta a la de las partículas cargadas. Al no ser afectados por los campos magnéticos de los jets, pueden escapar más fácilmente del sistema. Por lo tanto, pueden transportar energía a distancias considerables de la fuente, antes de decaer en protones energéticos. El primer estudio de esta clase en MQs ha sido realizado recientemente por (Vila et al., 2014), para investigar la producción de neutrones en la corona. Estos autores sugieren que dicha producción podría modificar la composición de los jets mediante la inyección de protones producto del decaimiento de los neutrones. Por otra parte Pellizza et al. (2017, en preparación), resolviendo el transporte de energía en un modelo leptohadrónico con neutrones para el jet de Cygnus X-3, muestran que la producción local de neutrones dentro

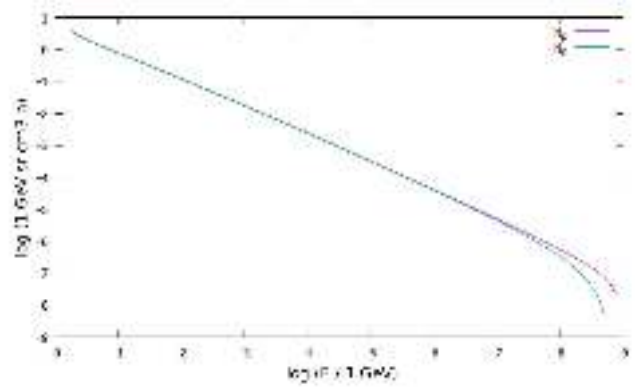


Figura 3: Densidad numérica de protones y neutrones por unidad de ángulo sólido y por intervalo de energía, en función de la energía de las partículas, calculada mediante un modelo leptohadrónico para el jet del microquasar Cygnus X-3. La población de neutrones transporta una fracción importante de la energía de los hadrones, y por lo tanto contribuye significativamente a la emisión γ .

del jet podría resultar en una densidad comparable a la de protones (Fig. 3), y por lo tanto contribuir significativamente a la emisión γ .

Una línea promisoría en estas investigaciones es la simulación del transporte de energía debido a la propagación de los neutrones fuera del jet, y su interacción con protones térmicos (e.g., del viento estelar). La emisión γ así producida debería tener características particulares, sobre todo en su extensión espacial y su correlación temporal con la emisión primaria del jet. Es de esperar entonces que provea evidencia independiente de la composición de este último. Realizar predicciones sobre dicha emisión requiere de simulaciones numéricas de transporte *ab initio* (e.g., Pellizza et al., 2010, 2015), debido al alto grado de anisotropía de los campos de radiación y materia con los que interactúan los neutrones fuera del jet.

4. Reionización del Universo

La reionización es una de las principales transiciones de fase cosmológicas. Aproximadamente 0.4 Myr después del Big Bang, la formación de hidrógeno neutro (HI) a partir del plasma ionizado del Universo permitió la propagación libre de la radiación (e.g., Peacock, 1999). Por otra parte, las observaciones sugieren que aproximadamente 1 Gyr después, el Universo se encontraba nuevamente ionizado (e.g., Loeb, 2010). Las causas y la forma en que se desarrolló el proceso de reionización del Universo aún son tema de debate. La visión predominante es que la mayor fuente ionizante fue la radiación ultravioleta producida por las estrellas masivas formadas en las primeras galaxias. Sin embargo, observaciones de las galaxias más distantes detectadas sugieren que la contribución de las galaxias primordiales no habría sido suficiente para ionizar grandes volúmenes del medio intergaláctico (IGM, Bouwens et al., 2010).

Algunos autores han propuesto que las fuentes de radiación X podrían contribuir a la reionización. La ra-

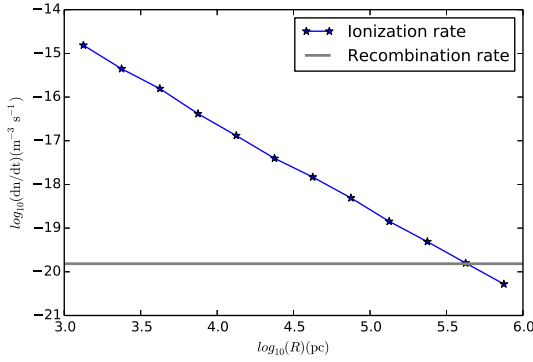


Figura 4: Tasa de ionización producida por electrones energéticos de un MQ con una luminosidad de $10^{40} \text{ erg s}^{-1}$ en el centro de una galaxia primordial a redshift $z = 10$, obtenida mediante simulaciones Monte Carlo. La tasa de ionización supera a la de recombinación en varios órdenes de magnitud dentro de un radio de $\sim 0.1 \text{ Mpc}$ de la fuente, sugiriendo que los MQs podrían ser una fuente importante de reionización en el entorno cercano de las galaxias.

diación X tiene un camino libre medio en el IGM mayor al de la radiación ultravioleta, y además cada fotón X puede ionizar mayor cantidad de átomos de HI. Madau et al. (2004) han sugerido que la radiación X podría provenir de agujeros negros primordiales de masa intermedia a redshifts $z > 10$. Por otra parte, Mirabel et al. (2011) han propuesto que las binarias de rayos X de alta masa formadas en las poblaciones estelares de las primeras galaxias también podrían contribuir. Esta última propuesta es interesante debido a que en el Universo temprano las poblaciones de binarias X deberían haber sido más numerosas, de acuerdo a investigaciones recientes (e.g., Kaaret et al., 2011; Fragos et al., 2013; Brorby et al., 2014; Douna et al., 2015). Sin embargo, cálculos detallados de la ionización producida por la radiación X de estas fuentes en el IGM sugieren que su contribución es marginal (Madau & Fragos, 2017).

Una alternativa interesante viene dada por la emisión de partículas ionizantes por parte de diversos sistemas astrofísicos. Leite et al. (2017) han investigado la contribución de los rayos cósmicos producidos por SNRs, encontrando que ésta también es marginal. La emisión γ de los MQs evidencia la existencia de electrones energéticos en los jets, una parte de los cuales puede escapar del sistema (Heinz & Sunyaev, 2002). La contribución de estos electrones a la reionización puede analizarse investigando cómo transportan energía a través de las galaxias primordiales, y la inyectan luego al IGM. En este caso, la correcta descripción de los distintos procesos de interacción entre los electrones y los diversos campos presentes (dispersión Compton inversa, Bremsstrahlung, ionización, excitación, dispersión elástica, etc., Valdés & Ferrara, 2008; Valdés et al., 2010) es crucial. Resultados preliminares recientes obtenidos con una combinación de técnicas Monte Carlo sugieren que el efecto de reionización por electrones sería apreciable en el entorno cercano de las galaxias. (Fig 4; Douna et al. 2017, en preparación).

5. Perspectivas

En las secciones anteriores presentamos un panorama de diversos problemas de actualidad en Astrofísica Relativista y Cosmología, cuyo denominador común es que su solución requiere del análisis del transporte de energía por parte de partículas relativistas (protones, electrones, fotones, etc.). Dicho panorama deja clara la importancia de una comprensión acabada de este proceso. Para la interpretación de las nuevas y futuras observaciones, por otra parte, es necesario modelar los detalles del proceso de la forma más precisa posible, lo que requiere el desarrollo de técnicas cada vez más elaboradas.

En general, desde hace décadas se han utilizado dos tipos de técnicas para el cálculo del transporte a altas energías. Por un lado, es posible realizar la integración directa de las ecuaciones de transporte, a través de técnicas analíticas o numéricas. Por su naturaleza, este conjunto de técnicas está limitada a sistemas con alto grado de simetría, o en los que se puedan hacer hipótesis que simplifiquen el problema para obtener ecuaciones tratables. Esto incluye, entre otros, la aproximación de las secciones eficaces de las distintas interacciones, la eliminación de las dimensiones espaciales transversales a la dirección principal de transporte, o el tratamiento aproximado de dichas dimensiones. Este tipo de técnicas es mayormente útil cuando se busca determinar la emisión primaria del sistema bajo estudio.

El segundo tipo de técnicas consiste en realizar simulaciones de tipo Monte Carlo. En éstas, se muestrea al azar un conjunto de partículas de una distribución primaria, y se evoluciona cada una de ellas siguiendo las interacciones que sufre con los campos externos. La distribución resultante describe el resultado del transporte de energía. Esta técnica, más adecuada al estudio del transporte fuera de las fuentes, no está exenta de los problemas mencionados anteriormente. El costo computacional de las simulaciones usualmente requiere realizar aproximaciones similares a las descritas en el párrafo anterior. Por otra parte, es difícil implementar el transporte en presencia de campos magnéticos, dado que las simulaciones Monte Carlo clásicas están diseñadas para la propagación rectilínea de las partículas.

El hecho de que en muchos de los problemas actuales intervengan campos magnéticos, y campos de radiación o materia altamente anisótropos y con bajo grado de simetría, nos motivó a desarrollar una nueva técnica de simulación para el tratamiento del problema de transporte (Pellizza et al., 2010, 2015). La misma combina esencialmente el esquema de las simulaciones de dinámica molecular (o N-body, como suelen llamarse cuando la interacción dominante es la gravedad) con el esquema Monte Carlo clásico. De este modo permite obtener una descripción tridimensional del transporte, aún en sistemas sin simetría, y sin requerir aproximaciones específicas para las direcciones de menor relevancia. Además, agrega el uso de técnicas de integración Monte Carlo para evitar aproximar los cálculos de las secciones eficaces de interacción, permitiendo el uso de las expresiones exactas de las mismas. Esta técnica, aún en desarrollo, ya ha mostrado resultados promisorios en el abordaje de problemas que, por su naturaleza, no están al alcance de

las técnicas clásicas.

Referencias

- Atayan A. M., Dermer C. D., 2003, *ApJ*, 586, 79
 Bednarek W., 1992, *A&A*, 264, 331
 Blandford R. D., Payne D. G., 1982, *MNRAS*, 199, 883
 Blandford R. D., Znajek R. L., 1977, *MNRAS*, 179, 433
 Bouwens R. J., et al., 2010, *ApJL*, 709, L133
 Brorby M., Kaaret P., Prestwich A., 2014, *MNRAS*, 441, 2346
 Dermer C. D., et al., 2011, *ApJL*, 733, L21
 Dolag K., Stasyszyn F., 2009, *MNRAS*, 398, 1678
 Douna V. M., et al., 2015, *A&A*, 579, A44
 Durrer R., Neronov A., 2013, *A&A Rev.*, 21, 62
 Dwek E., Krennrich F., 2013, *Astroparticle Physics*, 43, 112
 Fragos T., et al., 2013, *ApJL*, 776, L31
 Ginzburg V. L., Syrovatskii S. I., 1964, *The Origin of Cosmic Rays*
 Govoni F., Feretti L., 2004, *International Journal of Modern Physics D*, 13, 1549
 Heinz S., Sunyaev R., 2002, *A&A*, 390, 751
 Hinton J. A., Hofmann W., 2009, *ARA&A*, 47, 523
 Kaaret P., Schmitt J., Gorski M., 2011, *ApJ*, 741, 10
 Kirk J. G., Mastichiadis A., 1989, *A&A*, 213, 75
 Leite N., et al., 2017, *MNRAS*, 469, 416
 Loeb A., 2010, *How Did the First Stars and Galaxies Form?*
 Madau P., Fragos T., 2017, *ApJ*, 840, 39
 Madau P., et al., 2004, *ApJ*, 604, 484
 Mirabel I. F., Rodríguez L. F., 1998, *Nature*, 392, 673
 Mirabel I. F., et al., 2011, *A&A*, 528, A149
 Neronov A., Vovk I., 2010, *Science*, 328, 73
 Peacock J. A., 1999, *Cosmological Physics*
 Pellizza L. J., Orellana M., Romero G. E., 2010, *International Journal of Modern Physics D*, 19, 671
 Pellizza L. J., et al., 2015, in Vila G. S., Vieyro F. L., Fabris J. C., eds., *AAA Workshop Series Vol. 7, Proceedings of the 2nd. Argentinian-Brazilian Meeting on Gravitation, Relativistic Astrophysics and Cosmology*. pp 123–128
 Pepe C., Vila G. S., Romero G. E., 2015, *A&A*, 584, A95
 Protheroe R. J., 1986, *MNRAS*, 221, 769
 Reynoso M. M., Romero G. E., 2009, *A&A*, 493, 1
 Romero G. E., Vila G. S., 2008, *A&A*, 485, 623
 Romero G. E., Vila G. S., eds., 2014, *Introduction to Black Hole Astrophysics Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag Vol. 876
 Tavecchio F., et al., 2011, *MNRAS*, 414, 3566
 Taylor A. M., Vovk I., Neronov A., 2011, *A&A*, 529, A144
 Valdés M., Ferrara A., 2008, *MNRAS*, 387, L8
 Valdés M., Evoli C., Ferrara A., 2010, *MNRAS*, 404, 1569
 Vila G. S., Vieyro F. L., Romero G. E., 2014, in *International Journal of Modern Physics Conference Series*. p. 1460191



LIGO detections and the birth of Gravitational Wave Astronomy

Mario C. Díaz¹ on behalf of the LIGO Scientific Collaboration and the Virgo Collaboration and the TOROS collaboration

¹ *Center for Gravitational Wave Astronomy,
The University of Texas Rio Grande Valley, Brownsville, TX, USA*

Contacto / mario.diaz@utrgv.edu

Resumen / La siguiente es una reseña de las primeras detecciones de ondas gravitacionales hechas por LIGO y anunciadas durante 2016 y del significado que tienen indicando el nacimiento de la astronomía de ondas gravitacionales. Describimos brevemente los resultados y las posibles implicaciones astrofísicas de las mismas e informamos también sobre los esfuerzos llevados a cabo para seguir electromagnéticamente las señales durante estas primeras detecciones. Informamos asimismo sobre la participación de instalaciones y astrónomos argentinos en este esfuerzo.

Abstract / This is a review of the LIGO first gravitational wave detections announced during 2016 and the signification they have as the birth of gravitational wave astronomy. We describe briefly the results, some of its possible astrophysical implications, and also report about the electromagnetic follow-up efforts during the first detection. We give account also of the participation of observational facilities and astronomers from Argentina in this effort.

Keywords / gravitational waves

1. Introducción

El 14 de setiembre de 2015 a las 09:50:45 UTC, los observatorios de LIGO Hanford, en el estado de Washington, y de Livingston, Louisiana, ambos en los EEUU, detectaron una señal coincidente: GW150914 (Abbott et al., 2016c). La señal fue observada con una tasa de señal-ruido de 24 (con el método de ajuste por filtros) y una falsa alarma estimada en menos de 1 evento en 203,000 años, equivalente a una relevancia mayor que 5.1σ . Desde la formulación de la teoría de la gravedad en 1915 (Einstein, 1915) y la predicción de la existencia de ondas gravitacionales (OG) (Einstein & Sitzungsber, 1916) han transcurrido cien años. Una historia plena de confusiones y frustraciones que debió esperar la madurez de las tecnologías apropiadas y los descubrimientos astrofísicos experimentales y teóricos que abrieran el camino a este triunfo científico. Es oportuno señalar en esta monografía el contacto que la astronomía argentina tiene con esta historia en la figura de Guido Beck quien emigró a la Argentina en 1943 y fue instrumental en la formación de físicos y astrónomos en ese país: él fue el autor de la primera solución de las ecuaciones de Einstein de campo débil representando radiación gravitacional con simetría cilíndrica (Beck, 1925). A las dudas y vacilaciones en el desarrollo de la teoría que por cerca de cincuenta años experimentó la comunidad científica trabajando en este campo, los últimos tramos del siglo veinte y el comienzo de este fueron testigos de una serie de desarrollos en el terreno experimental y teórico que fueron cruciales para allanar el camino que llevara a este descubrimiento. Los trabajos de Joseph

Weber (Weber, 1967) motivaron a una generación de físicos experimentales a probar nuevas tecnologías y a confiar en el futuro de la detección de ondas gravitacionales como una meta alcanzable y realista. Los estudios de Hulse y Taylor del pulsar binario PSR 1913+16 (Hulse & Taylor, 1975; Taylor & Weisberg, 1982) demostraron la existencia de fuentes compactas perdiendo energía gravitacional a una tasa consistente con la emisión de radiación gravitacional. Y ya en este siglo el trabajo computacional de generaciones de científicos trabajando en el campo de la relatividad numérica daban sus frutos en la obtención de modelos realistas de la fusión de agujeros negros por primera vez. (Pretorius, 2005; Campanelli et al., 2006; Baker et al., 2006) El profundo mérito científico de esta primera detección reside en demostrar la existencia de sistemas de agujeros negros binarios con masas estelares. Además constituye la primera detección directa de ondas gravitacionales y, la primera observación de una fusión de un sistema binario de agujeros negros. Una segunda detección se produjo el 26 de diciembre de 2016 (Abbott et al., 2016b). En este caso la señal observada correspondió también a la fusión de un sistema binario de agujeros negros. En lo que resta de este trabajo presentaremos las principales características de los sistemas detectados, y discutiremos su relevancia astrofísica, particularmente en el contexto de la teoría de evolución estelar (sección 2). Seguidamente discutiremos el esfuerzo coincidente de diferentes grupos de astrónomos en observar la posible existencia de contrapartidas electromagnéticas asociadas a los eventos detectados por LIGO. Para finalizar describiremos

las observaciones de seguimiento desarrollados en la Argentina por el proyecto TOROS y discutiremos algunas de sus características.

2. Algunos aspectos de las primeras detecciones y sus implicaciones astrofísicas

La detección de GW150914 fue obtenida durante varias horas de operación continua antes y después del evento. La sensibilidad promedio y el ruido “flotante” instrumental (en la jerga de los instrumentistas también se denomina la “respiración” del detector) fueron típicos de este ciclo. La susceptibilidad a las perturbaciones ambientales fueron controladas generando excitaciones magnéticas, de radio-frecuencia, acústicas, y excitaciones vibratorias controladas. Los sensores ambientales no registran perturbaciones durante el mismo. Las fluctuaciones ambientales constituyen solo un 6% de la amplitud de tensión (canal principal) durante el evento. Y asimismo no hay evidencia de correlaciones temporales de perturbaciones instrumentales entre los dos detectores. En total para el análisis de la señal fueron utilizados 16 días de observaciones coincidentes entre los dos detectores de LIGO del 12 de septiembre al 20 de octubre del 2015 utilizados para el análisis. GW150914 es detectada por dos métodos independientes: Uno está optimizado para la detectar la coalescencia de sistemas binarios compactos, usando el método de ajuste por filtros (match filtering, ver i.e. (ver Abbott et al., 2016c, y referencias allí citadas)) con plantillas de onda obtenidas de la teoría de la relatividad general y sus aproximaciones postnewtonianas. La otra búsqueda apunta a un rango de señales transitorias, con suposiciones mínimas sobre las formas de onda. (burst pipeline). A los eventos se le asigna un significado estadístico que establece un rango de probabilidades de ser una onda gravitacional. La relevancia del candidato se determina por la búsqueda de fondo -la tasa a la que el ruido del detector produce eventos con un valor estadístico igual o mayor al evento considerado. El fondo se estima de manera diferente para la dos búsquedas, pero las dos utilizan la técnica de desplazamiento temporal : los valores temporales de los datos de un detector son desplazados por una cantidad que es mayor que el tiempo de propagación de la luz entre los dos sitios, y un nuevo conjunto de eventos se produce con este conjunto de desplazamientos temporales. Si una señal en un detector coincide con los desplazamientos temporales de ruido en el otro, se adiciona a la estimación del fondo. Esto conduce a una sobreestimación del ruido de fondo y a una valoración más conservadora del significado de los candidatos. GW150914 se encontró de esta manera con una probabilidad mayor a 4.6σ en el caso de búsquedas amorfas y mayor a 5.1σ en el caso del ajuste for filtros. Los parámetros físicos de las señales en el caso de GW150914 distinguen la fusión de un agujero negro (AN) de $36^{+5}_{-4}M_{\odot}$ con otro de $29^{+4}_{-4}M_{\odot}$ resultando en uno final de $62^{+4}_{-4}M_{\odot}$. GW151226 por otro lado si bien se encontró con una probabilidad mayor a 5σ con el método de ajuste for filtros, fue obtenida con una cociente de señal a ruido de

solo 13 (casi la mitad de GW150914). Para GW151226 los parámetros físicos fueron los siguientes: un AN de $14.2^{+8.3}_{-3.7}M_{\odot}$ se fusionó con otro de $7.5^{+2.3}_{-2.3}M_{\odot}$ resultando en uno final de $20.8^{+6.1}_{-1.7}M_{\odot}$. Desde el punto de vista astrofísico estos resultados pueden ser comparados con los agujeros negros observados hasta la fecha. Cygnus X-1, el primer AN fehacientemente establecido como tal, fue descubierto en 1972. Observaciones dinámicas de su estrella compañera (una masiva supergigante *B0*) mostraron que la fuente compacta de rayos-X poseía una masa mas grande que las que se aceptan como posible para estrellas de neutrones y debía ser por lo tanto un AN. En 1986 una nueva clase de agujeros negros en sistemas binarios fue descubierta con características distintas a las de Cygnus X-1: la compañera óptica es una estrella de baja masa y la fuente de rayos-X oscila entre períodos de actividad explosiva -que pueden durar hasta un año- y de larga quietud. Se cuentan aproximadamente unas 16 fuentes de este tipo (sistemas que emiten rayos-X y que contienen una fuente compacta que se piensa con seguridad que es un agujero negro. Todas estos agujeros negros se denominan genéricamente ANs-XRBs(McClintock, 2004)

Se consideran que existen en total unos 22 AN -XRBs con mediciones dinámicas confirmadas de sus masas , 19 de ellos en nuestra galaxia. La mayoría de estos sistema tienen, AN con masas $5 - 10M_{\odot}$, mientras algunos tienen masas en el rango de $10 - 20M_{\odot}$ (Farr et al., 2011). Todos estos sistemas has sido observados en zonas de baja densidad estelar. En cambio los agujeros negros asociados a GW150914 y a GW151226 son más masivos que los agujeros negros asociados a XRBs (Fig. 1).

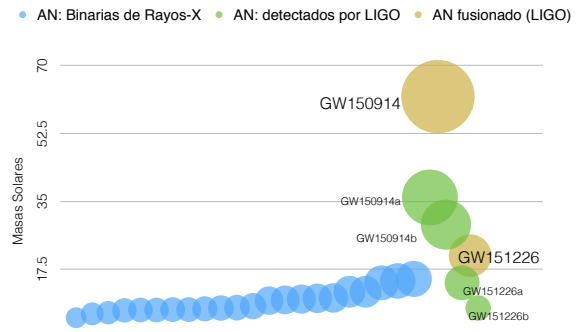


Figura 1: Agujeros negros observados

En particular el agujero negro resultante de la coalescencia de GW150914 provee una evidencia clara de la existencia de ANs “pesados” (i.e. con masas mayores a $25M_{\odot}$). Este descubrimiento implicaría la existencia de vientos estelares masivos relativamente débiles y posiblemente indicando que GW150914 se formó en un hábitat con metalicidades inferiores a la mitad del valor solar. Esta observación es también consistente con los valores más altos de predicciones ($\gtrsim 1Gpc^{-3}yr^{-1}$) en los distintos tipos de modelos de formación. El bajo *redshift* ($z \simeq 0.1$) de GW150914 y la inferencia de una

baja metalicidad del progenitor estelar implica dos posibilidades: ya sea que la formación de agujeros negros binarios se produce en sistemas galácticos de baja masa en el universo local y sufre una fusión temprana o que estos sistemas se forman a *redshifts* más altos con un retraso temporal desde la formación a la fusión de varios *Gyr* (Abbott et al., 2016a).

3. Seguimiento Electromagnético

La red de interferómetros de detección de ondas gravitacionales avanzados constituida por los observatorios de LIGO (LIGO Scientific Collaboration et al., 2015), que iniciaron operaciones en Setiembre del 2015 y el observatorio de VIRGO (Acernese et al., 2015), que se espera que inicien operaciones durante el año 2016, fueron designados con la capacidad de detectar OG emitidas por la fusión de estrellas de neutrones y/o ANs en sistemas binarios a distancias de cientos de Mpc (ver Abbott et al., 2016d, y referencias allí citadas). En anticipación de la operación de esta red, el 6 de junio de 2013 la colaboración LIGO-VIRGO (LVC) emitió un llamado * a la comunidad astronómica mundial a participar en observaciones de mensajeros-múltiples de los eventos astrofísicos registrados por los detectores de OG, utilizando un vasto rango de telescopios e instrumentos de la astronomía “tradicional”.

Durante las primeras detecciones, las alarmas anunciando la existencia de observaciones de posibles candidatos serán compartidas solo con los grupos de astrónomos que hayan firmado un Memorandum de Entendimiento (MoU, por sus siglas en inglés) con LVC, involucrando un acuerdo sobre productos científicos, e información sobre las observaciones conducidas. Se espera que la fusión de objetos compactos que contienen al menos una estrella de neutrones tendrá asociada radiación electromagnética producida durante el evento.

Esta contrapartida electromagnética (EM), originada en la interacción del material eyectado con el medio abundante en neutrones, puede variar desde estallidos de rayos-gamma (GRB) de corta duración a emisiones en el rango óptico-infrarrojo cercano (kilonova y GRBs de corta luminosidad -“afterglows”-) y en el de longitudes de onda de radio (e.g., Li & Paczyński, 1998; Nakar & Piran, 2011; Metzger & Berger, 2012; Barnes & Kasen, 2013; Berger, 2014; Cowperthwaite & Berger, 2015). La detección simultánea de un evento de estas características por observatorios EM y de OG podrían proporcionar una interpretación astrofísica del mismo más comprehensiva y completa, por ejemplo produciendo estimaciones de la distancia y de la escala de energía del evento.

4. Observaciones de TOROS

La colaboración científica TOROS se formó con el objetivo de participar en los seguimientos de las alarmas de LIGO-VIRGO. TOROS son las siglas de “Transient Optical Robotic Observatory of the South” (TOROS; Benacquista et al., 2014), cuyo objetivo original es la

*<http://www.ligo.org/scientists/GWEMAlerts.php>



Figura 2: Localización aproximada de GW150914, crédito de imagen: LIGO/Axel Mellinger

instalación de un telescopio de campo de visión ancho en la planicie de Atacama en la zona noroeste de Argentina (Renzi et al., 2009; Tremblin et al., 2012). La colaboración se propuso utilizar otros recursos independientemente de la construcción de esta facilidad. El 5 de abril de 2014, la colaboración TOROS firmó un MoU con LVC y participó durante la primera observación científica de los interferómetros de OG de Setiembre de 2015 a Enero de 2016. Dos instalaciones estuvieron disponibles durante la campaña: un telescopio Schmidt-Cassegrain de 0.4m en Cordón Macón y el telescopio de 1.5 m de la Estación Astrofísica Bosque Alegre (EABA) en Córdoba, Argentina. Como se informó al comienzo de este informe el 14 de Setiembre de 2015 a las 09:50:45 UT, la red de los detectores de LIGO detectó un candidato de evento de OG de alta confiabilidad el que fue designado GW150914. La colaboración proveyó dos mapas indicando la probabilidad de localización de la fuente cubriendo todo el cielo (LVC había preparado varios análisis de baja latencia para recibir y procesar señales de OG). Estos mapas, “coherent Wave Burst” (cWB; Klimenko et al., 2016) y “Omicron+LALInference Burst” (oLIB; Lynch et al., 2015) estaban optimizados para encontrar señales sin modelo previo. El primero, un análisis de localización rápida inspecciona por exceso de potencia entre los dos detectores y el segundo busca una señal con un contenido Seno-gaussiano. Los mapas proveen localización inicial con un 50 % y 90 % de regiones de credibilidad abarcando alrededor de 200 y 750 grados cuadrados respectivamente (Singer, 2015, GCN#18330).

TOROS comenzó a observar inmediatamente luego de recibir la circular GCN y aseguró la primera época de observaciones el 16 & 17 de Setiembre de 2015. Se obtuvo una segunda época de imágenes el 5 y 6 de diciembre de 2015 con el objetivo de utilizarlas de referencia en los análisis de fotometría diferencial. Se utilizó una cámara Apogee Alta U9 con un cam-

Tabla 1: Galaxias observadas

Date	ID	D(Mpc)
2015-09-16	IC1933	17.45
2015-09-16	NGC1529	54.76
2015-09-16	IC2038	7.00
2015-09-16	IC2039	7.63
2015-09-17	ESO058-018	52.23
2015-09-17	ESO084-015	14.99
2015-09-17	ESO119-005	9.73
2015-09-17	NGC1559	12.59
2015-09-17	PGC016318	9.54
2015-09-17	PGC269445	54.83
2015-09-17	PGC280995	55.08
2015-09-17	PGC128075	63.71
2015-09-17	PGC381152	13.26
2015-09-17	PGC075108	13.29

po de visión (FoV) de $12'7 \times 8'5$ y una escala de placa efectiva de $0'75 \text{ pix}^{-1}$ luego de aplicar un “binning” de 3×3 . Dado que intentamos maximizar nuestra sensibilidad condujimos observaciones sin filtro (“luz blanca”) cubriendo un rango de $0.35 < \lambda/\mu\text{m} < 1$. Obtuvimos exposiciones individuales de 60 s con un “seeing” cuya mediana (FWHM) fue de $(2.8 \pm 0.6)''$. Obtuvimos 10 imágenes por campo alcanzando magnitudes límites (5σ) de $r = 21.7 \pm 0.3 \text{ mag}$ (ver (Díaz et al., 2016)). Las regiones de localización de LIGO se extienden por cientos de grados cuadrados (ver Fig. 2) y varían dependiendo del algoritmo. Por ejemplo un area 90 % localización creible para el algoritmo de cWB cubre 310 grados cuadrados mientras que otros algoritmos se extienden por hasta 750 grados cuadrados (ver tabla 1 en Abbott et al., 2016e). Independientemente de esta propiedad de los mapas todos ellos son consistentes con un arco ancho y largo en el hemisferio sur con una extensión muy pequeña en el hemisferio norte. El algoritmo cWB utilizado para las estimaciones mapas certeros para señales de AN binarios, pero subestima la extensión de las regiones de alta confiabilidad (Essick et al., 2015). En la Fig. 3 se muestran las galaxias observadas (Ver Tabla 1. Como se puede ver en Fig. 3, la adopción de mapas generados por algoritmos alternativos (no disponibles al momento de nuestro análisis) reduce significativamente la fracción de alta confiabilidad para la región observado con nuestro pequeño FoV.

Trabajos previos (Nuttall & Sutton, 2010; Abadie et al., 2012; Hanna et al., 2014) han mostrado que la utilización de catálogos galácticos incrementa la probabilidad de encontrar una contrapartida electromagnética en el caso de eventos de fusiones de sistema binarios de estrellas de neutrones o de estrella de neutrón y AN. TOROS optimizó su análisis para el pequeño FoV seleccionando para ser observadas galaxias cercanas que tuvieran la mayor probabilidad de albergar el evento. Las probabilidades estaban basadas en los valores de los píxeles en el mapa cWB inicial que contenían las coordenadas de una dada galaxia. Se utilizó el Catálogo Galáctico de OG (GWGC; White et al., 2011), que es una compilación de catálogos homogeneizados en una lista de $\sim 53,000$ galaxias dentro de 100 Mpc (con incompleteness comenzando a $D \sim 40 \text{ Mpc}$). La tabla 1 lis-

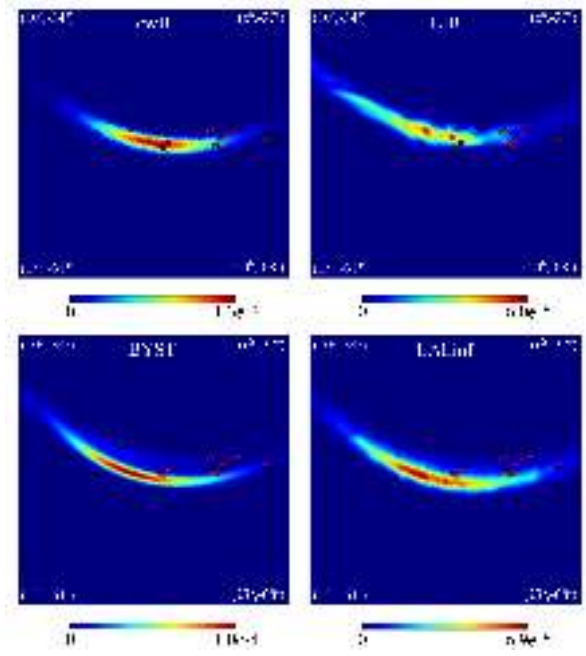


Figura 3: Mapas de probabilidad de localización de GW150914 generados por los distintos algoritmos de LIGO, indicando la ubicación de las galaxias observadas (puntos rojos, ver Díaz et al., 2016)

ta las galaxias observadas con este criterio. El GWGC provee distancias confiables, magnitudes azules y otras propiedades. La selección se efectuó utilizando un “calendario” ad hoc (un modulo en Python en la “pipeline” de TOROS). La lista de criterios del calendario fue la siguiente: (1) visibilidad desde nuestra ubicación ($30^\circ > \delta > -70^\circ$), (2) magnitud aparente $B \leq 21 \text{ mag}$, y (3) distancia $D < 60 \text{ Mpc}$. El corte en magnitud absoluta esta motivado por la expectativa que en el universo cercano la distribución de estrellas de neutrones binarias y ANs, debido a la corta duración de las escalas temporales de fusión, debería seguir la formación de estrellas recientes (ver i.e Phinney, 1991; Belczynski et al., 2002). Una vez que se ha establecido una relación entre los mapas de cielo de LIGO y las galaxias de acuerdo a los filtros aplicados, se establece un ranking asignando probabilidades individuales $P_{g,i}$ (donde i refiere al pixel del mapa de cielo que contiene a la galaxia de orden g). De esta manera podemos priorizar los blancos de acuerdo a la localización en los mapas y a su visibilidad. Un último recaudo consiste en asegurarse que los blancos son observados en un campo de tamaño $\sim 5 \text{ kpc}$, que corresponde distancia mediana de separación de los GRBs temporales cortos de sus galaxias de origen observados luego de luminiscencias ópticas (Church et al., 2011; Fong & Berger, 2013; Berger, 2014). Este requisito obligó a cubrir con mas de una imagen las areas de ciertos blancos. Fueron observados un total de 21 campos cubriendo 14 galaxias. Estas correspondieron a $\sim 4.4\%$ de las galaxias huéspedes que podrían haber sido observadas siguiendo el criterio detallado más arriba y que están incluidas en el GWGC. EL catálogo se considera completo en un 80 % hasta 60 Mpc -criterion 2- (White

et al., 2011).

Las observaciones obtenidas fueron analizadas por dos implementaciones distintas de algoritmos de diferenciación. Para una descripción detallada del análisis de los datos obtenidos remitimos al lector interesado a (Díaz et al., 2016). Luego de procesar las imágenes se aplicó un algoritmo de “Random-Forest”- para discriminar entre candidatos reales y ficticios. No se encontró ningún evento transitorio genuino en el área relevada hasta una magnitud límite de $r = 21.7$ mag (AB) con una certeza de 5σ .

5. Conclusión

En este informe se ha hecho una reseña de las primeras detecciones de ondas gravitacionales hechas por LIGO y anunciadas durante 2016 y del significado que tienen indicando el nacimiento de la astronomía de ondas gravitacionales. Describimos brevemente los resultados y las posibles implicaciones astrofísicas de estas observaciones e informamos también sobre los esfuerzos llevados a cabo para seguir electromagnéticamente las señales durante estas primeras detecciones. Seguidamente informamos sobre las observaciones conducidas por la colaboración TOROS y de la participación de instalaciones y astrónomos argentinos en este esfuerzo. En este último caso el resultado se comprobó consistente con la detección de LIGO de la fusión de un sistema binario de agujeros negros por el que no esperaba una contrapartida electromagnética. Adicionalmente las observaciones conducidas por TOROS (ningún evento transitorio observado) fueron también consistentes con la tasa esperada de eventos transitorios en particular. La relevancia de estas observaciones reside en demostrar la utilidad de observaciones de seguimiento con instrumentos con campos limitados de visión.

5.1. Agradecimientos

Agradecimientos: Agradezco a todos los miembros de los Comités Organizadores Local y Científico de la última Reunión de la A.A.A. por su invitación a presentar este informe.

Referencias

Abadie J., et al., 2012, A&A, 541, A155
 Abbott B. P., et al., 2016a, ApJL, 818, L22
 Abbott B. P., et al., 2016b, Physical Review Letters, 116, 241103
 Abbott B. P., et al., 2016c, Physical Review Letters, 116, 061102
 Abbott B. P., et al., 2016d, Living Reviews in Relativity, 19
 Abbott B. P., et al., 2016e, Astrophysical Journal Supplement Series, 225, 8
 Acernese F., et al., 2015, Classical and Quantum Gravity, 32, 024001
 Baker J. G., et al., 2006, Physical Review Letters, 96, 111102
 Barnes J., Kasen D., 2013, ApJ, 775, 18
 Beck G., 1925, Zeitschrift für Physik, p. 713
 Belczynski K., Kalogera V., Bulik T., 2002, ApJ, 572, 407
 Benacquista M., et al., 2014, in EAS Publications Series. pp 357–358

Berger E., 2014, ARA&A, 52, 43
 Campanelli M., et al., 2006, Physical Review Letters, 96, 111101
 Church R. P., et al., 2011, MNRAS, 413, 2004
 Cowperthwaite P. S., Berger E., 2015, ApJ, 814, 25
 Díaz M. C., et al., 2016, ApJL, 828, L16
 Einstein A., Sitzungsber K., 1916, Preuss. Akad. Wiss., p. 688
 Einstein A., 1915, Königlich Preußische Akademie der Wissenschaften (Berlin). Sitzungsberichte (1915), pp 844–847
 Essick R., et al., 2015, ApJ, 800, 81
 Farr W. M., et al., 2011, ApJ, 741, 103
 Fong W., Berger E., 2013, ApJ, 776, 18
 Hanna C., Mandel I., Voudsen W., 2014, ApJ, 784, 8
 Hulse R. A., Taylor J. H., 1975, ApJL, 195, L51
 Klimentenko S., et al., 2016, PRD, 93, 042004
 Li L.-X., Paczyński B., 1998, ApJL, 507, L59
 LIGO Scientific Collaboration et al., 2015, Classical and Quantum Gravity, 32, 074001
 Lynch R., et al., 2015, ArXiv e-prints
 McClintock J., 2004, in APS April Meeting Abstracts.
 Metzger B. D., Berger E., 2012, ApJ, 746, 48
 Nakar E., Piran T., 2011, Nature, 478, 82
 Nuttall L. K., Sutton P. J., 2010, Physical Review D, 82, 102002
 Phinney E. S., 1991, ApJL, 380, L17
 Pretorius F., 2005, Physical Review Letters, 95, 121101
 Renzi V., et al., 2009, Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina, 52, 285
 Singer L., 2015, GRB Coordinates Network, 18330
 Taylor J. H., Weisberg J. M., 1982, ApJ, 253, 908
 Tremblin P., et al., 2012, A&A, 548, A65
 Weber J., 1967, Physical Review Letters, 18, 498
 White D. J., Daw E. J., Dhillon V. S., 2011, Classical and Quantum Gravity, 28, 085016

Comparación del funcionamiento entre PMT y SiPM para la detección de Cherenkov atmosférico en el Complejo Astronómico El Leoncito

L. D. Yelós¹, F. Suarez^{1,2} & B. García^{1,3}

¹ Instituto en Tecnologías de Detección y Astropartículas, CNEA-CONICET-UNSAM, Argentina

² Facultad Regional Buenos Aires, UTN, Argentina

³ Facultad Regional Mendoza, UTN, Argentina

Contacto / diana.yelos@iteda.cnea.gov.ar

Resumen / Los descubrimientos más recientes en astronomía de rayos gamma, cuyas energías están entre los 50 GeV y 30 TeV, se lograron utilizando telescopios Cherenkov terrestres, compuestos tradicionalmente de un espejo parabólico y un tubo foto-multiplicador (PMT) o un arreglo de estos en su foco, similares a los utilizados en la gran mayoría de experimentos de astrofísica. En la actualidad un nuevo detector, el foto-multiplicador de silicio (SiPM), está reemplazando progresivamente a los PMT debido a sus ventajas técnicas. Sin embargo, estos poseen aún ciertas limitaciones que hacen que su utilización resulte más compleja que para los PMT y deben ser caracterizados en las condiciones de trabajo propuestas por los distintos proyectos, para poder definir su idoneidad. El presente trabajo describe la caracterización de un SiPM MicroFC-SMA-30035 de SensL y un PMT R1463 de Hamamatsu, candidatos a ser utilizados en telescopios Cherenkov para el Complejo Astronómico El Leoncito y los resultados del funcionamiento de ambos bajo las mismas condiciones controladas de laboratorio que simulan las esperadas en el lugar de trabajo. Las pruebas de laboratorio se llevaron a cabo en una cámara oscura que cuenta con un sistema de adquisición de datos y un sistema personalizado de análisis de datos con librerías ROOT, un sistema de monitoreo y control de temperatura, polarización del detector, control de intensidad de emisión de luz para excitar el dispositivo fotosensible y medición de humedad.

Abstract / Most recent discoveries in gamma ray astronomy with energies around 50 GeV to 30 TeV, were achieved with ground Cherenkov Telescopes, traditionally composed of a parabolic mirror and a single or an array of photo multiplier tubes (PMTs) in their focus. The same detectors (or similar) are used in most astrophysics experiments. Recently, a new detector, the silicon photo-multiplier (SiPM), is progressively replacing the PMTs due to their technical advantages. However some limitations in their functioning makes them more complex to use than PMTs and forces their characterization for each project. This work describes the characterization of SiPM from SensL (model MicroFC-SMA-30035) and a PMT from Hamamatsu (model R1463), both detectors are possible options to be used in an array of three Cherenkov telescopes at CASLEO. Additionally, we include the results of the operation of both detectors under controlled laboratory conditions that simulate expected conditions at field. Laboratory test were run in a darkbox with a data acquisition system, a personalized data analyze system with ROOT libraries, temperature control and monitoring, polarization control, a controlled light source, and humidity monitoring.

Keywords / atmospheric effects — instrumentation: detectors — telescopes

1. Introducción

Los rayos gamma de alta energía permiten entender el desarrollo de algunos de los eventos más espectaculares en el universo, como el nacimiento y muerte estelar. Una de las razones más importantes del por qué se estudian estos rayos es que durante su pasaje por el universo, no son desviados de su trayectoria por campos magnéticos y por lo tanto apuntan directamente a su fuente.

El mayor problema es la alta probabilidad que tiene la atmósfera terrestre de absorber los fotones con energías mayores a 1 MeV (Schonfelder, 2001). Esta probabilidad ronda el 99.8 %, esto implica que sólo pueden detectarse de manera directa desde instrumentos en el espacio lo que presenta dificultades de costo y diseño.

Por otro lado, la interacción del rayo gamma incidente

en la atmósfera empieza un proceso de avalancha que emite un destello de luz conocido como radiación Cherenkov (Cherenkov, 1937). Este destello puede observarse y detectarse con instrumentos de gran sensibilidad en la longitud de onda emitida (UV). Estos instrumentos se conocen como telescopios Cherenkov y consisten en un espejo esférico o parabólico que concentra el destello y un foto-detector especial en el foco, que transforma la luz en una señal eléctrica que luego será amplificada y digitalizada con electrónica asociada (Galbraith & Jelley, 1953).

Los foto-detectores utilizados tradicionalmente son los PMT. Estos tienen algunas desventajas como una alta tensión de operación (mayor a 1000 V), sensibilidad a campos magnéticos y destrucción al ser expuestos a niveles de luz altos (como luz ambiente). Actualmente

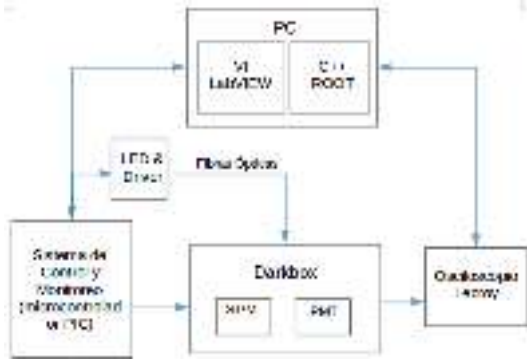


Figura 1: Diagrama en bloques del sistema de control y monitoreo de la cámara oscura.

hay una nueva generación de detectores candidatos a reemplazarlos, los SiPMs. Algunas de las mejoras son: mejor eficiencia de detección y ganancia, mejor resolución, mayor robustez mecánica y óptica, inmunidad a campos magnéticos y tensión de polarización baja, entre otras. Sin embargo, también existen problemas tales como la dependencia de la ganancia con la temperatura y ruido térmico.

El instituto ITeDA Mendoza planea poner en funcionamiento nuevamente un arreglo de tres telescopios Cherenkov de primera generación ubicados en el Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO, San Juan, Argentina) y que se utilizaron durante los años 1995 y 1996 para el estudio de rayos gamma de alta energía en el centro galáctico (Rovero et al., 1997). Estos telescopios se utilizaron con PMTs y actualmente no se encuentran operativos. La reactivación planea realizarse con SiPMs como foto-detector y, en particular, el modelo MicroFC-SMA-30035 (SensL, 2014) de la empresa SensL. Para evaluar el comportamiento del mismo respecto al de un PMT en las condiciones de CASLEO se desarrolló una cámara oscura (Bignert & Lust, 2016). Para la comparación se usó un PMT modelo R1463 (HAMAMATSU, 2014) de Hamamatsu.

2. Sistema de caracterización

El sistema para caracterizar los detectores se construyó en ITeDA (Fig. 1). Basado en un Microcontrolador PIC18F4550 y un osciloscopio Lecroy WaveSurfer de 1 GHz para las adquisiciones, el sistema permite el monitoreo de la temperatura interior, humedad, tensión de polarización del SiPM, fugas de luz, tensión del LED, la frecuencia, la polarización del SiPM y un grupo de resistencias calefactoras que se usan para variar la temperatura.

Para el envío de instrucciones, la lectura y visualización de los parámetros se desarrolló un instrumento virtual en LABVIEW. La adquisición de datos se realiza mediante aplicaciones desarrolladas en C++ y librerías ROOT para el análisis de los mismos. Estas aplicaciones fueron desarrolladas en ITeDA para el sistema de pruebas de PMT del proyecto AMIGA (Auger Muon Infill Ground Array) (A. Etchegoyen for the Pierre Auger Collaboration, 2007)(Suarez et al., 2011).

3. Método de Calibración

Para comparar el funcionamiento del SiPM y el PMT fue necesario calibrar ambos detectores. Calibrar un PMT o un SiPM implica medir la carga de salida que produce el mismo al detectar un foto-electrón en distintas condiciones de temperatura y de polarización. Una vez obtenido dicho valor, la ganancia del detector en cada punto se define como la relación entre el valor de carga medido y la carga de un electrón. Para obtener este valor de carga de salida se debe hallar el espectro de foto-electrón único (SPE o Single Photo Electron). Esta condición es alcanzada a partir de una estadística de Poisson en el caso de un PMT.

$$P_k(\nu) = \frac{\exp^{-\nu} \nu^k}{k!} \quad (1)$$

Si la intensidad del LED es tal que el 90 % de los flashes de luz emitidos por el mismo no producen salida ($k = 0$) en el detector, entonces la probabilidad de cero eventos detectados es: $P_0 = \exp^{-\nu} = 0,9$. La probabilidad de que se genere sólo un foto-electrón ($k = 1$) es de: $P_1 = \nu \exp^{-\nu} \simeq 0,095$. Finalmente la probabilidad de que se produzcan más de un foto-electrón ($k > 1$) es mucho menor y con un valor:

$$P_{k>1} = 1 - P_0 - P_1 \simeq 1 - 0,9 - 0,095 = 0,0052.$$

Bajo esta condición de intensidad de LED, se puede asegurar que aquellos flashes de luz que produzcan salida en el foto-detector consistirán casi en su totalidad en pulsos de 1 p.e. (photo-electron o foto-electrón). Estas señales se denominan SPE (Single Photo Electron o foto-electrón único). Esta condición no es estrictamente necesaria para la calibración del SiPM debido a su resolución, la cual es mejor que la del PMT y permite identificar los niveles de carga para 2 p.e., 3 p.e., etc., sin embargo, es conveniente para establecer una referencia.

El elemento productor de luz es un LED, para su calibración a un número determinado de foto-electrones, se utiliza la carga correspondiente a 1 p.e. (obtenida para cada detector con el método anterior) y se multiplica por el número de foto-electrones esperados. Este valor de carga es el que se busca alcanzar.

4. Condiciones de prueba similares a las esperadas en CASLEO

Para simular las condiciones de operación de los detectores en un telescopio Cherenkov en el CASLEO, se consideraron los siguientes parámetros:

- Tres telescopios Cherenkov de 1,5 mts de diámetro, dispuestos en un triángulo de 10 mts en el CASLEO. Cada Espejo tiene un baño de Rodio.
- Pulsos de LED de 10 ns FWHM (Full Width at Half Maximum o ancho de pulso a media altura). Las simulaciones indican una duración de destellos Cherenkov de entre 5 ns a 10 ns (Melo, 2015).
- El número de fotones Cherenkov capturados, establecido a partir de las simulaciones es 591,4 (para un fotón primario de 5 TeV con los telescopios en las condiciones mencionadas y suponiendo un concentrador tipo cono de Winston en el foco del espejo que reduzca el spot focal de 5,08 cm de diámetro al

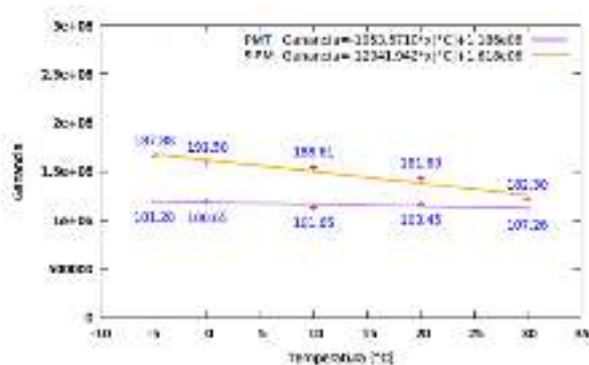


Figura 2: Variación de la ganancia con la temperatura para el SiPM a 28 V y PMT a 1060V.

área de cada detector y sin contemplar la pérdida de fotones en función del ángulo de incidencia y el de apertura (Melo, 2015)).

- Las temperaturas de CASLEO, que oscilan entre 30°C y -10°C de 8 p.m. a 6 a.m. (de la Vega et al., 2013). Se considera ese período ya que los telescopios Cherenkov son operados sólo durante la noche.
- El pico de la luz Cherenkov se produce alrededor de los 365 nm. En función de esto, se utilizó un LED UV de 400 nm correspondiente al pico del espectro de emisión.

5. Resultados

5.1. Variación de la Ganancia con la Temperatura

Se calibraron ambos detectores de manera de obtener la variación de su ganancia en el rango de temperaturas esperado en CASLEO (se midió desde -5°C hasta 30°C en lugar de hacerlo entre -10°C y 30°C debido a que al enfriar la cámara oscura con hielo seco no fue posible estabilizar la temperatura en el valor inferior) y se realizó un ajuste lineal de la misma (Fig. 2). Además se midió la carga equivalente al máximo número de fotoelectrones esperados según las condiciones esperadas en CASLEO y asumiendo que el SiPM posee una eficiencia del 31 % y el PMT 17 % (ambos valores obtenidos de las hojas de datos de los detectores). Para esto se incrementó la intensidad del LED hasta que la carga medida en el detector era: Número de fotones máximos según las simulaciones multiplicado por la eficiencia del detector y multiplicado por la carga SPE de dicho detector. Esto dio como resultado (en foto-electrones) 184 p.e. y 100 p.e. respectivamente. El número de p.e. que resultó en cada punto también se incluye en las figuras citadas.

5.2. Variación de la Ganancia con la tensión

Se repitió el procedimiento descrito en la subsección anterior, pero se mantuvo constante la temperatura y se varió la tensión de alimentación para una posible corrección de ganancia (ver Fig. 3). Para poder representar ambas variaciones en un mismo gráfico se normalizaron las tensiones de polarización dividiendo el valor aplicado sobre la tensión media usada en la variación de temperatura (28 V para el SiPM y 1060 V para el PMT). En

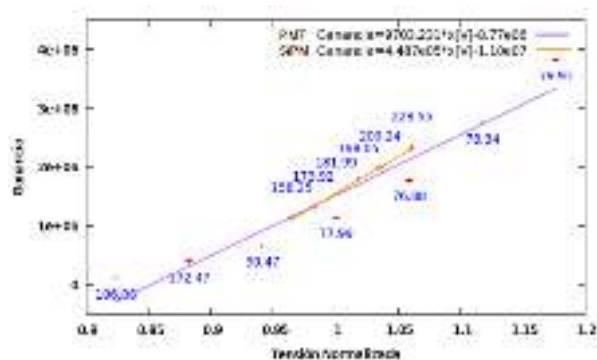


Figura 3: Variación de la ganancia con la tensión para el SiPM y el PMT a 10°C .

ambos casos se evaluó la salida sobre la máxima variación tolerada según el fabricante de cada uno.

6. Conclusiones

A partir de los resultados podemos concluir que es posible la corrección de la variación de la ganancia con la temperatura con un ajuste por tensión de polarización en el rango de temperaturas de CASLEO con un SiPM. No se han tenido en cuenta para este análisis las variaciones debidas a ruido (dark-rate y after-pulse). Esta conclusión resulta interesante si se tienen en cuenta algunas de las ventajas al utilizar SiPMs en lugar de PMTs como son la mayor resistencia mecánica y a la luz ambiente, la menor tensión de polarización que permite el uso de fuentes lineales simple (que introducen menor ruido y requieren menos filtros), mayor eficiencia en algunos rangos y una ganancia igual o mayor. Lo más alentador es que es una tecnología que lleva pocos años de desarrollo y está evolucionando muy rápidamente, por lo que es esperable que en poco tiempo, superen a los PMT en la mayoría de los parámetros.

Referencias

- A. Etchegoyen for the Pierre Auger Collaboration 2007, in 30th International Cosmic Ray Conference.
- Bignert M., Lust J. C., 2016, Technical report, Caracterización de foto-multiplicadores de silicio mediante cámara oscura. ITeDAM - UTN-FRM
- Cherenkov P. A., 1937, Phys. Rev., 52, 378
- de la Vega G., et al., 2013, Technical report, Characterization of sites for CTA: Weather studies in Argentina. ITeDAM
- Galbraith W., Jelley J. V., 1953, Nature, 171
- HAMAMATSU 2014, Photomultiplier tube R1463
- Melo D., 2015, Comunicación privada
- Rovero A., et al., 1997, The Galactic center at TeV Energies: Observations from a Southern Hemisphere Experiment
- Schonfelder V., 2001, The Universe in Gamma Rays, first edn. Springer, Berlin, Germany
- SensL 2014, C-Series Low Noise, Blue-Sensitive Silicon Photomultipliers
- Suarez F., et al., 2011, in 32nd International Cosmic Ray Conference, Beijing, China..



Emisión de altas energías de galaxias con formación estelar activa

P. Kornecki¹, J.F. Albacete Colombo², L.J. Pellizza¹ & J.A. Combi¹

¹ Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET, Argentina

² Dpto. de Investigación en Ciencias Exactas, Naturales e Ingeniería, CONICET-UNRN, Argentina

Contacto / paulakx@iar.unlp.edu.ar

Resumen / En los últimos años las detecciones de galaxias con formación estelar activa en el rango de energías de MeV a TeV realizadas por *Fermi* y los observatorios Cherenkov (H.E.S.S. y VERITAS), respectivamente, han comenzado una nueva era en el estudio de poblaciones de partículas relativistas de estas galaxias. Actualmente la muestra de este tipo de objetos observados por *Fermi* es aún pequeña, con solo cinco de estas galaxias fuera del Grupo Local detectadas. Dado que aún hay más de mil fuentes *Fermi* no identificadas, proponemos incrementar la muestra haciendo una correlación cruzada del último catálogo de *Fermi* con distintos catálogos de galaxias. Aquí presentamos los resultados preliminares de nuestro estudio, y discutimos su impacto a la futura identificación de galaxias con formación estelar activa con emisión γ .

Abstract / In recent years, the detection of star forming galaxies at GeV and TeV energies by *Fermi* and Cherenkov (H.E.S.S. y VERITAS) observatories, respectively, has opened a new era for the study of the cosmic-ray population of galaxies. The *Fermi* survey is still small, so far just five galaxies outside the Local Group have been detected. Given that there are more than one thousand of unidentified *Fermi* sources, we propose to increase this sample by doing a cross-correlation search of the last *Fermi* catalog with different galaxies catalogs. Here we report our preliminary results, and discuss the contribution of our results to the picture of cosmic-ray production in these objects.

Keywords / galaxies: star formation– gamma rays: galaxies –acceleration of particles

1. Introducción

Las galaxias con formación estelar activa (SFGs, por sus siglas en inglés) contienen una numerosa población de estrellas masivas y remanentes de supernova, los cuales son presumiblemente los principales productores de rayos cósmicos (CRs, por sus siglas en inglés). Tienen un medio interestelar denso y campos de radiación intensos, que al interactuar con los CRs pueden producir radiación γ (Rephaeli & Persic, 2014). En particular, las galaxias con brotes de formación estelar (SBGs, por sus siglas en inglés) son notables por su eficiencia de formación de estrellas masivas, sus altas densidades de gas y sus intensos campos de radiación (Acero et al., 2009). La detección reciente de SFGs por *Fermi*, H.E.S.S. y VERITAS las convierte en las primeras fuentes γ extragalácticas cuya emisión no proviene de núcleos activos (AGNs, por sus siglas en inglés), sino de su población estelar (Ackermann et al., 2012). La muestra actual contiene apenas nueve galaxias, por lo que su ampliación es crucial para comprender la naturaleza y origen de la emisión γ de las poblaciones estelares. El tercer catálogo de *Fermi* (3FGL; Acero et al., 2015) posee más de 1000 fuentes no identificadas con emisión en el rango de 20 MeV a 300 GeV, muchas de las cuales podrían estar asociadas SFGs.

masiva entre el 3FGL y una gran cantidad de catálogos de galaxias disponibles en la literatura. En este trabajo describimos el método estadístico utilizado, aplicándolo al *Updated catalog of GALEX nearby galaxies* (GALEX; Bai et al., 2015). Elegimos este catálogo por dos características: contiene galaxias cercanas y fue creado a partir de observaciones UV. Las SFGs son emisores intensos en esta banda debido a que contienen importantes poblaciones de estrellas masivas jóvenes. La cercanía de las galaxias hace además más probable detectar una eventual emisión γ . Analizamos la capacidad del método mediante la inspección visual de los resultados y su comparación con identificaciones previas de fuentes de rayos γ . Determinamos la distribución espectral de energía de las fuentes identificadas con nuestro método, y analizamos la existencia de indicadores basados en cocientes de flujos en las distintas bandas γ , que nos permitan identificar las SFGs.

Para aumentar la muestra de SFGs con emisión γ , pusimos en marcha un proyecto de correlación cruzada

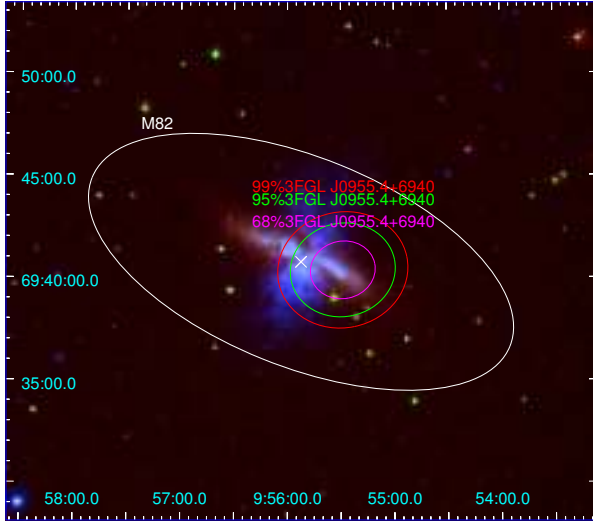


Figura 1: Imagen de la contraparte obtenida para M82, junto con las elipses que representan el tamaño de las galaxias dado por *GALEX* (blanca), y las elipses del 68 %, 95 % y 99 % de confianza de *Fermi* (rosa, verde y rojo respectivamente).

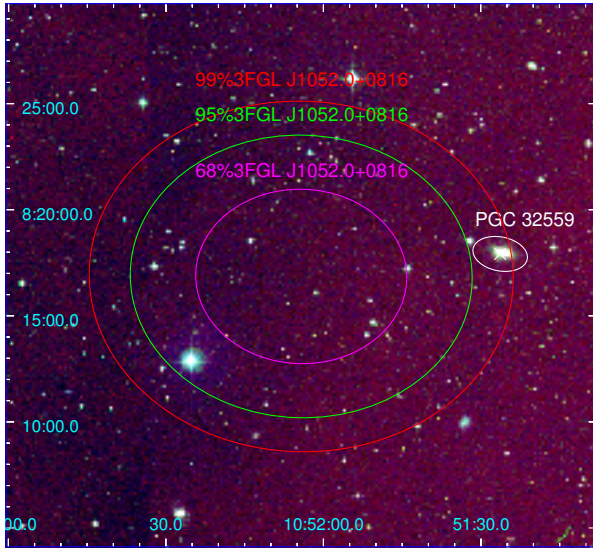


Figura 2: Imagen de la contraparte obtenida para PGC 32559, junto con las elipses que representan el tamaño de las galaxias dado por *GALEX* (blanca), y las elipses del 68, 95 y 99 % de confianza de *Fermi* (rosa, verde y rojo respectivamente).

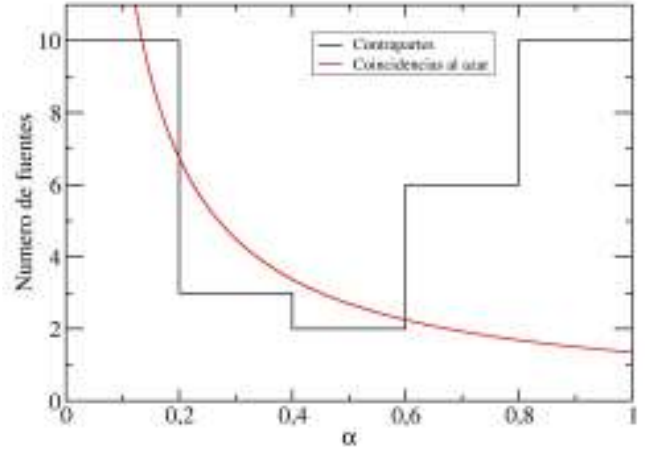


Figura 3: Histograma de la significancia α para las fuentes con posibles contrapartes, junto con la distribución esperada para coincidencias por azar.

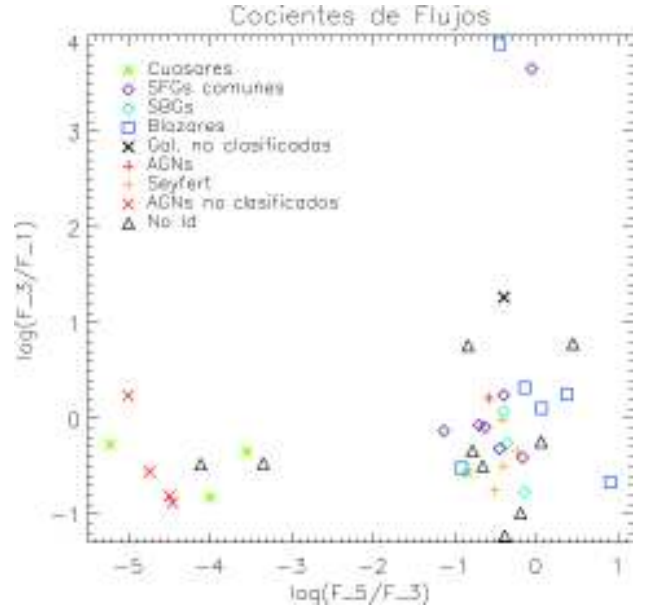


Figura 4: Cocientes de flujos F_3 / F_1 en función de F_5 / F_3 , en escala logarítmica para las fuentes con posibles contrapartes. Las fuentes se separan claramente en dos grupos, uno que incluye a los cuasares y a los AGNs de tipo no identificado (izquierda) y otro que incluye SFGs (normales, Seyfert, SBGs) junto con los blazares.

2. Correlación posicional

El telescopio de gran área (Large Area Telescope, LAT) a bordo del observatorio *Fermi*, posee una resolución angular del orden del minuto de arco. Suponemos que la posición de cada fuente γ obedece a una distribución normal bivariada, cuyos parámetros vienen dados por la posición nominal y la elipse del 68 % de confianza dadas por el 3FGL. Las posiciones de las galaxias de *GALEX*, en cambio, tienen una incerteza despreciable comparada con la de *Fermi*. Nuestro método consiste entonces en poner a prueba la hipótesis de que la verdadera posición de la fuente γ se encuentra dentro de la galaxia, para cada par fuente γ *Fermi* / galaxia *GALEX*. Tomamos como contrapartes posibles aquellos pares que satisfacen el test con una significancia mayor al 1%, y utilizamos la máxima significancia con que cada par pasaría el test como un estimador de la plausibilidad de la identificación. Desarrollamos un código IDL para aplicar este método en forma masiva a catálogos de galaxias que contienen millones de objetos. La Fig. 1 y la Fig. 2 muestran algunas de las contrapartes obtenidas. La Fig. 3 muestra la distribución obtenida para la significancia α , junto con la esperada para coincidencias por azar. Se observan coincidencias de alta significancia que no pueden ser explicadas por simple azar, lo que indica una relación entre galaxias y fuentes *Fermi*.

3. Resultados de la correlación

De la correlación obtuvimos 31 posibles contrapartes de fuentes *Fermi*, nueve de las cuales corresponden a fuentes γ no identificadas, y las restantes 22 a fuentes identificadas. Diez de nuestras identificaciones coinciden con las realizadas por *Fermi* (3FGL; Acero et al., 2015). Usando los datos del 3FGL, analizamos la distribución espectral de energía de las 31 fuentes, y definimos como estimación de los índices espectrales los cocientes de flujos en distintas bandas de energía: F_3/F_1 , F_4/F_2 , F_5/F_3 , donde los subíndices se refieren, en orden, a las bandas 0.1-0.3 GeV, 0.3-1 GeV, 1-3 GeV, 3-10 GeV y 10-100 GeV. La Fig. 4 y la Fig. 5 muestran los diagramas obtenidos comparando estos cocientes para las fuentes con posibles contrapartes. Agregamos además otras fuentes *Fermi*, relacionadas con SFGs, cuyas contrapartes ya han sido detectadas (Ackermann et al., 2012) y no se encuentran en *GALEX* (LMC, SMC, NGC 4945). Como puede observarse, las fuentes forman dos grupos, uno que incluye las SFGs (normales, SBGs y Seyfert, a la derecha en las Figs. 4 y 5) junto con los blazares, y otro en el que predominan los cuasares (a la izquierda en las Figs. 4 y 5).

4. Discusión y trabajo a futuro

La identificación obtenida para algunas fuentes difiere de la del 3FGL. Esto sugiere que ambas identificaciones deberían ser revisadas mediante un análisis detallado. La plausibilidad de nuestra identificación ayudaría a seleccionar candidatos a la revisión.

Dos fuentes *Fermi* no identificadas se encuentran en el grupo de la izquierda en los diagramas mencionados,

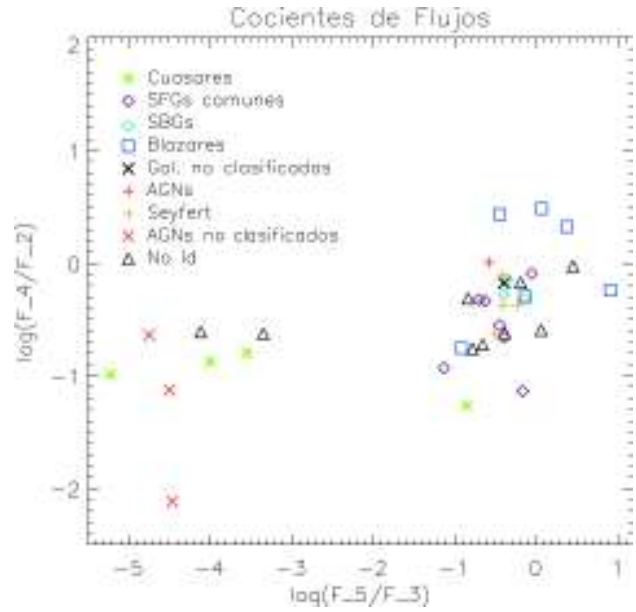


Figura 5: Cocientes de flujos F_4/F_2 en función de F_5/F_3 , en escala logarítmica para las fuentes con posibles contrapartes. Las fuentes se separan claramente en dos grupos, uno que incluye a los cuasares y a los AGNs de tipo no identificado (izquierda) y otro que incluye SFGs (normales, Seyfert, SBGs) junto con los blazares.

por lo que podrían ser nuevos cuasares.

El método de correlación cruzada utilizado permite identificar rápidamente los candidatos a contrapartes de las fuentes *Fermi*, además de dar una estimación de la plausibilidad para cada identificación. Las coincidencias observadas no pueden explicarse por puro azar.

Aplicado a un único catálogo, el método puede dar coincidencias espúreas, identificables por su baja plausibilidad. La potencia y robustez del mismo deberían maximizarse al aplicarlo a una gran cantidad de catálogos. Esto debería proveer los mejores candidatos para un análisis observacional exhaustivo tendiente a probar la relación entre la emisión γ y la galaxia en cuestión. En esta línea continuaremos el presente trabajo.

Los diagramas de índices espectrales γ permiten separar los cuasares y los AGNs de tipo no identificado, de otras fuentes. Sin embargo, los distintos tipos de SFGs se agrupan entre sí junto con los blazares. Investigaremos el uso de diagramas en otros rangos espectrales para separar estos grupos. Las luminosidades IR/radio, relacionadas con la tasa de formación estelar (Kennicutt, 1998), podrían separar SFGs de AGNs.

Referencias

- Acero F., et al., 2009, *Science*, 326, 1080
- Acero F., et al., 2015, *ApJS*, 218, 23
- Ackermann M., et al., 2012, *ApJ*, 755, 164
- Bai Y., et al., 2015, *ApJS*, 220, 6
- Kennicutt Jr. R. C., 1998, *ApJ*, 498, 541
- Rephaeli Y., Persic M., 2014, *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 256, 252



EBL constraints with VERITAS gamma-ray observations

Fernandez Alonso, M.¹ for the VERITAS Collaboration

¹ *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina*

Contact / mateofa@iafe.uba.ar

Resumen / La luz extragaláctica de fondo (EBL) contiene la radiación total emitida en procesos nucleares y de acreción desde la época de recombinación. La medición directa de este fondo es extremadamente difícil debido a la contaminación proveniente de la luz zodiacal. En cambio, la astronomía de rayos gamma ofrece la posibilidad de restringir de manera indirecta al EBL estudiando los efectos que la absorción de rayos gamma tiene en los espectros de fuentes detectadas en la banda de muy altas energías (>100 GeV). En general, los efectos de la absorción pueden apreciarse como un *softening* en el espectro y/o cambios abruptos en el índice espectral de fuentes observadas. En este estudio se utilizan observaciones recientes de un grupo de blazares, realizadas con VERITAS, sobre las que se aplican dos métodos para obtener límites en las propiedades espectrales del EBL. Se presentan resultados preliminares que serán luego completados con observaciones más recientes para mejorar las restricciones aplicadas al EBL.

Abstract / The extragalactic background light (EBL) contains all the radiation emitted by nuclear and accretion processes since the epoch of recombination. Direct measurements of the EBL in the near-IR to mid-IR waveband are extremely difficult due mainly to the zodiacal light foreground. Instead, gamma-ray astronomy offers the possibility to indirectly set limits to the EBL by studying the effects of gamma-ray absorption in the spectra of detected sources in the very high energy range (VHE: >100 GeV). These effects can be generally seen in the spectra of VHE blazars as a softening (steepening) of the spectrum and/or abrupt changes in the spectral index or *breaks*. In this work, we use recent VERITAS data of a group of blazars and apply two methods to derive constraints for the EBL spectral properties. We present preliminary results that will be completed with new observations in the near future to enhance the calculated restrictions to the EBL.

Keywords / gamma rays: galaxies

1. Introduction

The extragalactic background light (EBL) contains all radiation released from nuclear and accretion processes since the epoch of recombination. It consists essentially in all emitted and absorbed/re-emitted starlight accumulated over all redshifts. Understanding this background radiation is crucial to understand star formation processes and galaxy evolution models. So far, no direct detection has been achieved; the difficulty of this is due mainly to the zodiacal light foreground (Hauser, 1998). However, throughout the last decade, upper and lower limits have been established using different methods, e.g. integrated galaxy counts from optical observations with the *Hubble Space Telescope* (HST; Gardner et al., 2000; Madau & Pozzetti, 2000), infrared observations using *Spitzer Space Telescope* (Fazio et al., 2004; Papovich et al., 2004) and the *Infrared Space Observatory* (ISO; Elbaz et al., 2002). So far, we have learned the EBL has a bimodal spectrum with one component peaking at $\sim 1\mu\text{m}$ and another peaking at $\sim 100\mu\text{m}$ (Orr et al., 2011).

Gamma-ray astronomy offers the chance to indirectly set limits to the EBL by studying the effects of gamma-ray absorption in the spectra of detected sources in the very high energy range (VHE: >100 GeV). Gamma rays in the TeV regime have a high probability of interacting with background photons from the EBL

via pair production (Gould & Schröder, 1966). The resulting leptons can interact via inverse Compton with background photons as well, generating a cascade that results in the conversion of VHE photons into less energetic photons that can travel further (Aharonian et al., 1994). The cascade process results in an overall softening effect in the observed spectra of VHE energy sources. Moreover, the EBL spectral properties themselves can produce distinctive features in the observed spectra of VHE sources. In particular, recent EBL models, like Franceschini et al. (2008), predict an abrupt shift in the spectral index around 1 TeV that depends on the source distance, i.e. on the total EBL attenuation for a given source.

Blazars are a special type of active galactic nuclei (AGN) that have their jet pointing towards the Earth, and though present an unusually high TeV flux. The observed spectrum of these sources can be well characterised in the VHE range by a power law (e.g. Schönfelder, 2001). In this work, we revisit a published method (Orr et al., 2011) for analysing blazar spectra and we use recent VERITAS (Holder et al., 2006) data from the blazar 1ES1218+304 to test the method. This analysis will be part of a more complete EBL study that is being done by the VERITAS collaboration using more sources and methods.

2. Method

Absorption of VHE photons can leave several traces in the observed spectra of blazars. In this work we explore two different methods to constrain the EBL using two different features present in observed blazar spectra: the softening of the spectral index (spectral shape method) and the spectral break around 1 TeV (spectral break method). EBL constraints are derived by testing different models/realisations for the EBL spectral energy distribution (SED). For this study, a baseline model was assumed, following the shape outlined by lower limits gathered from the *HST*, *Spitzer* and *ISO*. This baseline model is then used to generate different EBL scenarios following the *third order splines method* used in Mazin & Raue (2007). In this case the method is used to generate different SEDs by varying two wavelength values: $\lambda=15\mu\text{m}$ and $\lambda=1.6\mu\text{m}$ representing the mid and near IR regimes respectively.

2.1. Spectral Shape Method

EBL absorption produces a steepening (*softening*) in the VHE part of the spectrum which depends both on the EBL properties and on the distance. On the other hand, absorption has minimal effect on the high energy (HE: $10 \text{ MeV} < E < 100 \text{ GeV}$) part of the spectrum. Under the assumption that the intrinsic VHE spectrum of the source is a prolongation of the HE part, it is possible to test different EBL model-scenarios by using them to correct for EBL absorption in observed spectra and compare the resulting spectra to the corresponding HE spectra measured with *Fermi-LAT*. Using the EBL model it is possible to calculate the optical depth of a photon of a given energy and at a given redshift. The *intrinsic* spectrum is then calculated using the relationship:

$$\left(\frac{dN}{dE}\right)_{\text{int}} = \left(\frac{dN}{dE}\right)_{\text{obs}} e^{\tau(E,z)} \quad (1)$$

where $\left(\frac{dN}{dE}\right)_{\text{int}}$ is the intrinsic spectrum, $\left(\frac{dN}{dE}\right)_{\text{obs}}$ is the observed spectrum, and $\tau(E, z)$ is the optical depth at energy E and source redshift z . τ is calculated for different EBL realisations generated with the splines method. The resulting intrinsic spectrum is then fitted by a power law and the model is accepted or rejected following the criterion:

$$|\Gamma_{TeV} - \Gamma_{GeV}| \leq \sqrt{\sigma_{GeV}^2 + \sigma_{TeV}^2} \quad (2)$$

where Γ_{TeV} and σ_{TeV}^2 are the calculated intrinsic spectral index and variance respectively, and Γ_{GeV} and σ_{GeV}^2 are the Fermi spectral index and variance respectively.

2.2. Spectral Break Method

EBL absorption may also produce breaks in the observed spectrum. In particular, given the overall shape of the EBL, a break around 1 TeV is expected. The magnitude of these breaks increases with the source distance and depends on the EBL shape (Imran & Krennrich, 2008). Using a *test intrinsic spectrum*, the expected *observed* spectrum is calculated for different EBL realisations by using the inverse of equation 1. The resulting

Table 1: Differences between Γ_{GeV} and Γ_{TeV} in units of σ for each EBL model. Models that fail the criterion given by equation 2 are rejected.

Model	$N\sigma$	Condition
Franceschini	0.65	OK
Spline 1	0.24	OK
Spline 2	3.33	NO

spectrum is then fitted with a broken power law with the form:

$$\frac{dN}{dE} = \begin{cases} N_0 \left(\frac{E}{E_{\text{break}}}\right)^{-\Gamma_1}, & E \leq E_{\text{break}} \\ N_0 \left(\frac{E}{E_{\text{break}}}\right)^{-\Gamma_2}, & E > E_{\text{break}} \end{cases} \quad (3)$$

where N_0 is the normalisation at the break energy E_{break} , Γ_1 and Γ_2 are the spectral indexes below and above the E_{break} respectively and E is the energy. The spectral break is then defined as:

$$\Delta\Gamma = \Gamma_1 - \Gamma_2 \quad (4)$$

From here, the expected dependence of $\Delta\Gamma$ with redshift is estimated and then compared with the observed dependence. Doing this for different EBL realisations it is possible to test possible models by checking consistency between expected and observational results.

3. Data Selection & Analysis

For the complete analysis, 18 blazars were selected at various redshifts and with different spectral properties. All of them have been detected with a significance of more than 10σ . The processing and reduction of the TeV data is done with two different analysis softwares used by the VERITAS collaboration: VEGAS and EVENT DISPLAY. *Fermi-LAT* observations are used to obtain the source's spectra in the GeV regime. At the moment the data is being processed and analyzed by members of the VERITAS collaboration using mainly the National Energy Research Scientific Computing Center (NERSC) cluster.

4. Preliminary Results

We have tested the de-absorption spectrum calculations and the methods on over 120 hours of 1ES1218+304 data to see the scripts are working properly.

Fig. 1 shows an example of the GeV and TeV spectrum after de-absorption each one fitted with a power law. The difference in the resulting spectral indexes Γ_{GeV} and Γ_{TeV} determine whether the model is accepted or rejected. Table 1 shows results obtained for three different EBL models as an example.

Fig. 2 shows TeV spectra of two test sources at two different redshifts, fitted with a broken power law with a break at 1 TeV.

Fig. 3 shows an example of the expected trend of $\Delta\Gamma$ with redshift z obtained for a Crab-like spectrum*. The

*These results were obtained without considering any fluctuations, just to test the scripts were working properly.

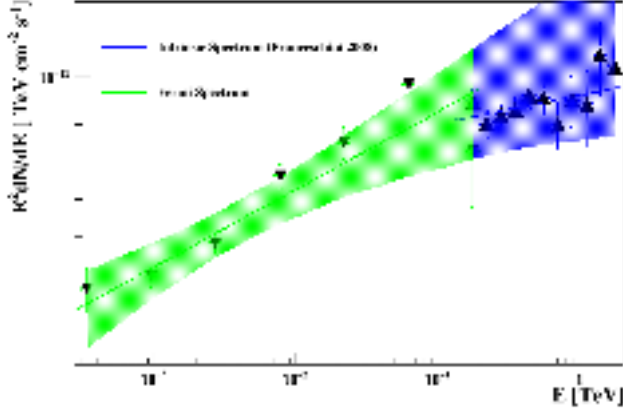


Figure 1: Combined GeV and intrinsic TeV spectrum calculated for 1ES1218+304. Each regime is fitted with a power law.

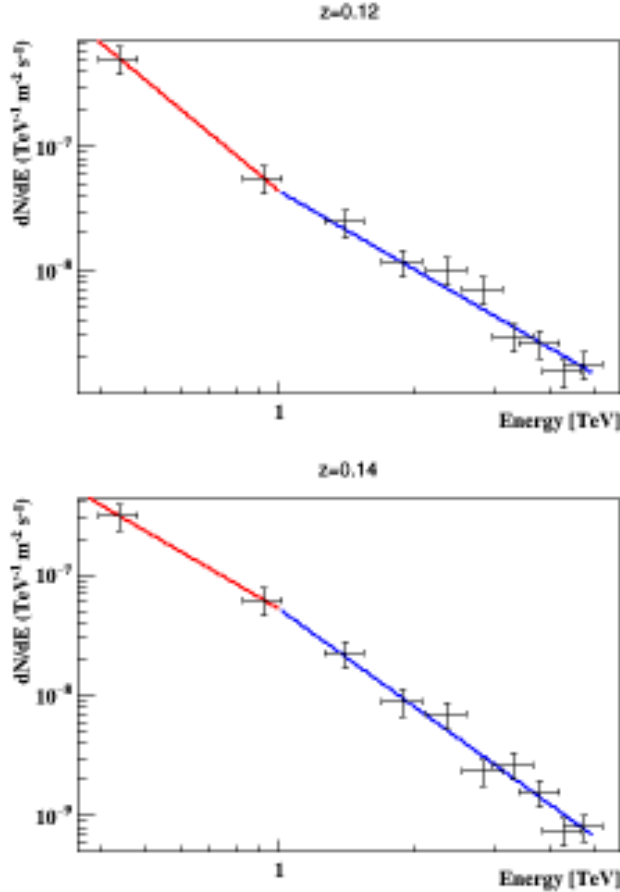


Figure 2: Expected TeV spectra for two different redshifts. Each spectrum is fitted with a broken power law below (red) and above (blue) the $E_{\text{break}}=1$ TeV, following equation 3.

behaviour of $\Delta\Gamma$ with redshift will then be calculated for each considered source and compared to observations to constrain EBL models.

We tested and applied the *spectral shape* and *spectral break* methods on 1ES1218+304 data and checked

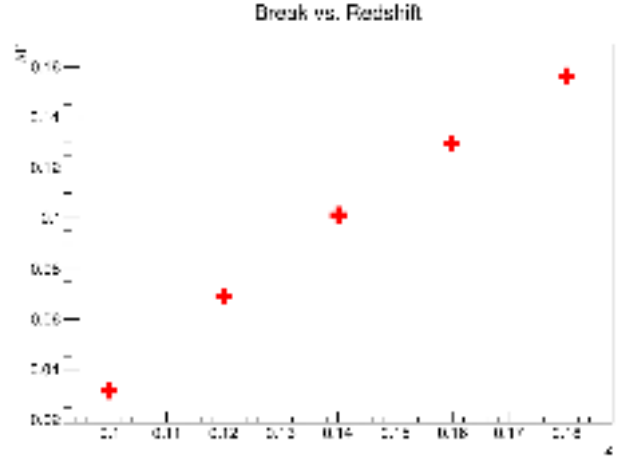


Figure 3: Expected trend of $\Delta\Gamma$ with z for a Crab-like spectrum.

scripts are working properly. These methods will be used on the new data once the processing and analysis phase concludes, and will hopefully derive more stringent constraints to the EBL spectral properties.

Acknowledgements: This research is supported by grants from the U.S. Department of Energy Office of Science, the U.S. National Science Foundation and the Smithsonian Institution, and by NSERC in Canada. We acknowledge the excellent work of the technical support staff at the Fred Lawrence Whipple Observatory and at the collaborating institutions in the construction and operation of the instrument.

References

- Aharonian F., Coppi P., Voelk H., 1994, ApJL, 423, L5
- Elbaz D., et al., 2002, A&A, 384, 848
- Fazio G. G., et al., 2004, ApJS, 154, 39
- Franceschini A., Rodighiero G., Vaccari M., 2008, A&A, 487, 837
- Gardner J. P., Brown T. M., Ferguson H. C., 2000, ApJL, 542, L79
- Gould R., Schröder G., 1966, Physical Review Letters, 16, 252
- Hauser M. G., 1998, in American Astronomical Society Meeting Abstracts. p. 1337
- Holder J., et al., 2006, Astroparticle Physics, 25, 391
- Imran A., Krennrich F., 2008, International Cosmic Ray Conference, 3, 981
- Madau P., Pozzetti L., 2000, MNRAS, 312, L9
- Mazin D., Raue M., 2007, A&A, 471, 439
- Orr M. R., Krennrich F., Dwek E., 2011, ApJ, 733, 77
- Papovich C., Dole H., Egami E., 2004, ApJS, 154, 70
- Schönfelder V., 2001, The Universe in Gamma Rays



Limits to the Intergalactic Magnetic Field from extended gamma-ray emission around blazars

Fernandez Alonso, M.¹ for the VERITAS Collaboration

¹ *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina*

Contact / mateofa@iafe.uba.ar

Resumen / El espacio intergaláctico puede albergar un campo magnético no nulo de escalas del Mpc (campo magnético intergaláctico, IGMF, por sus siglas en inglés). Hasta el momento no ha habido detecciones directas y su intensidad y propiedades espaciales permanecen aún inciertas. Los rayos gamma de muy alta energía (>100 GeV) provenientes de blazares pueden producir cascadas electromagnéticas en el medio intergaláctico. El desarrollo espacial de la componente cargada de estas cascadas es, en principio, afectado por el IGMF, el cual puede producir un efecto de ensanchamiento dependiente de la intensidad y distribución espacial del campo. En este trabajo se utilizan observaciones gamma del blazar 1ES1218+304 realizadas con VERITAS combinando su distribución angular (θ^2) con simulaciones de cascadas electromagnéticas intergalácticas para calcular límites a la componente de emisión extendida (fracción de cascada). Finalmente, se calcula la dependencia de la fracción de cascada con la intensidad del IGMF y se la compara con la predicha por simulaciones para derivar límites. Un análisis preliminar sugiere una región de exclusión para la intensidad de un campo de 1 Mpc (longitud de coherencia) entre 5.62×10^{-15} G y 3.16×10^{-14} G.

Abstract / Intergalactic space is believed to contain non-zero magnetic fields (the Intergalactic Magnetic Field: IGMF) at scales of Mpc. To date, there is no direct detection/evidence of the IGMF and we have no certain information about its intensity and spatial properties. Very high energy (>100 GeV) gamma rays coming from blazars can produce electromagnetic cascades in the intergalactic medium. The spatial development of the charged component of these cascades is presumably affected by the IGMF which may produce a broadening of the emission beam, depending on the intensity and spatial distribution of this field. In this work we use VERITAS gamma ray observations of the blazar 1ES1218+304 and combine its angular (θ^2) distribution with intergalactic cascade simulations to calculate limits to the extended component emission (cascade fraction). Finally, we calculate an expected dependence of the cascade component with the intensity of the IGMF and compare it to predictions from simulations to derive limits. A preliminary analysis suggests an exclusion region for the intensity of a 1 Mpc (coherence length) IGMF between 5.62×10^{-15} G and 3.16×10^{-14} G.

Keywords / magnetic fields — galaxies: intergalactic medium

1. Introduction

Intergalactic space is believed to contain non-zero magnetic fields (the InterGalactic Magnetic Field: IGMF) at scales of Mpc. It would be originated and amplified from pre-existing fields during the gravitational collapse of forming structures in the early Universe. To date, there is no direct detection/evidence of the IGMF and we have no certain information about its intensity and spatial properties. The two key quantities are the intensity B and coherence length λ , since these two may give clues about the origins of the magnetic field (Durrer & Neronov, 2013). Both the strength and coherence length have been constrained observationally, e.g. the non-observation of Faraday rotation induced by an IGMF in quasar observations suggest that its intensity is weaker than 10^{-9} G (Blasi et al., 1999; Pshirkov et al., 2015). Nevertheless, a considerable area of the parameter space for these quantities remains theoretically and observationally allowed.

Very high energy (VHE) gamma rays from jets of active galactic nuclei (AGN) can interact with photons in the IR-UV range present in the Extragalactic

Background Light (EBL), producing electron-positron pairs. These pairs carry most of the energy from the original photons, and can interact as well with intergalactic photons via Inverse Compton scattering, promoting them to energies in the HE (>100 MeV) to VHE range and making them able to pair produce in the intergalactic backgrounds again. This cascade process converts the initial VHE photons into photons of lower energy which can travel further (Aharonian et al., 1994). Moreover, depending on the intensity and correlation length of the IGMF, the bending effect on the electron-positron pair trajectories can result into different emission scenarios. In this way, the energy distribution and angular and temporal properties of the cascade emission coming from blazars can provide observable signatures for the IGMF.

In this work we use the angular distribution of gamma rays of the blazar 1ES1218+304 observed with the VERITAS telescope, and compare it to a simulated angular profile that does not contain an extended component. To get this profile, we simulated the telescope response to a point-like source (point spread function

or PSF) under the same observing conditions of the source in question, e.g. zenith angle, spectral index, etc. We then compare the observed angular distribution of the source with its corresponding simulated PSF to get an upper limit on the extended gamma-ray flux. Finally, we calculate limits for the intensity of the IGMF with a model-dependent method. We combine the observed data from the blazar with simulations of intergalactic cascades for this source and develop a semi-analytic model of the possible cascade emission. Using this model we calculate an expected dependence of the cascade component with the intensity of the IGMF, and derive limits for this intensity based on the tension between our model results and expected results from simulations.

2. Method

The method described in this section is tested using observations from the blazar 1ES1218+304. This blazar is located at a redshift of $z=0.182$ (Bade et al., 1998) and has an observed spectral index of $\Gamma=3.08$ (Acciari et al., 2009). The source was selected because it presents a particularly high predicted cascade fraction, making it the most suitable to test the method and derive constraints.

2.1. PSF simulations

The first step is to check whether there is or there is not a sensible extended component in the observed θ^2 distributions of the sources. A PSF was modelled for 1ES1218+304 using the Monte Carlo based code CORSIKA (Heck et al., 1998). This simulation takes into account the zenith, azimuth and energy distributions of the sources to generate a PSF that best represents the response of the telescope when observing a particular source. The observed and simulated distributions were fitted with Eq. 1 to estimate and compare their widths:

$$P(\theta) = A(c_0 + c_1\theta^2 + c_2\theta^4) \operatorname{sech}\left(\frac{\theta}{w}\right) \quad (1)$$

where w represents the width of the θ^2 distribution and A is a normalization factor.

2.2. Cascade simulations

The core part of the study consists in deriving IGMF limits. To do this, cascade simulations are used to estimate the predicted cascade fraction for a given IGMF strength. The angular distribution of magnetically broadened cascade was simulated using a Monte Carlo simulation. The code used in this study is an improved version of the one presented in Weisgarber (2012). The code calculates the angular distribution and the *cascade fraction* of photons, given the redshift of the source, the IGMF intensity and coherence length λ . For this particular study the code sampled photons with energies in the range 0.15 TeV – 500 TeV. The coherence length is considered to be 1 Mpc and the IGMF intensity is varied within the range $B = 10^{-16}$ G to $B = 10^{-13}$ G. The chosen EBL model is from Gilmore et al. (2012)

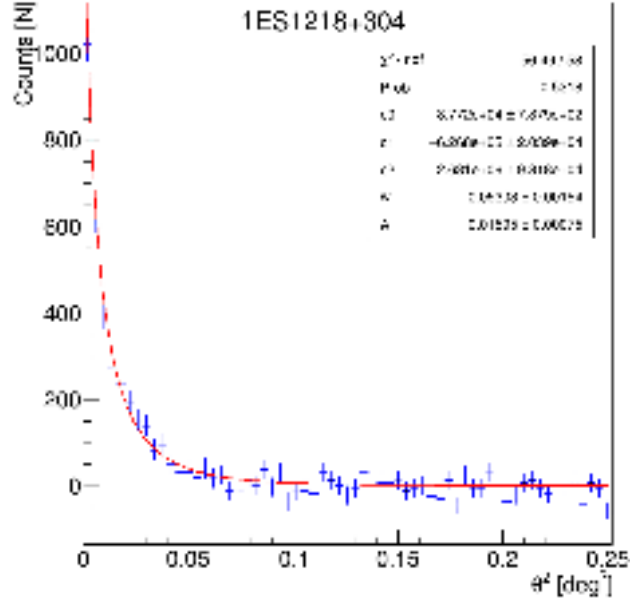


Figure 1: Observed θ^2 distribution fitted with Eq. 1.

and an intrinsic spectral index of $\Gamma=1.66$ based on the GeV spectral index measured by *Fermi*-LAT (Acero et al., 2015) was adopted.

2.3. IGMF limits

To derive limits to the IGMF, a function describing the total emission (direct + cascade) is constructed in the following manner:

$$P_{total}(\theta^2) = (1 - f_c) \times P_{dir}(\theta^2) + f_c \times P_{casc}(\theta^2) \quad (2)$$

where f_c is the cascade fraction of photons and P_{dir} and P_{casc} are the simulated PSF and the simulated cascade emission respectively. For each value of IGMF the parameter f_c is varied from 0 to 1 and then fitted with Eq. 1 to obtain the corresponding width. This is repeated for different IGMF intensities and a relation between f_c and the width w of the distribution is found. This relation is then used to derive an upper limit on f_c by comparing it with the observed value (see Sec. 3.). Finally, the derived upper limits are compared with the expected ones from the cascade simulation to look for *incompatible* IGMF intensity values.

3. Preliminary results

Figs. 1 and 2 show the observed θ^2 distribution of the source and the corresponding simulated PSF distribution respectively. Both distributions are fitted with Eq. 1.

From the fit parameters the widths obtained are $w_{obs}=0.053 \pm 0.002$ and $w_{sim}=0.05227 \pm 0.00015$ for the observed distribution and the simulated distribution respectively, showing good agreement between the width of both distributions.

Fig. 3 shows an example of the relation between cascade fraction and the resulting width of the proposed distribution given by equation 2. The uncertainty bands

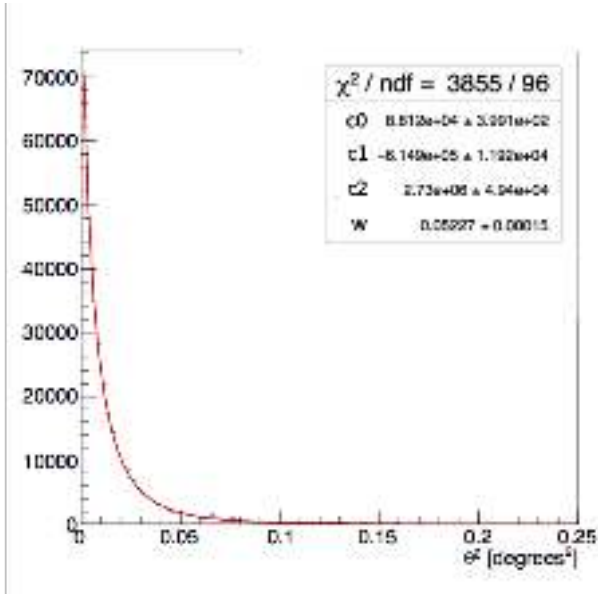
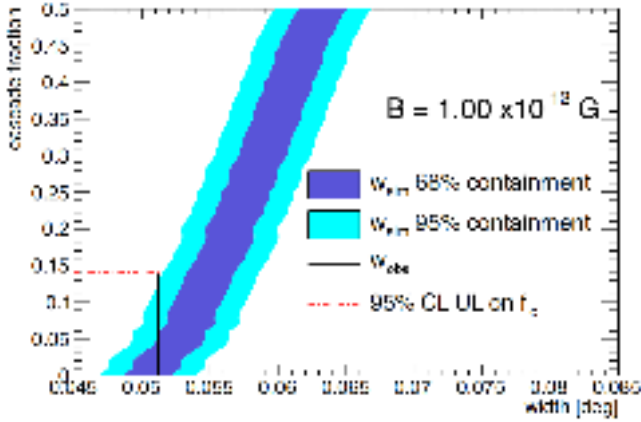


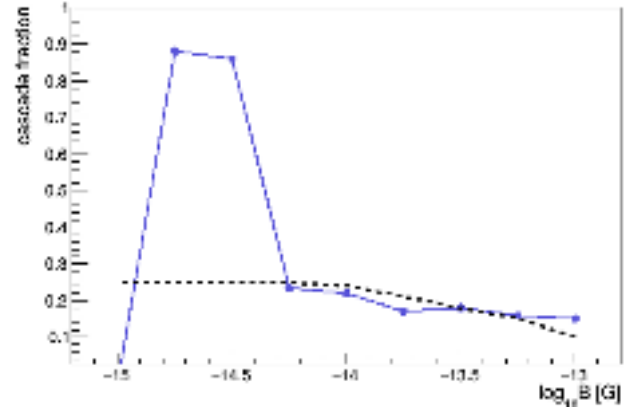
Figure 2: MC simulated PSF fitted with Eq. 1.


 Figure 3: Cascade fraction vs. resulting width for the case of $B=10^{-13}$ G. The vertical black line represents the observed width and the red dotted line points to the 95 % upper limit on the cascade fraction.

are given by the uncertainties on the simulated width, and they are shown along the width of the observed angular distribution w_{obs} . It can be seen that the simulated width matches the observed one for $f_c=0$, and starts growing apart as the cascade fraction gets higher. 95 % CL upper limits on the cascade fraction are taken as the value of f_c for which the separation between observed and simulated width values becomes 2σ .

Finally, Fig. 4 shows the derived upper limits as a function of the IGMF intensity. These upper limits are shown along the expected value of cascade fraction predicted from simulations. An exclusion region for the intensity is found between $B = 5.62 \times 10^{-15}$ G and $B = 3.16 \times 10^{-14}$ G, where the cascade simulations predict higher values of f_c than the upper limits derived from the semi-analytic model.

The method shown here for the source 1ES1218+304 has been applied to a larger sample of blazars as part


 Figure 4: Upper limits on the f_c derived from the semi-analytic model (blue dots - line) and predicted f_c from simulation (black dashed line) as a function of IGMF intensity.

of a more complete study of the IGMF done by the VERITAS collaboration. Results have been reported in an article that is now in a revision process.

Acknowledgements: This research is supported by grants from the U.S. Department of Energy Office of Science, the U.S. National Science Foundation and the Smithsonian Institution, and by NSERC in Canada. We acknowledge the excellent work of the technical support staff at the Fred Lawrence Whipple Observatory and at the collaborating institutions in the construction and operation of the instrument.

References

- Acciari V. A., et al., 2009, ApJ, 695, 1370
- Acero F., et al., 2015, ApJS, 218, 23
- Aharonian F., Coppi P., Voelk H., 1994, ApJL, 423, L5
- Bade N., et al., 1998, A&A, 334, 459
- Blasi P., Burles S., Olinto A. V., 1999, ApJL, 514, L79
- Durrer R., Neronov A., 2013, A&A Rev., 21, 62
- Gilmore R., et al., 2012, Journal of Physics Conference Series, 355, 012026
- Heck D., et al., 1998, CORSIKA: a Monte Carlo code to simulate extensive air showers.
- Pshirkov M. S., Tinyakov P. G., Urban F. R., 2015, MNRAS, 452, 2851
- Weisgarber T. R., 2012, PhD thesis, The University of Chicago



Propiedades peculiares de los sistemas de cúmulos globulares y su relación con la formación de sus galaxias anfitrionas

L.P. Bassino^{1,2}

¹ Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

² Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

Contacto / lbassino@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Los cúmulos globulares (CG) son sistemas estelares sumamente antiguos, que se ubican entre los objetos de mayor edad en el Universo. Por tal motivo, son portadores de información relacionada con la formación y evolución de sus galaxias anfitrionas. El estudio de los sistemas de CG asociados a galaxias de tipo temprano, ha mostrado que la mayoría presenta características similares. Entre ellas, la más evidente es la existencia de dos subpoblaciones de CG (pobre y rica en metales, respectivamente), que se diferencian claramente en su distribución de color, distribución espacial y cinemática. Sin embargo, en los últimos años se han detectado galaxias cuyos sistemas de CG muestran propiedades distintas de las “clásicas” conocidas, por ejemplo con distribuciones de color con más de dos sub-poblaciones o anomalías en la función de luminosidad. En conjunto con características de la galaxia anfitriona, tales como la presencia de SNIa, la distribución de brillo superficial o el mapa de color, las propiedades peculiares del sistema de CG pueden relacionarse con brotes de formación estelar y nos permiten reconstruir la historia de la galaxia anfitriona.

Abstract / Globular clusters (GCs) are ancient stellar systems, among the oldest ones in the Universe. As a consequence, they carry information related to the formation and evolution of their host-galaxies. The study of GC systems associated with early-type galaxies has shown that most of them have similar characteristics. Among them, the most noticeable is the existence of two GC subpopulations (metal-poor and metal-rich, respectively), that differ clearly in their colour distribution, spatial distribution, and kinematics. However, GC systems whose properties differ from the known “classic” ones, have been detected in the last years. For instance, the case of GC systems that present more than two subpopulations in their colour distribution or anomalies in the luminosity function. The peculiar properties of the GC systems, together with characteristics of the host-galaxy like the presence of type Ia SNe, the surface-brightness distribution, or the colour map, may be related to bursts of star formation and let us rebuild the host-galaxy history.

Keywords / galaxies: star clusters: general, — galaxies: elliptical and lenticular, cD — galaxies: formation

1. Introducción

Los cúmulos globulares (CG) son sistemas estelares antiguos, con edades del orden de 10 a 14×10^9 años (Marín-Franch et al., 2009; Roediger et al., 2014). Sus masas oscilan entre 10^4 y $10^6 M_\odot$ y sus magnitudes absolutas integradas se distribuyen en el rango $M_V \sim -5$ a -10 . Son sistemas compactos, de forma aproximadamente esférica y tamaños definidos por radios mitad de masa r_h de unos pocos pc. Los sistemas de CG (SCG) que rodean a la mayoría de las galaxias poseen poblaciones variables, desde algunas decenas de miembros en galaxias enanas por el extremo inferior (e.g. las elípticas enanas dE del cúmulo de Virgo, Peng et al., 2006; Jordán et al., 2009), hasta miles o algunas decenas de miles de CG en las galaxias de tipo temprano (ETGs, según su sigla en inglés) que dominan los cúmulos de galaxias, por el extremo superior (e.g. 39 000 CG en NGC 6166, galaxia central del cúmulo de Abell 2199, Harris et al., 2016).

Cabe señalar que hasta hace unos años, los CG eran considerados el prototipo de la población estelar simple (SSP, según su sigla en inglés), i.e. objetos creados en

un único brote de formación estelar a partir de un medio homogéneo, por lo que todas sus estrellas tienen la misma composición química inicial y edad. Esto indicaba que las diferencias que se observan actualmente entre tales estrellas, no se debían a estos factores sino a otros, como por ejemplo la masa. En décadas recientes se ha descubierto la existencia de poblaciones múltiples en un creciente número de CG (e.g. Carretta et al., 2009; Joo & Lee, 2013; Piotto et al., 2015). De ese modo, los CG han pasado a ser una de las “mejores aproximaciones” a SSPs que se conozcan. Sin embargo, este cambio no ha afectado la utilidad de los CG para estudiar poblaciones estelares no-resueltas y distantes, proveyendo información sobre la formación y la historia de enriquecimiento químico de las distintas componentes de las galaxias, a las cuales están asociados.

Si consideramos este conjunto de propiedades y lo que ellas implican, es posible comprender por qué los CG son “trazadores” de la historia de sus galaxias anfitrionas. Al ser sistemas antiguos y la mejor aproximación a SSPs, llevan en sus características la impronta de

la información referida a su propia formación y la de las galaxias que los albergan. Al ser intrínsecamente brillantes y compactos, se facilita su observación y detección a grandes distancias, llegando a la fecha a detectarse SCG hasta ~ 200 Mpc (Harris et al., 2014) con datos del Telescopio Espacial Hubble (HST). Finalmente, al tratarse de sistemas constituidos generalmente por numerosos CG, se facilita su estudio estadístico. En la actualidad, se estudian los SCG tanto observacionalmente, mediante fotometría y espectroscopía, como a través de simulaciones numéricas. Para el lector interesado en estos temas, son recomendables los artículos de revisión de Harris (2001); Brodie & Strader (2006); Richtler (2006); Harris (2010). En el área específica de modelos, podemos destacar los trabajos de los últimos años de Muratov & Gnedin (2010); Tonini (2013); Kruijssen (2014); Li & Gnedin (2014); Li et al. (2017), en los cuales se tiene en cuenta la formación de las galaxias y sus SCG, de modo que los resultados que se obtienen deben reproducir las condiciones que surgen de las observaciones.

En este artículo, presentamos en la Sección 2 una descripción global de las propiedades que llamaremos “clásicas” (o típicas) de los SCG extra-galácticos de ETGs puesto que, a la fecha, son comunes a una mayoría de tales galaxias (se aclara que en el resto de este trabajo no se incluye a las galaxias enanas). A continuación, en la Sección 3 nos referimos a las propiedades “peculiares” (no-clásicas) que se han detectado en algunos SCG, enfocando la atención en tres casos que hemos estudiado recientemente junto a nuestros colaboradores, y enfatizando de qué manera tales propiedades peculiares contribuyen a reconstruir la historia de formación de sus galaxias anfitrionas.

2. Propiedades “clásicas” de los SCG

En esta Sección se presenta primeramente una breve explicación sobre cómo se realiza la selección de los candidatos a CG. Posteriormente, se detallan algunas de las propiedades que resultan del análisis básico del mismo, que abarcan la distribución de color de los cúmulos, las distribuciones espacial y radial proyectadas, y la función de luminosidad.

2.1. Selección de candidatos a CG

Para detectar los candidatos a CG en estudios fotométricos, es necesario primeramente identificar los objetos puntuales presentes en el campo, descartando los extendidos. Salvo cuando se utilizan datos del HST, en general los CG de galaxias en los cúmulos de Virgo o Fornax o más lejanas, se observan como objetos puntuales o marginalmente puntuales (i.e. medimos sus magnitudes y colores integrados). En tales casos, es necesario “borrar” a la galaxia anfitriona, si es que está ubicada dentro del campo, para poder detectar los objetos puntuales que, de otro modo, se perderían al quedar ocultos por el brillo de la galaxia. Para este proceso, por ejemplo, se aplican filtros o se resta la distribución de brillo de la galaxia, que puede ajustarse con distintas tareas del software de procesamiento de imágenes.

La detección de los objetos puntuales puede realizarse con software específicos, como el SExtractor (Bertin & Arnouts, 1996), o con parámetros que resultan del ajuste de función de punto extendido (PSF, por sus siglas en inglés), o una combinación de ambos. Se realiza luego la fotometría para obtener magnitudes y colores integrados (primero instrumentales, una vez realizada la calibración quedarán en el sistema estándar).

El paso siguiente es seleccionar los candidatos a CG entre los objetos puntuales. Hay diversas formas de realizar este proceso, por ej. trabajando con diagramas color-color (e.g. Escudero et al., 2015), o tomando rangos apropiados de magnitud y/o color (e.g. Bassino et al., 2006b, 2008; Oldham & Auger, 2016). En general, el límite de magnitud en el extremo débil se determina en base a experimentos de completitud.

Es importante contar con un campo de comparación, que en el caso ideal será de una zona muy cercana al SCG pero en la que ya no hay presentes CG. De tal modo, se puede corregir la contaminación debida a otros objetos puntuales con características similares a los CG, pero que en realidad son estrellas de la Vía Láctea o galaxias de fondo no resueltas.

2.2. Distribución de color

La característica más notable de la distribución de color de los CG en ETGs es la existencia de dos grupos, que corresponden a las sub-poblaciones de CG pobres y ricos en metales, comúnmente llamados cúmulos “azules” y “rojos”, respectivamente. Dado que los CG (los realmente antiguos, no consideramos aquí los llamados cúmulos masivos jóvenes YMC, según su sigla en inglés) tienen edades muy similares, se deduce que el parámetro que más influiría en el color integrado es la abundancia química (e.g. Chies-Santos et al., 2012; Forte et al., 2013), quedando la edad en un segundo plano, aunque debemos señalar que ha habido voces discordantes respecto a que no siempre una distribución de color bimodal corresponde a una distribución de metalicidad bimodal (e.g. Richtler, 2006; Yoon et al., 2006). Esta bimodalidad en el color, ya es posible detectarla en los diagramas color-magnitud (DCM), cuando se trata de SCG muy poblados y/o la resolución de las observaciones así lo permite. Por ejemplo, tal es el caso de la fotometría profunda y de alta calidad obtenida con la cámara GMOS/Gemini en NGC 3115 (Fig. 4 en Faifer et al. 2011), o la mayor sensibilidad a la metalicidad del índice de color ($C - T_1$) del sistema de Washington en NGC 1399 (Fig. 3 en Dirsch et al. 2003).

La Fig. 1 muestra una típica distribución de color bimodal. Usualmente se la ajusta con dos Gaussianas (e.g. Ostrov et al., 1993; Forbes et al., 2006; Wehner et al., 2008; D’Abrusco et al., 2016), y se han desarrollado tests estadísticos que ayudan a decidir si el mejor ajuste es una distribución unimodal o bimodal, además de estimar los valores medios y dispersiones de las Gaussianas (una o dos, según el caso), y la fracción de la población total de CG que corresponde a cada sub-población (e.g. Kartha et al., 2014, 2016). Podemos mencionar el algoritmo *Gaussian Mixture Model* GMM (Muratov &

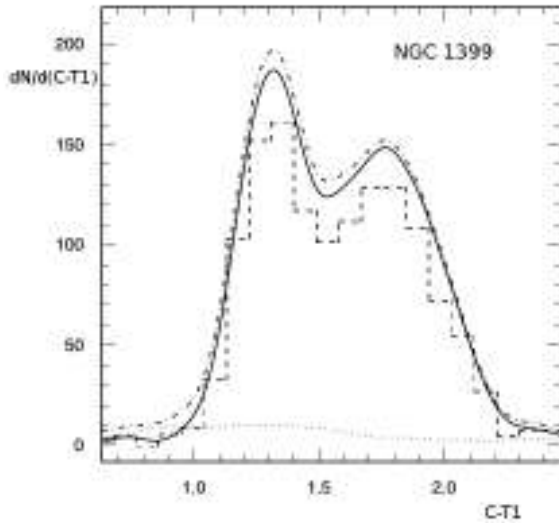


Figura 1: Distribución de color de candidatos a CG en la zona interna de NGC 1399 (datos de Bassino et al. 2006b). La línea llena muestra la distribución corregida por contaminación (correspondiente al histograma) y la línea de puntos y trazos la distribución cruda. La línea de puntos indica la contaminación.

Gnedin, 2010) y el software de uso libre RMIX*. Cabe aclarar que estos tests también pueden aplicarse, como veremos en la próxima Sección, para casos de más de dos componentes.

Las dos sub-poblaciones de CG no solo quedan definidas por la bimodalidad de la distribución de color sino también por las distintas distribuciones espacial y radial proyectadas (Sección 2.3), y su distinto estado cinemático (e.g. Schubert et al., 2010). Estas dos sub-poblaciones se corresponden con los CG del halo y del bulbo de la Vía Láctea, respectivamente.

2.3. Distribuciones espacial y radial proyectadas

A partir de la distribución de color y comparando con trabajos previos en el mismo sistema fotométrico, puede obtenerse el color aproximado que separa las dos sub-poblaciones de CG. En consecuencia, es posible analizar las distribuciones espacial y radial proyectada tanto para el total de cúmulos como para las dos sub-poblaciones por separado. Entre las funciones que se han ajustado a los perfiles de densidad radial (No. de CG por unidad de área vs. radio galactocéntrico R_g), podemos mencionar ley de potencia, ley de Sérsic (y en particular, la ley $r^{1/4}$), perfil de Hubble modificado, otros modelos que tienen en cuenta la destrucción de CG en la zona central, etc (e.g. Bassino et al., 2006b,a; Brodie et al., 2014; Pota et al., 2015; Harris et al., 2016).

Los resultados para SCG de ETGs en general indican que la sub-población roja se distribuye más concentrada hacia el centro de la galaxia anfitriona, con un perfil radial que suele tener la misma pendiente que el perfil de brillo superficial de la galaxia, lo que señala una relación

cercana con la componente estelar (e.g. Forbes et al., 2012; Escudero et al., 2015). La sub-población azul tiene mayoritariamente una distribución proyectada más extendida, alcanzando mayores R_g que su contraparte roja (e.g. Voggel et al., 2016). La distribución de los CG azules suele tener similitudes con la distribución de materia oscura (e.g. Forbes et al., 2016, y referencias allí citadas), y también se han comparado los perfiles radiales de estos cúmulos con los perfiles que se obtienen a partir de la emisión en rayos-X (e.g. Forbes et al., 2012). Estas características muestran que el origen y evolución de ambas sub-poblaciones deben haber correspondido a caminos diferentes.

Las distribuciones espacial y acimutal permiten además detectar posibles interacciones entre las galaxias, que seguramente afectan a la componente estelar pero se observan más claramente en los CG (e.g. en el cúmulo de Fornax Bassino et al., 2009; D’Abrusco et al., 2016; Iodice et al., 2016).

2.4. Función de luminosidad

La función de luminosidad de los CG FLCG (No. de CG vs. magnitud absoluta) se representa, en primera aproximación, con una Gaussiana que es el resultado de distintos procesos dinámicos que producen la destrucción de los CG (Kruijssen & Mieske, 2009; Kruijssen, 2015; Rossi & Hurley, 2015; Goudfrooij & Fall, 2016). En los casos en que las observaciones permiten obtener esta Gaussiana más completa, se observa que ambas ramas no son perfectamente simétricas. Por tal motivo, se han propuesto otras alternativas, como por ejemplo la distribución de Student t5 (Secker, 1992) o una función de Schechter evolucionada (Jordán et al., 2007).

Una de las aplicaciones más interesantes de la FLCG es que el valor medio de la Gaussiana (llamada magnitud del *turn-over*) es considerada un valor universal, por lo que posibilita su uso para la determinación de distancias (Richtler, 2003; Rejkuba, 2012; Harris et al., 2014). Dado que la referencia es justamente el máximo de la Gaussiana, se requiere tener datos que permitan realizar un ajuste confiable, siendo necesario llegar a magnitudes más débiles que el *turn-over*. Además, a partir de la FLCG combinada con la distribución radial, es posible estimar la población total N_{CG} del SCG (o de sus sub-poblaciones) así como, por ejemplo, calcular la frecuencia específica S_N (N_{CG} por unidad de luminosidad de la galaxia anfitriona, Harris & van den Bergh 1981; Harris et al. 2013), un parámetro relacionado con la eficiencia de formación de CG.

3. Propiedades “peculiares” de SCG: tres casos estudiados

A medida que se mejora la calidad de los datos y se incrementa la muestra de SCG estudiados, han surgido casos que no siguen las propiedades “clásicas” mencionadas en la Sección previa. Nos referiremos a continuación a tres SCG con propiedades “peculiares” que hemos estudiado en los últimos años, que son galaxias intrínsecamente brillantes ($M_V = -22.5$ a -22.0) y en entornos de baja

*<http://ms.mcmaster.ca/peter/mix/mix.html>

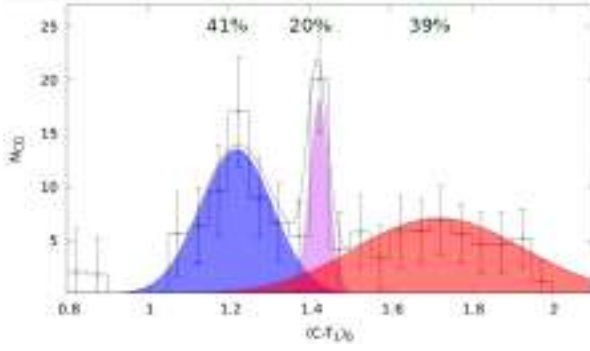


Figura 2: Distribución de color de los candidatos a CG en NGC 7507 (histograma), corregida por contaminación. La línea llena muestra la suma de tres Gaussianas ajustadas. Se muestran las tres Gaussianas en distintos colores (datos de Caso et al. 2013 y los porcentajes indican las respectivas fracciones de la población total.).

densidad, pero que han tenido historias evolutivas muy diferentes.

3.1. NGC 7507: una fusión antigua

El primer caso corresponde a NGC 7507 (Caso et al., 2013), una galaxia E0 relativamente aislada ubicada a 24.5 Mpc, que presenta una distribución de brillo muy suave, donde no se detectan rastros de interacciones pasadas (Tal et al., 2009). En un trabajo previo (Salinas et al., 2012), habíamos mostrado que los datos cinemáticos pueden explicarse con modelos con muy poco (o ningún) contenido de materia oscura y una relación masa-luminosidad estelar $M/L_R \sim 3$, lo que corresponde a una edad de 8 a 10×10^9 años (suponiendo abundancia solar).

Al estudiar el SCG de esta galaxia, la distribución de color resulta sorprendente (Fig. 2), pues además de los dos máximos ubicados en los valores medios usuales (azul y rojo, respectivamente), existe un tercer máximo en un color intermedio que representa el 20% de la población total de cúmulos. Ajustando una suma de tres Gaussianas a esta distribución, se recuperan los valores medios y dispersiones típicas para los CG azules y rojos. El tercer grupo, que llamaremos “muestra intermedia”, posee una dispersión sumamente baja ($\sigma = 0.025$ mag), y puede interpretarse como el resultado de un brote de formación estelar, originado en una fusión (*merger*) o acreción de una galaxia enana rica en gas, por ejemplo, de edad *a priori* desconocida.

A fin de recabar más información, se comparan los colores medios de los tres grupos con modelos teóricos de SSP (Bressan et al., 2012). Adoptando para NGC 7507 la edad estimada por Salinas et al. (2012), las metalicidades de CG azules y rojos corresponden a los de CG antiguos pobres y ricos en metales, respectivamente. Si los cúmulos de la muestra intermedia tuvieran metalicidad solar, según los modelos les correspondería una edad de 2 a 3×10^9 años. Sin embargo, no parece existir una población de esta edad en NGC 7507, pues la galaxia es muy roja y su distribución de brillo no muestra evidencias de un proceso de fusión o acreción reciente.



Figura 3: Imagen combinada (g' , r' , i') de NGC 4753, obtenida con datos de GMOS/Gemini (programa GS2014A-Q-67, PI: J.P. Caso).

Resulta más probable asignarle una menor metalicidad y mayor edad. La determinación de Salinas et al. (2012) concuerda con una mayor edad, y los resultados del mapa de color de NGC 7507 apoyan la misma idea. En dicho mapa de color (Fig. 7 de Caso et al. 2013) se observa que distribución no es simétrica radialmente, y hay evidencias de polvo en la zona interna con una distribución asimétrica. La presencia de polvo en la zona interna en una galaxia que no muestra rastros de interacciones en su exterior, es otra evidencia a favor de un proceso de fusión o acreción pasado, que podría estar relacionado con el brote de formación estelar que dio origen a la muestra intermedia, hace alrededor de 8×10^9 años, i.e. a una sub-población de cúmulos parcialmente más jóvenes que los CG antiguos típicos.

Finalmente, otra característica peculiar del SCG de NGC 7507 es su baja $S_N \approx 0.6$ (mucho menor que para otras galaxias de similar brillo intrínseco), que es consecuencia de una muy pobre población de CG. En efecto, Hudson et al. (2014) han mostrado que la masa del SCG es proporcional a la masa del halo de materia oscura de la galaxia anfitriona.

3.2. NGC 4753: una fusión reciente

El segundo caso corresponde a una galaxia muy distinta (Caso et al., 2015), pues NGC 4753 es una irregular (I0) y presenta filamentos de polvo muy prominentes y retorcidos (Fig. 3). Al restar la distribución de brillo suavizada a la galaxia, se logra distinguir una estructura con dos lóbulos que parecen conectarse al cuerpo de la galaxia por remanentes de “brazos espirales” (Fig. 10 de Caso et al. 2015). Todo ello indica una fusión reciente o una galaxia distorsionada por interacción con algún vecino cercano, aunque no se observa ninguno en las imágenes. Una particularidad de NGC 4753 es que alberga dos supernovas de tipo Ia (SNIa), por lo que es esperable la presencia de una población de edad intermedia en esta galaxia.

El SCG de NGC 4753 tiene propiedades similares al de NGC 7507, pues la distribución de color presenta un tercer grupo de colores intermedios, entre los clásicos CG azules y rojos (Fig. 5 de Caso et al. 2015, panel superior). En este caso, esta muestra intermedia tam-

bién se ajusta con una Gaussiana de muy baja dispersión ($\sigma = 0.03$ mag) y corresponde a una fracción del 11 % de la población total de cúmulos. Si comparamos con modelos de SSP (Bressan et al., 2012) asumiendo una abundancia 0.5 a 1 $Z_{\odot}$, los colores de la muestra intermedia corresponden a una población de edad 1.5 a 3×10^9 años, que estaría de acuerdo con la existencia de las SNIa en la población de NGC 4753. Esta distribución “trimodal” se ha detectado en otras ETGs además de NGC 7507, tal como NGC 1316 (Richtler et al., 2012) y NGC 6861 (Escudero et al., 2015), con la coincidencia que todas se ubican en ambientes de baja densidad.

Por otra parte, también se constatan irregularidades en la distribuciones de color y espacial proyectada, así como en la FLCG, si separamos el SCG en más brillantes y más débiles que un dado límite ($i'_0 = 23$). La distribución de color de la submuestra débil es trimodal y presenta una distribución espacial homogénea respecto al centro de la galaxia. Sin embargo, la submuestra brillante posee un número despreciable de CG rojos (Fig. 5 de Caso et al. 2015, panel inferior) y sus integrantes, mayoritariamente CG azules, presentan una distribución espacial inhomogénea, con claras asimetrías. En cuanto a la FLCG, la submuestra débil sigue la distribución Gaussiana usual, pero la brillante presenta un exceso de CG (Fig. 8 de Caso et al. 2015). Finalmente, el SCG de NGC 4753 también posee una baja $S_N = 1.3 \pm 0.15$, menor que los sistemas de otras galaxias de similar brillo intrínseco.

En resumen, la morfología irregular de la galaxia NGC 4753 y su compleja subestructura, la presencia de dos SNIa, la muestra de cúmulos de color intermedio, y la propiedades atípicas de la FLCG y la distribución espacial, apoyan la idea que esta galaxia ha sufrido una fusión reciente, hace 1 a 3×10^9 años. No puede descartarse la posibilidad de un evento de acreción, pero la estructura de esta galaxia parece indicar una fusión.

3.3. NGC 3610: un típico remanente de una fusión

El tercer y último caso corresponde a la galaxia NGC 3610, que es considerada un ejemplo típico de remanente de una fusión, y a la que hemos estudiado recientemente junto a su SCG (Bassino & Caso, 2017). Está ubicada a una distancia de ~ 35 Mpc (Tully et al., 2013) e integra un grupo pobre, de solamente cinco miembros. Esta galaxia ha sido clasificada como lenticular peculiar y presenta una distribución de brillo con una subestructura sumamente compleja, que incluye “shells”, “plumas”, y una estructura en forma de X (Schweizer & Seitzer, 1992; Schweizer, 1998). Parte de sus isofotas son tipo “caja” (*boxy*), lo que sumado a la subestructura se consideran consecuencias de fusiones disco-disco de galaxias de masas comparables (e.g. Barnes & Hernquist, 1992; Hernquist & Spergel, 1992). Además, esta galaxia posee un disco interno embebido (Scorza & Bender, 1990), lo que es inusual en una ETG. Todo indica un sistema dinámicamente joven.

Se ha detectado en trabajos previos, que el SCG de NGC 3610 contiene una sub-población de cúmulos de edad intermedia, que podría haberse originado en el mismo proceso (e.g. una fusión) que condujo a la

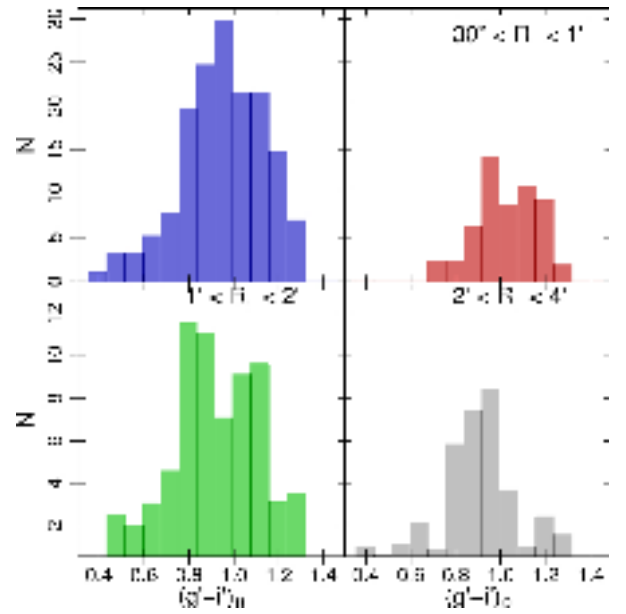


Figura 4: Distribución de color de cúmulos en NGC 3610 (datos de Bassino & Caso 2017). El panel superior izquierdo corresponde a toda la población de cúmulos, y los restantes paneles corresponden a los distintos rangos de radio galactocéntrico, indicados en la parte superior de cada uno.

morfología particular de esta galaxia (Whitmore et al., 1997). Posteriormente, Whitmore et al. (2002) y Goudfrooij et al. (2007) mostraron que la función de luminosidad de cúmulos ricos en metales (rojos), ubicados entre $\sim 50'' - 100''$, muestra un comportamiento diferente de la que usualmente siguen los *bona fide* CG antiguos, pues no se ajusta con una función Gaussiana sino con una ley de potencia. Esta última característica es un resultado típico de cúmulos jóvenes (e.g. Whitmore et al., 1999; de Grijs et al., 2003) y es esperable si se han formado en una fusión reciente. Por otra parte, Strader et al. (2003, 2004) confirmaron, mediante espectroscopia, que dos de tales cúmulos tienen edades entre 1 y 3×10^9 años y son ricos en metales, con $[\text{Fe}/\text{H}] = +0.4$ a $+0.7$.

En la Fig. 4 se muestra la distribución de color obtenida por Bassino & Caso (2017) para cúmulos en NGC 3610, sobre una región más extensa que en trabajos previos. En los paneles que representan la distribución para distintos R_g , se observa que en la zona interna predominan los cúmulos rojos, en acuerdo con trabajos anteriores. En la zona intermedia, se observa la bimodalidad clásica, con valores medios de CG azules y rojos en los colores usuales. En la zona externa, la distribución de color es muy peculiar, unimodal y centrada en colores intermedios entre los típicos de CG azules y rojos. Este último grupo, si bien corresponde a un número pequeño de cúmulos, coincide con el color de las muestras intermedias detectadas en los casos anteriores. Además, parece haber algunos cúmulos de colores intermedios similares en la zona interna, por lo que no estarían confinados solo a la región externa.

Al igual que para el SCG de NGC 4753, si consideramos SSPs con una abundancia 0.5 a 1 $Z_{\odot}$, los colores correspondientes a la muestra intermedia indican una

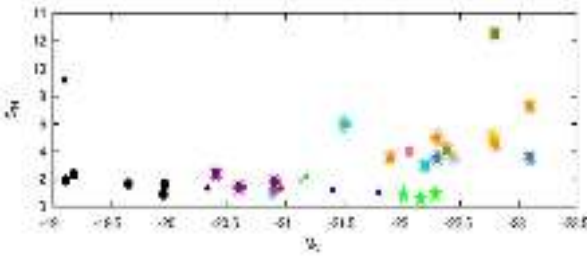


Figura 5: S_N del SCG vs. M_V de la galaxia anfitriona, con valores tomados de la literatura. Las estrellas verdes muestran los valores para NGC 7507, NGC 4753, y NGC 3610.

población de 1.5 a 3×10^9 años (Bressan et al., 2012), en coincidencia con las edades determinadas por Strader et al. (2003, 2004) a partir de datos espectroscópicos. Debe tenerse en cuenta que *a priori* no podemos descartar que en realidad correspondan a cúmulos de mayor edad y más pobres en metales, pero todas las características morfológicas de la galaxia indican una fusión de edad intermedia. Se agrega además la evidencia del mapa de color de NGC 3610 (Fig. 16 de Bassino & Caso 2017, panel derecho) que muestra una falta de simetría axial, dado que se observa un suave gradiente de color en la componente estelar. Si se tratara de una fusión de mayor edad, tanto este gradiente como la intrincada subestructura ya hubieran desaparecido.

Desde un punto de vista especulativo, es posible explicar este escenario proponiendo que la muestra de cúmulos de color intermedio puede estar asociada a un brote de formación estelar intensa, inducido a su vez por una fusión mayor reciente entre dos discos ricos en gas. Strader et al. (2003) ya han mencionado esta posibilidad, explicando por qué debe descartarse la opción de la caída (*infall*) de una galaxia de menor masa. Siguiendo en el terreno de especulación, se puede proponer una fusión con “dos pasadas”, la primera habría originado los cúmulos de mayor edad (más rojos) de la zona interna, y la segunda podría haber dado lugar a los cúmulos de colores intermedios en la región exterior.

En coincidencia con los casos anteriores, la frecuencia específica estimada para el SCG de NGC 3610 también resulta ser sumamente baja ($S_N \sim 0.8$). La Fig. 5 muestra un gráfico de S_N vs. magnitud absoluta visual con valores tomados de la literatura. Las estrellas verdes corresponden a los tres casos aquí presentados, y se observa que sus valores son claramente menores que los de SCG de galaxias de brillo intrínseco comparable.

4. Comentarios finales

Los SCG son trazadores de la historia evolutiva de las galaxias, con las ventajas de ser objetos anti-guós, intrínsecamente brillantes, y similares a SSPs. Las propiedades de los sistemas asociados a galaxias de tipo temprano (no enanas) han mostrado la presencia de dos sub-poblaciones de CG, pobres (llamados “azules”) y ricos (llamados “rojos”) en metales, aunque debemos recordar que se trata de objetos esencialmente pobres. La distribución de color de los CG muestra en ge-neral

los dos grupos, efecto denominado “bimodalidad”. Esa bimodalidad se refleja en la distribución espacial y radial, pues los CG rojos se ubican más cerca de la galaxia anfitriona, mientras que los CG azules poseen una distribución más extendida y con similitudes entre galaxias de distinto brillo y en distintos entornos. La cinemática también muestra la existencia de las dos sub-poblaciones, con distintas propiedades tanto en la velocidad radial como en la dispersión de velocidades. Los modelos que plantean la formación y evolución de las galaxias junto a sus SCG deben satisfacer estas propiedades que se observan actualmente.

Sin embargo, el avance de la tecnología y la posibilidad de realizar estudios con mayor precisión, han llevado a que en los últimos años se detectaran SCG cuyas propiedades no siguen el esquema “clásico”, sino que poseen características que llamamos “peculiares”. Las designamos de este modo porque, a pesar de tratarse de ETGs, no siguen la tendencia de la mayoría de los SCG de ETGs conocidos. Combinando estas propiedades con características propias de la galaxia anfitriona, como ser la presencia de SNIa, sus distribuciones de brillo o mapas de color, presencia de polvo, etc, es posible reconstruir la historia evolutiva cada galaxia en particular, i.e. no solamente plantear condiciones generales sino descifrar la formación y evolución de cada caso estudiado. Obviamente, sería deseable determinar edad y metalicidad de todos los CG por espectroscopía, pero el tiempo de observación necesario hace impensable esta opción.

De este modo, analizamos qué procesos han sufrido las galaxias en los tres casos que presentamos, todas ubicadas en ambientes de baja densidad:

(i) NGC 7507 (Caso et al., 2013): presenta distribución de color de CG trimodal, con una sub-población de colores intermedios que asociamos a un brote de formación estelar o acreción de una galaxia enana rica en gas, con una edad desconocida. Comparando con modelos teóricos de SSPs y teniendo en cuenta la distribución de brillo suave de la galaxia y la presencia de polvo en una zona interna, se descartan una fusión o acreción recientes, por lo que la sub-población de colores intermedios estaría indicando que esta galaxia cuenta en su historia con una fusión o acreción antigua, de alrededor de 8×10^9 años, i.e. algo menor que los CG típicos.

(ii) NGC 4753 (Caso et al., 2015): presenta distribución de color de CG trimodal, con una sub-población de colores intermedios y también se detectan peculiaridades en la distribución espacial proyectada y la FLCG. En este caso, hay otros indicios que colaboran a clarificar el panorama, es una galaxia de morfología muy irregular por lo que es más probable que haya sufrido una fusión reciente que una acreción de otra galaxia menos masiva. Además, la presencia de dos SNIa refuerza la existencia de una población de edad intermedia. Con modelos de SSP se determina que la opción más probable es la de una fusión reciente, de 1 a 3×10^9 años.

(iii) NGC 3610 (Bassino & Caso, 2017): esta galaxia es un prototipo de remanente de fusión. Detectamos una sub-población de cúmulos de colores intermedios en las zonas más alejadas del SCG, cuya edad *a priori* indeterminada puede establecerse considerando características

de la galaxia. Ésta posee una subestructura muy complicada en su distribución de brillo, un mapa de color con un gradiente suave en gran escala, una FLCG para cúmulos rojos que sigue una ley de potencia (como la de cúmulos jóvenes), un par de CG estudiados por espectroscopía que son jóvenes y ricos en metales. Por lo tanto, con este esquema resulta difícil considerar que, según los modelos de SSP, la sub-población intermedia corresponda a una fusión antigua, sino que se refuerza la idea que NGC 3610 ha sufrido una fusión mayor reciente, hace 1.5 a 3×10^9 años.

Finalmente, cabe mencionar que los tres SCG estudiados poseen frecuencias específicas sumamente bajas, en comparación con otras galaxias anfitrionas de similar luminosidad. No está claro el motivo, si hubo una menor eficiencia de formación de CG, si corresponde a halos de materia oscura muy poco masivos (como el caso de NGC 7507), etc. Se refuerza entonces la necesidad de continuar estudiando SCG de galaxias en ambientes de baja densidad, para buscar características comunes que logren explicar la baja S_N , además de determinar las historias evolutivas de sus galaxias.

Agradecimientos: LPB desea agradecer al Comité Científico de la 59a. Reunión Anual de la Asociación Argentina de Astronomía por la invitación a presentar este Informe Invitado. Asimismo, agradece a los coautores de los tres artículos a que se hace referencia en la Sección 3, Dres. J.P. Caso, T. Richtler, M. Gómez, R. Salinas, R. R. Lane, y A. Romanowsky. Parte de los trabajos presentados en este Informe fueron parcialmente financiados mediante Proyectos del Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina, Agencia Nacional de Promoción Científica y Tecnológica, y Universidad Nacional de La Plata (Argentina).

Referencias

- Barnes J. E., Hernquist L., 1992, ARA&A, 30, 705
 Bassino L. P., Caso J. P., 2017, MNRAS
 Bassino L. P., Richtler T., Dirsch B., 2006a, MNRAS, 367, 156
 Bassino L. P., et al., 2006b, A&A, 451, 789
 Bassino L. P., Richtler T., Dirsch B., 2008, MNRAS, 386, 1145
 Bassino L. P., et al., 2009, Globular Clusters at the Centre of the Fornax Cluster: Tracing Interactions Between Galaxies. p. 271
 Bertin E., Arnouts S., 1996, A&AS, 117, 393
 Bressan A., et al., 2012, MNRAS, 427, 127
 Brodie J. P., Strader J., 2006, ARA&A, 44, 193
 Brodie J. P., et al., 2014, ApJ, 796, 52
 Carretta E., et al., 2009, A&A, 505, 139
 Caso J. P., et al., 2013, A&A, 555, A56
 Caso J. P., Bassino L. P., Gómez M., 2015, MNRAS, 453, 4421
 Chies-Santos A. L., et al., 2012, A&A, 539, A54
 D'Abusco R., et al., 2016, ApJL, 819, L31
 de Grijs R., et al., 2003, MNRAS, 343, 1285
 Dirsch B., et al., 2003, AJ, 125, 1908
 Escudero C. G., et al., 2015, MNRAS, 449, 612
 Faifer F. R., et al., 2011, MNRAS, 416, 155
 Forbes D. A., et al., 2006, MNRAS, 366, 1230
 Forbes D. A., Ponman T., O'Sullivan E., 2012, MNRAS, 425, 66
 Forbes D. A., et al., 2016, MNRAS, 458, L44
 Forte J. C., et al., 2013, MNRAS, 431, 1405
 Goudfrooij P., Fall S. M., 2016, ApJ, 833, 8
 Goudfrooij P., et al., 2007, AJ, 133, 2737
 Harris W. E., van den Bergh S., 1981, AJ, 86, 1627
 Harris W. E., Harris G. L. H., Alessi M., 2013, ApJ, 772, 82
 Harris W. E., et al., 2014, ApJ, 797, 128
 Harris W. E., et al., 2016, ApJ, 817, 58
 Harris W. E., 2001, Globular Cluster Systems. p. 223
 Harris W. E., 2010, Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A, 368, 889
 Hernquist L., Spergel D. N., 1992, ApJL, 399, L117
 Hudson M. J., Harris G. L., Harris W. E., 2014, ApJL, 787, L5
 Iodice E., et al., 2016, ApJ, 820, 42
 Joo S.-J., Lee Y.-W., 2013, ApJ, 762, 36
 Jordán A., et al., 2007, ApJs, 171, 101
 Jordán A., et al., 2009, ApJS, 180, 54
 Kartha S. S., et al., 2014, MNRAS, 437, 273
 Kartha S. S., et al., 2016, MNRAS, 458, 105
 Kruijssen J. M. D., Mieske S., 2009, A&A, 500, 785
 Kruijssen J. M. D., 2014, Classical and Quantum Gravity, 31, 244006
 Kruijssen J. M. D., 2015, MNRAS, 454, 1658
 Li H., Gnedin O. Y., 2014, ApJ, 796, 10
 Li H., et al., 2017, ApJ, 834, 69
 Marín-Franch A., et al., 2009, ApJ, 694, 1498
 Muratov A. L., Gnedin O. Y., 2010, ApJ, 718, 1266
 Oldham L. J., Auger M. W., 2016, MNRAS, 455, 820
 Ostrov P., Geisler D., Forte J. C., 1993, AJ, 105, 1762
 Peng E. W., et al., 2006, ApJ, 639, 95
 Piotto G., et al., 2015, AJ, 149, 91
 Pota V., et al., 2015, MNRAS, 450, 3345
 Rejkuba M., 2012, APSS, 341, 195
 Richtler T., et al., 2012, A&A, 543, A131
 Richtler T., 2003, in Alloin D., Gieren W., eds., Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag Vol. 635, Stellar Candles for the Extragalactic Distance Scale. pp 281–305
 Richtler T., 2006, Bulletin of the Astronomical Society of India, 34, 83
 Roediger J. C., et al., 2014, ApJS, 210, 10
 Rossi L. J., Hurley J. R., 2015, MNRAS, 446, 3389
 Salinas R., et al., 2012, A&A, 538, A87
 Schuberth Y., et al., 2010, A&A, 513, A52
 Schweizer F., Seitzer P., 1992, AJ, 104, 1039
 Schweizer F., 1998, in Kennicutt Jr. R. C., et al., eds., Saas-Fee Advanced Course 26: Galaxies: Interactions and Induced Star Formation. p. 105
 Scorza C., Bender R., 1990, A&A, 235, 49
 Secker J., 1992, AJ, 104, 1472
 Strader J., Brodie J. P., Huchra J. P., 2003, MNRAS, 339, 707
 Strader J., Brodie J. P., Forbes D. A., 2004, AJ, 127, 295
 Tal T., et al., 2009, AJ, 138, 1417
 Tonini C., 2013, ApJ, 762, 39
 Tully R. B., et al., 2013, AJ, 146, 86
 Voggel K., Hilker M., Richtler T., 2016, A&A, 586, A102
 Wehner E. M. H., et al., 2008, ApJ, 681, 1233
 Whitmore B. C., et al., 1997, AJ, 114, 1797
 Whitmore B. C., et al., 1999, AJ, 118, 1551
 Whitmore B. C., et al., 2002, AJ, 124, 147
 Yoon S.-J., Yi S. K., Lee Y.-W., 2006, Science, 311, 1129



Factibilidad de aplicación del test cosmológico de Alcock-Paczyński utilizando vacíos cósmicos

C.M. Correa¹, D. Paz¹, N. Padilla^{2,3} & R. Angulo⁴

¹ Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina

² Instituto de Astrofísica, Pontificia Universidad Católica, Chile

³ Centro de Astro-Ingeniería, Pontificia Universidad Católica, Chile

⁴ Centro de Estudios de Física del Cosmos de Aragón, España

Contacto / cmcorrea@oac.unc.edu.ar

Resumen / Se diseñó una versión del test cosmológico de *Alcock-Paczyński* utilizando la función de correlación cruzada *void*-galaxia proyectada en el espacio de *redshift*. Para ello, se desarrolló un modelo que permite reproducir las distorsiones geométricas y dinámicas observadas en los isocontornos de correlación, las cuales permiten extraer información cosmológica. El modelo depende fundamentalmente del parámetro de densidad de materia, Ω_m , y del *redshift* de los *voids*, z . Con el fin de calibrar el test, se utilizó la *Simulación Millennium XXL*. Específicamente, se evaluó la sensibilidad del ajuste de Ω_m en función del *redshift* cubriendo un amplio rango: $0.05 \leq z \leq 2$, en vista del alcance de la nueva generación de relevamientos de galaxias.

Abstract / We designed a version of the *Alcock-Paczyński* cosmological test using the void-galaxy cross-correlation function in redshift space. For this purpose, we developed a model that reproduces the geometric and dynamical distortions observed on the correlation isocontours, which allow to extract cosmological information. The model fundamentally depends on the matter density parameter, Ω_m , and the redshift of the voids, z . In order to calibrate the test, we used the *Millennium XXL Simulation*. Specifically, we evaluated the sensitivity of the Ω_m fitting process as a function of redshift covering a wide range: $0.05 \leq z \leq 2$, in view of the depth of the new generation of galaxy surveys.

Keywords / cosmological parameters — galaxies: distances and redshifts — large-scale structure of universe

1. Introducción

La estructura en gran escala contiene información invaluable acerca de las propiedades fundamentales del universo, como por ejemplo, el contenido de materia y energía, la geometría del espacio-tiempo y la naturaleza misma de la gravitación. Dicha estructura puede estudiarse de dos maneras complementarias: analizando el aglomeramiento (*clustering*: filamentos, cúmulos de galaxias, etc.), o bien, los grandes vacíos cósmicos, los denominados *voids*. Un enfoque basado en *voids* ofrece ciertas ventajas, entre ellas, la dinámica es menos no lineal, y por ende, puede modelarse más fácilmente.

La identificación de *voids* se realiza a partir de la distribución espacial de las galaxias en un relevamiento espectroscópico. No obstante, dichos relevamientos ofrecen, para dos galaxias cualesquiera, la distancia angular en el plano del cielo, $\Delta\theta$, y la diferencia del desplazamiento al rojo (*redshift*) a lo largo de la línea de la visual, Δz . Por lo tanto, para obtener una verdadera distribución espacial, estos observables ($\Delta\theta, \Delta z$) deben transformarse en distancias comóviles (σ, π) [h^{-1} Mpc]. Esta transformación viene dada por:

$$\sigma = D_A(z)\Delta\theta, \quad \pi = \frac{c}{H(z)}\Delta z, \quad (1)$$

donde z denota el *redshift* de la galaxia de referencia, $D_A(z)$, la distancia diámetro angular, c , la velocidad de la luz y $H(z)$, el parámetro de Hubble que describe la

historia de expansión del universo.

El presente trabajo asume la validez del modelo cosmológico estándar Λ CDM, en el cual la constante de Hubble, $H_0 = 100h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, el parámetro de densidad de materia, Ω_m , y el parámetro de densidad de energía oscura, Ω_Λ , constituyen tres parámetros cosmológicos fundamentales. Este modelo asume un universo plano, por lo que Ω_Λ puede expresarse en términos de Ω_m : $\Omega_\Lambda = 1 - \Omega_m$. Además, $D_A(z)$ está relacionada con $H(z)$:

$$D_A(z) = \frac{c}{(1+z)} \int_0^z \frac{dz'}{H(z')}.$$

Por lo tanto, la dependencia de la transformación dada por las Ecs. (1) con los parámetros cosmológicos se hace evidente al expresar $H(z)$ en función de los mismos:

$$H(z) = H_0 \sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}.$$

Nótese que, para llevar a cabo esta transformación, hay que asumir una cosmología fiduciaria, es decir, valores para los parámetros H_0 , Ω_m y Ω_Λ . Una mala elección hará que σ y π estén sesgados, y por ende, la distribución espacial de las galaxias esté distorsionada. Así, una estructura con simetría esférica parecerá un elipsoide. No obstante, los verdaderos parámetros cosmológicos pueden ajustarse imponiendo la esfericidad deseada. Este

proceso de ajuste constituye el test cosmológico de Alcock & Paczynski (1979, test AP).

Además de las distorsiones de origen geométrico (DG) descritas en el párrafo anterior, existe otro tipo de distorsiones de origen dinámico, las distorsiones del espacio de *redshift* (RSD, por sus siglas en inglés, Kaiser, 1987). Éstas se producen debido a la componente en la dirección de la línea de la visual de las velocidades peculiares de las galaxias, las cuales causan un corrimiento Doppler en sus espectros adicional al *redshift* cosmológico debido al flujo de Hubble. Este corrimiento adicional repercute en la medición de Δz , y por ende, distorsiona la estimación de π .

La función de correlación cruzada *void*-galaxia proyectada en el espacio de *redshift*, $\xi(\sigma, \pi)$, resulta natural para llevar a cabo un test AP (Hamaus et al., 2016). En vista del principio cosmológico, $\xi(\sigma, \pi)$ posee simetría esférica, por lo que debería manifestar isocontornos de correlación circulares. Sin embargo, las DG y RSD producirán anisotropías, distorsionándolos en elipses de una manera no trivial. Mediante un modelo físicamente motivado, con Ω_m como parámetro fundamental, estas distorsiones pueden reproducirse, y por lo tanto, extraerse información cosmológica acerca de Ω_m .

Las Ecs. (1) muestran que, en este caso, el test AP es sensible al *redshift* de identificación de los *voids*, z . En este trabajo se presenta un modelo para $\xi(\sigma, \pi)$ y una evaluación de su sensibilidad en función del *redshift* cubriendo un amplio rango: $0.05 < z < 2$. Este rango está motivado por el alcance de la nueva generación de relevamientos de galaxias, como por ejemplo *HET-DEX* (Hill et al., 2008), *Euclid* (Laureijs et al., 2011), *BOSS* (Dawson et al., 2013) y *DESI* (Eisenstein & DESI Collaboration, 2015). En general, dichos relevamientos tendrán una profundidad en *redshift* superior a 0.5. A modo de comparación, la muestra principal de galaxias del relevamiento Sloan (SDSS, Abazajian et al., 2009), uno de los relevamientos actuales más importantes, tiene una mediana en la distribución de *redshifts* de 0.1.

2. Modelo para $\xi(\sigma, \pi)$

La primera parte del modelo consiste en la transformación de los observables ($\Delta\theta, \Delta z$) en distancias comóviles (σ, π) [h^{-1} Mpc] mediante el par de Ecs. (1). Esta transformación depende sólo de Ω_m y H_0 (Sección 1.). Con el fin de simplificar el método, por ser éste un primer estudio, se asumió un valor de H_0 fijo, coincidente con el de la simulación usada para testear el método (ver Sección 3.). Por lo tanto, el único parámetro cosmológico interviniente es Ω_m .

La segunda parte consiste en incorporar el modelo desarrollado por Paz et al. (2013), el cual permite reproducir las RSD una vez asumido un espacio (σ, π) . Según este modelo, $\xi(\sigma, \pi)$ se obtiene al convolucionar la correlación cruzada *void*-galaxia en el espacio real, $\xi(r)$, con una función distribución de velocidades, en este caso, una distribución Maxwell-Boltzmann centrada en un

perfil medio de velocidad $v(r)$ con una dispersión σ_v :

$$1 + \xi(\sigma, \pi) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_v} \exp \left[-\frac{(v_{\parallel} - v(r)\frac{r_{\parallel}}{r})^2}{2\sigma_v^2} \right] \times [1 + \xi(r)] dv_{\parallel}.$$

Aquí, r y v denotan distancias y velocidades *void*-céntricas de las galaxias en el espacio real, mientras que el subíndice $\parallel$ hace referencia a las respectivas componentes a lo largo de la línea de la visual. Para el perfil de velocidad, se da una expresión analítica basada en la teoría lineal del crecimiento de las fluctuaciones de densidad:

$$v(r) = -\frac{1}{3} \frac{H(z)f(z)}{(1+z)} r \frac{1}{b} \Delta(r), \quad (2)$$

donde b denota el factor lineal de *bias*, $\Delta(r)$, el perfil medio de densidad* y $f(z)$, la tasa de crecimiento lineal de las fluctuaciones de densidad. Esta última depende de Ω_m :

$$f(z) = \left(\frac{\Omega_m(1+z)^3}{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_{\Lambda}} \right)^{0.6}.$$

Finalmente, se da un modelo paramétrico empírico para el perfil de densidad que consiste en una función error más una función gaussiana con parámetros: R (radio medio de la muestra de *voids*), S (emпинamiento interno de la pared de los *voids*), P (amplitud de la pared) y W (extensión externa de la pared).

En resumen, el espacio de parámetros del modelo queda conformado por $\{R, S, P, W, \sigma_v, \Omega_m\}$, y el fin último del test AP es ajustar el valor de Ω_m .

3. Datos simulados

Con el fin de calibrar el método, se utilizó la salida $z = 0$ de la *Simulación Millennium XXL* (Angulo et al., 2012, MXXL), una simulación de materia oscura de gran volumen (cubo periódico de $3h^{-1}$ Gpc de lado) y resolución (6720^3 partículas). La MXXL adopta una cosmología estándar Λ CDM con parámetros: $\Omega_m = 0.25$, $\Omega_{\Lambda} = 0.75$ y $H_0 = 73$ km s $^{-1}$ Mpc $^{-1}$. Como trazadores de la materia se utilizaron halos de materia oscura identificados imponiendo un corte inferior en la masa de $5 \times 10^{11} h^{-1} M_{\odot}$. Para los mismos, se asumió un factor de *bias* $b = 1$.

Los *voids* fueron identificados mediante una versión modificada del algoritmo de Padilla et al. (2005). Según los criterios adoptados, un *void* es una esfera subdensa, con un campo de densidad $\rho(r)$ con simetría esférica y un radio R_{void} tal que $\Delta(R_{\text{void}}) = -0.9$. Para poder medir la correlación *void*-halo, se confeccionaron distintas muestras de *voids* de acuerdo a los dos tipos dinámicos (Ceccarelli et al., 2013): *voids* inmersos en un entorno subdenso (con respecto a la media del universo) y en expansión (tipo R), y *voids* rodeados de una pared sobredensa en colapso gravitatorio (tipo S). Esta distinción se hizo teniendo en cuenta que los dos tipos exhiben características diferentes en sus perfiles de densidad, velocidad y mapas de correlación (Paz et al., 2013), tal como se muestra en la Fig. 1 para este último caso.

*Técnicamente, $\Delta(r) = \frac{1}{V} \int_V \frac{\rho(r)}{\bar{\rho}} dV - 1$ es un contraste de densidad integrado.

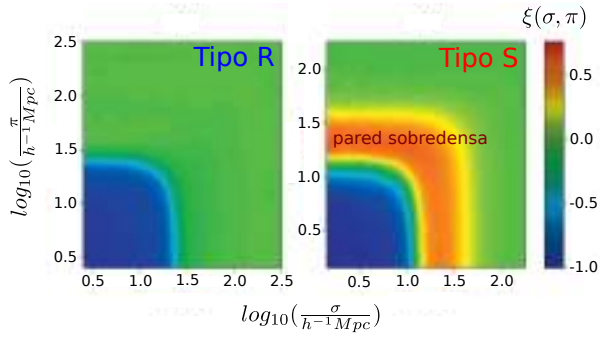


Figura 1: Mapas de correlación *void*-halo para una muestra tipo R (izquierda) y otra tipo S (derecha) de la MXXL. Las zonas azules representan el interior vacío de los *voids*, las verdes, la media del universo y las rojas, la pared sobredensa que rodea a los *voids* tipo S.

4. Calibración y sensibilidad del test

Se seleccionaron dos muestras de *voids*, una tipo R y otra tipo S, con sus correspondientes correlaciones *void*-halo medidas (Fig. 1). Se supuso que estas muestras fueron identificadas en distintos *redshifts*, desde $z = 0.05$ hasta $z = 2$ tomando varios puntos intermedios. La MXXL constituye así, un *mock* simplificado ubicado remotamente respecto del observador. Luego, se les ajustó el modelo de la Sección 2., para lo cual se implementó un algoritmo que permite explorar el espacio de parámetros mediante cadenas de Markov. El objetivo de la calibración consiste en recuperar el valor de Ω_m correspondiente a la simulación: $\Omega_m^{\text{MXXL}} = 0.25$. Los resultados se muestran en la Fig. 2.

Como puede verse, el ajuste refleja sesgos, más pronunciados en *redshifts* bajos ($z \lesssim 0.5$). En este rango, las DG son despreciables frente a las RSD, por lo que la variación de Ω_m en el proceso de ajuste pesa más en la Ec. (2) que en las Ecs. (1). Esto sugiere un déficit en la expresión analítica dada para el perfil de velocidad, en la que podrían estar influyendo efectos no lineales. Por el contrario, en *redshifts* altos ($z \gtrsim 1$), las RSD son despreciables frente a las DG, y por lo tanto, el déficit en el modelo dinámico no influye tanto. De esta manera, el ajuste mejora paulatinamente y las incertezas disminuyen. No obstante, la tendencia general del ajuste es, para ambas muestras, a un valor por debajo de $\Omega_m^{\text{MXXL}} = 0.25$. Este sesgo sistemático podría deberse a que $b \neq 1$.

5. Conclusiones

La función de correlación cruzada *void*-galaxia permite efectuar un test *Alcock-Paczyński* a partir de las distorsiones geométricas y dinámicas observadas en los isocontornos de correlación. El modelo presentado en la Sección 2. tiene como parámetro fundamental a Ω_m y permite reproducir estas distorsiones. La calibración del método llevada a cabo con *voids* de la MXXL muestra sesgos en el ajuste, más pronunciados en *redshifts* bajos ($z \lesssim 0.5$), donde dominan las distorsiones dinámicas. Esto sugiere un déficit en la expresión lineal dada para el perfil de velocidad (Ec. 2). Por el contrario, en *redshifts*

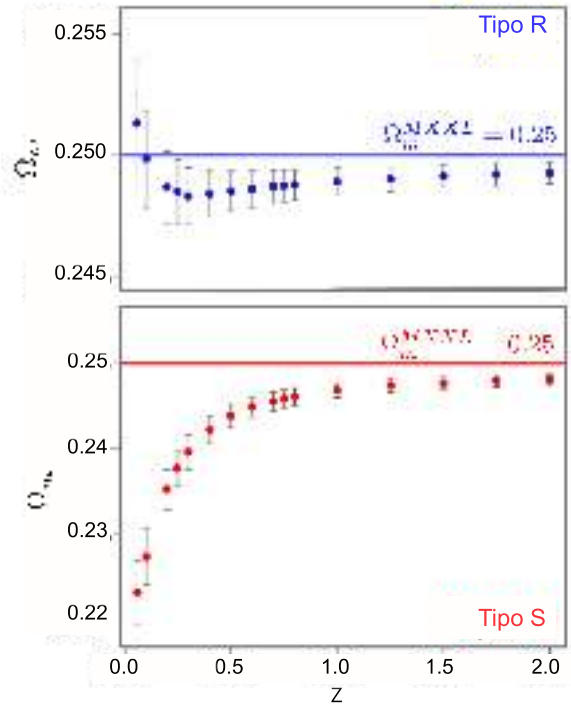


Figura 2: Sensibilidad del test AP en función del *redshift* aplicado a las muestras de *voids* de la Fig. 1. Las rectas horizontales indican el valor de Ω_m correspondiente a la simulación.

altos, donde dominan las distorsiones geométricas, los sesgos se reducen y las incertezas disminuyen. No obstante, hay un sesgo sistemático en la tendencia general del ajuste a un valor por debajo de $\Omega_m^{\text{MXXL}} = 0.25$ que podría deberse a que $b \neq 1$ (Ec. 2). Dada la profundidad en *redshift* de los próximos relevamientos de galaxias, estos resultados muestran el impacto que tendrá el test aplicado en los mismos.

Referencias

- Abazajian K. N., et al., 2009, ApJS, 182, 543
- Alcock C., Paczynski B., 1979, Nature, 281, 358
- Angulo R. E., et al., 2012, MNRAS, 426, 2046
- Ceccarelli L., et al., 2013, MNRAS, 434, 1435
- Dawson K. S., et al., 2013, AJ, 145, 10
- Eisenstein D., DESI Collaboration 2015, in American Astronomical Society Meeting Abstracts. p. 336.05
- Hamaus N., et al., 2016, Physical Review Letters, 117, 091302
- Hill G. J., et al., 2008, in Kodama T., Yamada T., Aoki K., eds., Astronomical Society of the Pacific Conference Series Vol. 399, Panoramic Views of Galaxy Formation and Evolution. p. 115
- Kaiser N., 1987, MNRAS, 227, 1
- Laureijs R., et al., 2011, ArXiv e-prints
- Padilla N. D., Ceccarelli L., Lambas D. G., 2005, MNRAS, 363, 977
- Paz D., et al., 2013, MNRAS, 436, 3480



The Magnetic Universe through vector potential SPMHD simulations

Stasyszyn F.A.¹

¹ *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina*

Contact / fstasyszyn@unc.edu.ar

Resumen / El uso de los métodos de magneto-hidrodinámica de partículas suavizadas (SPMHD) es cada vez más común en astrofísica, desde cúmulos de Galaxias hasta estrellas de neutrones. El presente trabajo repasa algunos de los métodos desarrollados, con especial énfasis en el uso del potencial vector para la construcción y evolución de campos magnéticos. Estos últimos, presentan ventajas interesantes (principalmente el resolver por construcción cualquier error en la divergencia de campo magnético) y plantean retos a trabajos previos. Finalmente, mostramos ejemplos de aplicación de estos métodos, en particular en cúmulos de galaxias, demostrando la robustez del método en escenarios astrofísicos.

Abstract / The use of Smoothed Particle Magneto Hydrodynamics (SPMHD) is getting nowadays more and more common in Astrophysics. From galaxy clusters to neutron stars, there are multiple applications already existing in the literature. I will review some of the common methods used and highlight the successful approach of using vector potentials to describe the evolution of the magnetic fields. The latter have some interesting advantages, and their results challenge previous findings, being the magnetic divergence problem naturally vanished. We select a few examples to discuss some areas of interest. First, we show some Galaxy Clusters from the MUSIC project. These cosmological simulations are done with the usual sub-grid recipes, as radiative cooling and star formation, being the first ones obtained with an SPH code in a self consistent way. This demonstrates the robustness of the new method in a variety of astrophysical scenarios.

Keywords / Galaxies: evolution — Numerical Methods: MHD — Cosmology: galaxy Clusters

1. Introduction

In recent years, not only the presence but the morphology of magnetic fields in galaxies has been determined (Beck et al., 1996). The same happened to several astrophysical objects in the universe (Klein & Fletcher, 2015). It represents a huge scientific challenge, as this is a new opportunity to understand how the magnetic field is related to the astrophysical hosts, their history and properties.

A possible explanation for the magnetic field amplification is the action of a dynamo driven by turbulence and large scale gas motions (Widrow, 2002; Beck, 2009; Ruzmaikin, A. A. and Sokolov, D. D. and Shukurov A.M., 1988), where the unknown initial seed field is washed out by the turbulent character of the flow. Particularly, numerical simulations of evolving galaxies should help to understand the main properties of the magnetic field amplification with the observed morphology.

The success of simulations using SPH methods motivates the application of that technique also for the MHD case (Dolag & Stasyszyn, 2009; Büzle et al., 2011; Kotarba et al., 2011). The direct implementation of the induction equation with the magnetic field unfortunately suffers from the preservation of solenoidality. The artificial construction of $\nabla \cdot \mathbf{B}$ in these schemes is usually reduced by a more or less artificial cleaning of $\mathbf{B}$. However, the direct integration of $\mathbf{B}$ with or without clean-

ing generally leads to unrealistic numerical evolution of the magnetic field as it occurs in the example described in section 3., or in Kotarba et al. (2009). There is no $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ preserving scheme known for SPMHD integrating the magnetic field $\mathbf{B}$ directly from the induction equation, but changing the integration variable to the vector potential $\mathbf{A}$ with $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$ solves the problem in a natural way. A vector potential formulation in SPH was previous studied in detail by Price (2010), working for one and two dimensional problems, but failing in three dimensions.

2. SPH Implementation

Throughout this work I will use the SPMHD version of Gadget-3 (Stasyszyn et al., 2013) and in particular I will reproduce some results from Stasyszyn & Elstner (2015). In Stasyszyn et al. (2013) the ideal MHD is solved following the induction equation in the form

$$\frac{d\mathbf{B}}{dt} = (\mathbf{B} \cdot \nabla)\mathbf{v} - \mathbf{B}(\nabla \cdot \mathbf{v}) \quad (1)$$

in which, we assume the $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ constraint is valid, by taking special care on reducing it (Stasyszyn et al., 2013; Tricco & Price, 2012).

The definition of the magnetic field and the evolution of the vector potential can be summarized as follows:

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (2)$$

$$\frac{d\mathbf{A}}{dt} = \mathbf{v} \times \nabla \times \mathbf{A} + (\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{A} + \nabla\phi \quad (3)$$

where ϕ is an arbitrary scalar representing the freedom to choose a special gauge. There is the freedom of choosing different gauges for each time step if desired to improve the numerics, but keeping track of a proper ϕ evolution of a given particular gauge.

In the SPH framework the equation of the evolution of the potential is written as follows,

$$\frac{dA_a^i}{dt} = -\frac{f_a}{\rho_a} \left[\sum_{b=1}^N m_b \left(\phi_{ab}^i + v_a^j A_{ab}^j \right) \partial W_{ab}^i \right] \quad (4)$$

where a, b are particle indexes, f_a is the correction factor that arises from the use of variable smoothing lengths, the A_{ab}^j is the difference between the potential of neighboring particles and ∂W_{ab}^i is the kernel gradient operator between particles (for more details refer to Dolag & Stasyszyn (2009)).

As mentioned before, the gauge choice does not manifest in the magnetic field, but in the evolution of the vector potential. For example, if we use the *Coulomb* gauge, which means $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$ for all points of space and time, we have to take care of fulfilling this requirement. The solution of the problem is equivalent to choose a modified *pseudo-Lorentz* or *velocity* gauge (Jackson, 2002), with an additional damping term. Note, that keeping $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$ will also simplify the calculation of the diffusion terms for the non-ideal MHD equations. The evolution of the gauge is achieved through following equation

$$\frac{d\phi}{dt} = -c_h^2 \nabla \cdot \mathbf{A} - c_h \frac{\phi}{h} - \frac{\nabla \cdot \mathbf{v} \phi}{2} \quad (5)$$

where c_h is the characteristic signal velocity, h is the smoothing length and we add the final term, introduced by Tricco & Price (2012) that takes into account the compression or expansion of the fluid.

2.1. Lorentz Force

The coupling of the magnetic field and the momentum equation is done by calculating $\mathbf{B}$ from the potential and then applying it to the force equation using the magnetic stress tensor (Phillips & Monaghan, 1985)

$$M^{ij} = \left(\frac{B^i B^j}{\mu_0} - \frac{1}{2\mu_0} |\mathbf{B}|^2 \delta^{ij} \right). \quad (6)$$

which modifies the momentum equation by adding the term

$$\left(\frac{dv^i}{dt} \right)_{mag} = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial M^{ij}}{\partial x^j} - B^i \frac{\partial B^j}{\partial x^j} \right) \quad (7)$$

The last term subtracts $\nabla \cdot \mathbf{B}$ errors which still occur here by the numerical approximation of the curl operator. It stabilizes the numerical scheme (Børve et al., 2001). The use of this set of equations corresponds to the hybrid approach described by Price (2010) and is equivalent to the force treatment described in Dolag & Stasyszyn (2009) and subsequent works.

In order to further stabilize the scheme $\mathbf{B}$ I smooth magnetic field $\mathbf{B}$ before it is applied in the calculation of the Lorentz force. In contrast to the implementation presented by Dolag & Stasyszyn (2009), I do not volume weight the smoothing operation, because it generates instabilities in low density regions. We smooth the field of the neighboring particles using only the SPH kernel.

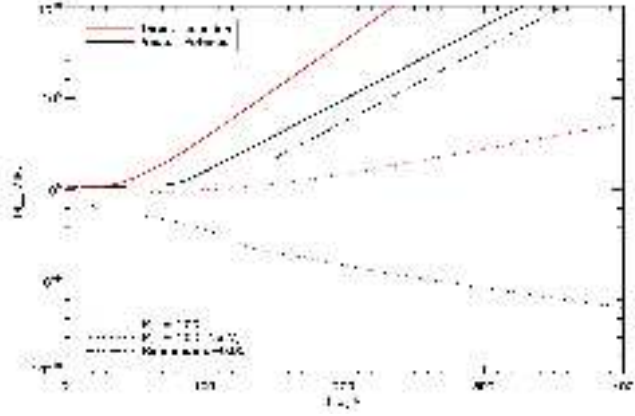


Figure 1: Evolution of the mean magnetic energy density for a Roberts flow $R_m = 200$, after the decaying phase. We recover the expected growth rate $\sigma \sim 0.05$ for both implementations.

Note that this additional step does not introduce any artificial dissipation for the induction process, because I do not change the time evolution of the vector potential. We use the same switches and the magnetic signal velocity described in Dolag & Stasyszyn (2009). To summarize, I calculate a $\mathbf{B}$ from the potential $\mathbf{A}$, afterward I smooth the magnetic field and calculate the corresponding forces, using the same numerical corrections from previous implementations.

3. Testing the method

The previous implementation is explained in Stasyszyn & Elstner (2015), there is additionally a specific section of the paper where the implementation is tested. I just want to recall one of the tests the *Roberts Flow*.

3.1. Roberts Flow

We use the Roberts flow to demonstrate the viability of the code to handle a basic dynamo case. Following Brandenburg (2010) I set up the problem with magnetic Reynolds number $R_m = v k^{-1} \eta^{-1} = 200$, which gives a growth rate $\sigma \sim 0.05$. In particular, using a $U_0 = 16\pi$ and $\eta = 0.04$. To be able to do this test in SPH I set up a cubic lattice with $N_p = 125000$ (meaning ~ 50 particles in each dimension), I allow the particles to move freely in the domain and update the velocity flow with the definition of the flow each time step. We let the system evolve ~ 20 kinetic times before I seed some magnetic field (defined from the vector potentials in both cases). In Fig. 1 I show the resulting evolution of the mean magnetic energy density in the box for the different implementations.

3.2. An example: A Galaxy Cluster

To show the applicability of the method in astrophysical scenarios, I show the result from a re-simulation of a Galaxy Cluster from the MUSIC project (Sembolini et

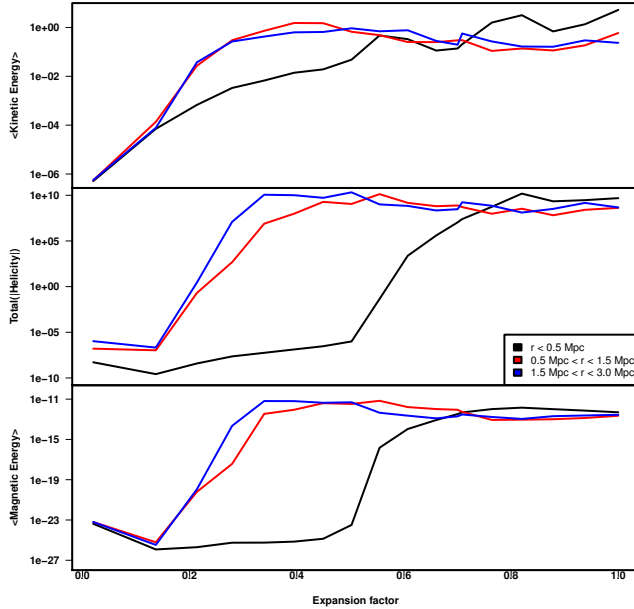


Figure 2: The first panel shows the evolution of the kinetic energy in the center and 2 concentric regions of a Galaxy Cluster (as an example) as function of the expansion factor of the Universe. The second panel shows the evolution of those regions, but now showing the magnetic helicity. We can observe, that there is a gradient, having more helicity in the outskirts of the Galaxy Cluster. In the Bottom panel, we show the average of the magnetic energy on those previously defined regions, we also can see that the gradient is persistent in this case. We can see how it reaches saturation in the growth, and at first there is a gradient that is slightly lost at the end of the simulation.

al., 2013). The mass resolution for these simulations corresponds to $m_{DM} = 9.01 \times 10^8 h^{-1} M_{\odot}$ and $m_{gas} = 1.9 \times 10^8 h^{-1} M_{\odot}$. The gravitational softening was set to $6h^{-1}kpc$ for the SPH and dark matter particles in the high-resolution areas.

In Fig. (2) we show the evolution of different physical quantities in concentric regions of a Galaxy cluster from the MUSIC sample. The upper panel shows the evolution of the kinetic energy average in those regions as function of the expansion factor of the Universe, we can see that the gradient towards the center of the cluster. The middle panel shows the evolution of those regions, showing the magnetic helicity, a quantity that must be conserved in the volume of the Universe, but locally can change, be generated or diluted. We can observe that there is a gradient, having more helicity in the outskirts of the Galaxy Cluster. The bottom panel shows the average of the magnetic energy in those regions, showing that it reaches saturation in the growth.

4. Conclusions

I conducted a set of re-simulations of galaxy clusters from the MUSIC project to demonstrate a potential use of the algorithm. The use of the vector potential approach, not only naturally solve the $\nabla \cdot \mathbf{B}$ issues and

evolve the magnetic field properly, but also gain much information that previously was not available. Now we are able to calculate the magnetic helicity, a quantity that must be conserved in the volume of the Universe. Therefore the local changes that we observe tell us about the physics playing in the growth of the magnetic fields, that will be possible to test with the next generation of (radio) telescopes.

The sole fact that the direct implementation fail in some simple dynamo tests, as shown in previous section is worrisome. We cannot rely on the fact that the stochastic approach of the method can cancel out all the errors, but this should be demonstrated. In particular, I point out the possibility to confuse a numerical instability with a physical dynamo, and this should be taken into account in the interpretation of previous results in the literature.

Acknowledgements: Agradecemos a todos los miembros de los Comités Organizadores Local y Científico de la última Reunión de la A.A.A. por su activa participación que permitió llevar a cabo una exitosa reunión. También se agradece a los participantes por contribuir a que este congreso se haya enriquecido con muchos trabajos valiosos y animadas discusiones. Parte de este trabajo fue financiado por el proyecto FOR1254 de Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG). Este trabajo utilizó el Cluster Mendieta del CCAD-UNC, que forma parte del SNCAD-MinCyT, Argentina.

References

- Beck R., et al., 1996, ARA&A, 34, 155
- Beck R., 2009, Astrophysics and Space Sciences Transactions, 5, 43
- Børve S., Omang M., Trulsen J., 2001, ApJ, 561, 82
- Brandenburg A., 2010, MNRAS, 401, 347
- Bürzle F., et al., 2011, MNRAS, 417, L61
- Dolag K., Stasyszyn F., 2009, MNRAS, 398, 1678
- Jackson J. D., 2002, American Journal of Physics, 70, 917
- Klein U., Fletcher A., 2015, Galactic and Intergalactic Magnetic Fields
- Kotarba H., et al., 2009, MNRAS, 397, 733
- Kotarba H., et al., 2011, MNRAS, 415, 3189
- Phillips G. J., Monaghan J. J., 1985, MNRAS, 216, 883
- Price D. J., 2010, MNRAS, 401, 1475
- Ruzmaikin, A. A. and Sokolov, D. D. and Shukurov A.M. ed. 1988, Magnetic fields of galaxies Astrophysics and Space Science Library Vol. 133
- Sembolini F., et al., 2013, MNRAS, 429, 323
- Stasyszyn F. A., Elstner D., 2015, Journal of Computational Physics, 282, 148
- Stasyszyn F. A., Dolag K., Beck A. M., 2013, MNRAS, 428, 13
- Tricco T. S., Price D. J., 2012, Journal of Computational Physics, 231, 7214
- Widrow L. M., 2002, Reviews of Modern Physics, 74, 775



La galaxia NGC 6876 y su sistema de cúmulos globulares

A.I. Ennis¹, L.P. Bassino^{1,2} & J.P. Caso^{1,2}

¹ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

² Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

Contacto / ennis.ana@gmail.com

Resumen / Se presentan resultados preliminares sobre un estudio fotométrico profundo de NGC 6876, galaxia elíptica central del Grupo del Pavo, y su sistema de cúmulos globulares. Se utilizan imágenes de la cámara GMOS montada en el telescopio Gemini Sur, en las bandas g' e i' , con el objetivo de comprender la historia evolutiva de la galaxia a partir de sus características.

Abstract / We present preliminary results of the deep photometric study of the elliptical galaxy NGC 6876, located at the center of the Pavo group, and its globular cluster system. We use images obtained with the GMOS camera mounted on the Gemini South telescope, in the g' and i' bands, with the purpose of disentangling the evolutionary history of the galaxy on the basis of their characteristics.

Keywords / galaxies: star clusters: general — galaxies: elliptical and lenticular, cD — galaxies: evolution

1. Introducción

Los cúmulos globulares (CG) son sistemas estelares cuya edad los ubica entre los objetos más antiguos del Universo (por ej. Mendel et al., 2007; Hansen et al., 2013; Tonini, 2013), por lo que pueden considerarse como verdaderas “reliquias” de las primeras fases de formación de las galaxias, y por ende, una importante fuente de información sobre dichas etapas. La existencia de dos sub-poblaciones de CG en los sistemas asociados a galaxias brillantes, es una de sus características más notorias que resulta evidente en la distribución de color, la distribución espacial y la cinemática de los CG (por ej. Brodie & Strader, 2006, y referencias allí citadas). Tales sub-poblaciones corresponden a los CG pobres en metales (CG “azules”) y ricos en metales (CG “rojos”).

La galaxia NGC 6876 es una elíptica masiva, cuyo sistema de CG ha permanecido inexplorado. Está ubicada en el centro del Grupo del Pavo, un grupo pobre constituido por 13 galaxias, a una distancia de aproximadamente 45 Mpc (Blakeslee et al., 2001). Esta galaxia resulta interesante dado que existe una conexión a bajo brillo superficial detectada en rayos-X (Machacek et al., 2005) con la espiral NGC 6872, otra galaxia masiva del grupo deformada por efectos de marea. El estudio de la interacción entre ambas se extendió además al IR e HI (Machacek et al., 2009).

En este trabajo se han obtenido resultados preliminares sobre el diagrama color-magnitud, la distribución de color, y las distribuciones radial y espacial proyectadas del sistema de CG de NGC 6876. A largo plazo, se buscarán evidencias sobre la posible interacción de NGC 6876 con NGC 6872 que sean detectables a través de los CG, como por ej. la existencia de “puentes” entre ambas galaxias, irregularidades en la distribución acimutal proyectada y/o diferencias entre las distribuciones radiales de CG rojos y azules (por ej. Bassino et al.,

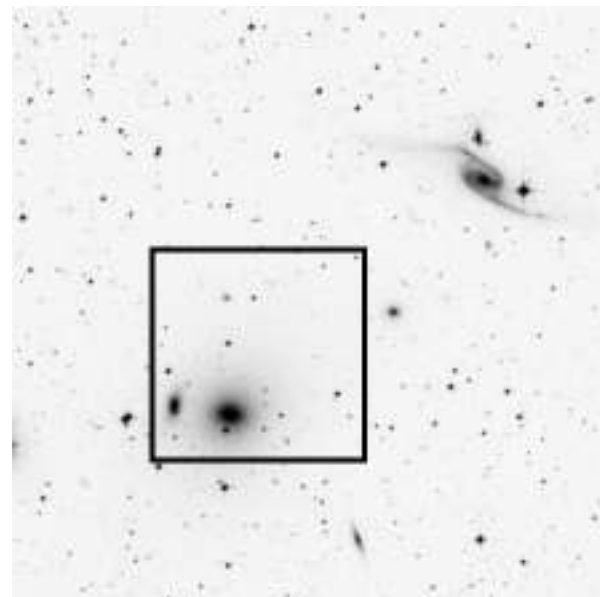


Figura 1: Imagen del POSS2 (*The Second Palomar Sky Survey*), con el Norte hacia arriba y el Este a la izquierda, de la zona del Grupo del Pavo, con el campo observado resaltado. Arriba a la derecha se encuentra NGC 6872, galaxia espiral del grupo, con la que NGC 6876 tendría interacción.

2006).

2. Observaciones y reducción de los datos

A fin de estudiar la galaxia NGC 6876 y su sistema de CG, se ha realizado la reducción y procesamiento de imágenes CCD de un campo ubicado sobre dicha galaxia (Fig. 1). Las mismas fueron obtenidas empleando el telescopio Gemini Sur y la cámara GMOS (turno GS-

2013B-Q-37), con los filtros g' e i' . Se llevaron a cabo las correcciones por BIAS y FLAT FIELD con imágenes de calibración obtenidas para este turno, y se corrigieron las observaciones en el filtro i' por *fringing*. Además, las imágenes fueron filtradas para eliminar el brillo de la galaxia en la mayor medida posible, permitiendo la detección de objetos puntuales más cercanos al centro de la galaxia que de otra manera habrían quedado ocultos.

Mediante el software SEXTRACTOR (Bertin & Arnouts, 1996) se generó un catálogo con los objetos detectados utilizando dos filtros distintos, ya que si bien el gaussiano funciona bien en la mayoría de los casos, el *mxhat* permite detectar objetos más cercanos al centro de la galaxia donde los residuos del filtrado son mayores. Se seleccionaron aquellos objetos considerados como puntuales estableciendo como criterio un índice de estelaridad mayor a 0.5.

Utilizando las tareas de IRAF+DAOPHOT, se realizó la fotometría en ambos filtros, utilizando una función de punto extendido (PSF, por sus siglas en inglés) variable calculada a partir de estrellas brillantes y relativamente aisladas. Además de efectuar el ajuste, estas tareas llevan a cabo tests estadísticos para evaluar su bondad, por lo que una nueva selección fue realizada de acuerdo a éstos.

Para la calibración al sistema estándar se utilizaron imágenes del campo de estrellas estándar 195940-595000 (Smith et al., 2002), obtenidas como parte del mismo programa de observación. Este campo fue seleccionado ya que por su ascensión recta resulta observable en la misma época que NGC 6876, y su altura sobre el horizonte es similar a la de la galaxia también, garantizando que las condiciones de observación sean lo más similares posibles. Se cuenta con imágenes de este campo de estrellas estándar con distintos tiempos de exposición en cada filtro, lo que permitió realizar una fotometría adecuada, tanto para las estrellas más débiles que necesitan más cantidad de tiempo para acumular la suficiente cantidad de cuentas, como para aquellas más brillantes que saturan con facilidad.

Se calcularon las correcciones de abertura sobre las imágenes de ciencia, realizando la fotometría de abertura de las estrellas PSF de cada filtro con los mismos radios de abertura con que fueron medidas las estrellas estándar, y finalmente, se aplicó una corrección por extinción galáctica haciendo uso de los datos provistos por NED (NASA/IPAC Extragalactic Database).

3. Resultados

La Fig. 2 muestra el diagrama color-magnitud obtenido una vez seleccionados los candidatos a CG en la muestra de objetos puntuales, adoptando un criterio de color tal que $0.4 < (g' - i') < 1.4$ basado en trabajos previos en el mismo sistema fotométrico de los que también fue tomado el límite en color $(g' - i') \sim 0.95$ para separar las sub-poblaciones (por ej. Faifer et al., 2011).

La distribución de color para todo el conjunto de candidatos a CG se presenta en el panel superior izquierdo de la Fig. 3, mientras que los restantes paneles muestran distribuciones de color para distintos rangos de radio galactocéntrico R_g . Se observa que la sub-población

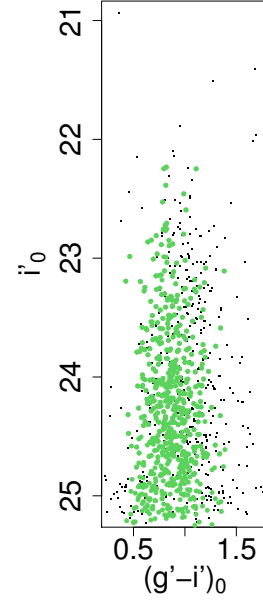


Figura 2: Diagrama color-magnitud de objetos puntuales en el campo. Los puntos verdes indican los candidatos de CG seleccionados.

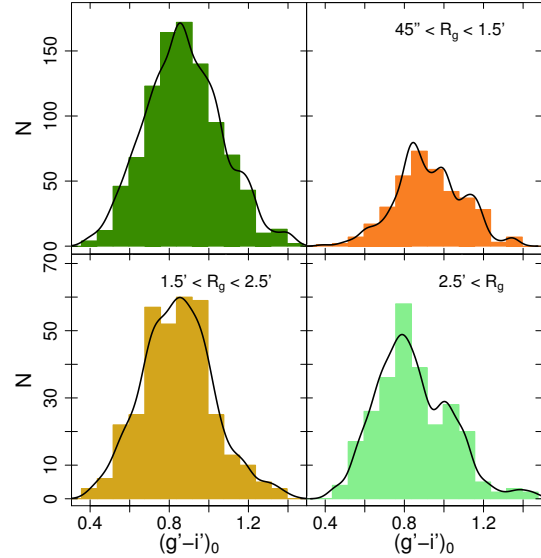


Figura 3: Distribuciones de color $(g' - i')$ para los candidatos a CG, para el total de cúmulos y para y para tres distintos rangos de radio galactocéntrico.

azul domina la distribución en todos los casos, mientras que la roja está presente principalmente en el rango más interno.

En la Fig. 4 se representan las distribuciones radiales proyectadas de la muestra de candidatos a CG completa (panel superior), y de los azules y rojos por separado, respectivamente, en los paneles central e inferior. Los ajustes de leyes de potencia realizados comprueban que

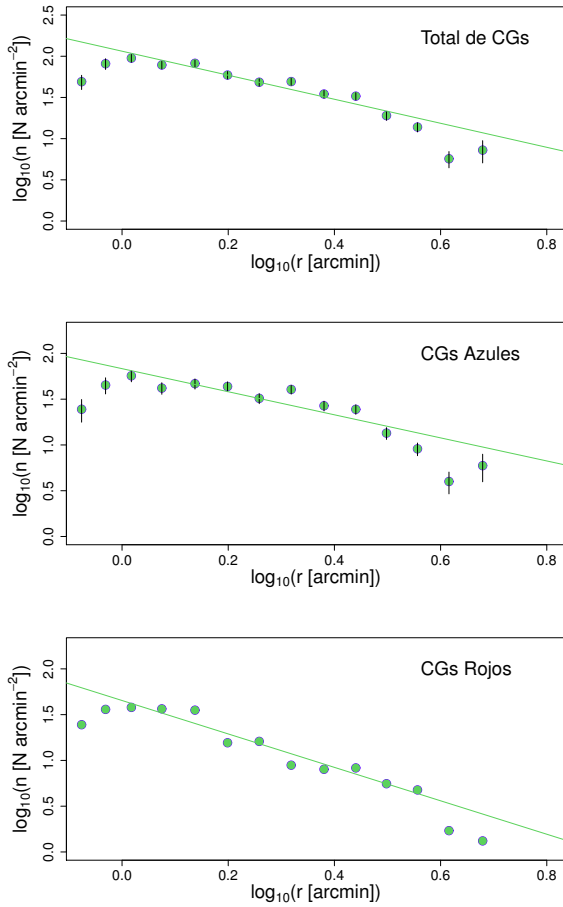


Figura 4: Distribución radial proyectada de los candidatos a CG para el conjunto total, y para cada una de las sub-poblaciones. Las líneas sólidas muestran los respectivos ajustes con leyes de potencia.

la pendiente es más pronunciada en los rojos que en los azules, de donde se infiere que los rojos se encuentran más concentrados hacia la galaxia-huésped, mientras que los azules están más extendidos.

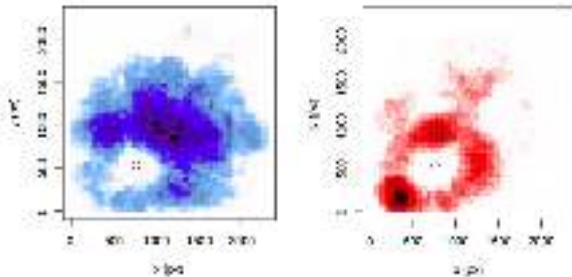


Figura 5: Distribución espacial proyectada suavizada para los candidatos a CG, diferenciados entre sub-poblaciones azul (izquierda) y roja (derecha). El círculo marca la posición del centro de la galaxia, y ambos campos presentan la orientación usual.

tribución espacial proyectada y suavizada de las sub-poblaciones de CG azules y rojos. Se observa que los candidatos a CG rojos están concentrados en torno a la galaxia-huésped, mientras que los azules presentan una distribución más dispersa. En la distribución de CG azules se observa una mayor densidad en la región que coincide con la dirección hacia NGC 6872.

Los resultados preliminares indican la presencia de un rico sistema de CG, como es esperable en galaxias elípticas masivas (por ej. Harris et al., 2013). La mayoría de los estudios de sistemas de CG se refieren a galaxias en ambientes de alta densidad, y estudios de este tipo podrían brindar evidencia sobre la historia evolutiva de galaxias elípticas en grupos.

Agradecimientos: Los datos utilizados en este trabajo han sido obtenidos mediante el programa GS-2013B-Q-37 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 representación de los socios de Gemini: the National Science Foundation (Estados Unidos), the National Research Council (Canadá), CONICYT (Chile), Ministerio de Ciencia, Tecnología e Innovación Productiva (Argentina), and Ministério da Ciência, Tecnologia e Inovação (Brasil). Este trabajo ha sido financiado por Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina, Agencia Nacional de Promoción Científica y Tecnológica, y Universidad Nacional de La Plata, Argentina.

Referencias

- Bassino L. P., et al., 2006, *A&A*, 451, 789
- Bertin E., Arnouts S., 1996, *A&AS*, 117, 393
- Blakeslee J. P., et al., 2001, *MNRAS*, 327, 1004
- Brodie J. P., Strader J., 2006, *ARA&A*, 44, 193
- Faifer F. R., et al., 2011, *MNRAS*, 416, 155
- Hansen B. M. S., et al., 2013, *Nature*, 500, 51
- Harris W. E., Harris G. L. H., Alessi M., 2013, *ApJ*, 772, 82
- Machacek M. E., et al., 2005, *ApJ*, 630, 280
- Machacek M., et al., 2009, *ApJ*, 691, 1921
- Mendel J. T., Proctor R. N., Forbes D. A., 2007, *MNRAS*, 379, 1618
- Smith J. A., et al., 2002, *AJ*, 123, 2121
- Tonini C., 2013, *ApJ*, 762, 39

Finalmente, en la Fig. 5 se ha representado la dis-

¿Mellizas o medio hermanas? estudiando NGC 3258 y NGC 3268 a partir de sus cúmulos globulares

J.P. Caso^{1,2} & L.P. Bassino^{1,2}

¹ Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

² Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

Contacto / JPC: jpcaso@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / En este trabajo se presentan resultados preliminares de un nuevo análisis de los sistemas de cúmulos globulares de las galaxias elípticas masivas del cúmulo de Antlia. El mismo abarca un mayor campo que trabajos anteriores. Se estudian propiedades de los sistemas de cúmulos globulares en el contexto de resultados recientes.

Abstract / This work presents preliminary results of the globular cluster systems in both giant ellipticals in the Antlia cluster. This partially new dataset spans a larger field-of-view than previous studies. We also study properties from the globular cluster systems in the context of recent results.

Keywords / galaxies: clusters: individual: Antlia

1. Introducción

Los sistemas de cúmulos globulares (SCG) en galaxias elípticas están compuestos en su mayoría por miembros formados hace varios Gyr (Brodie & Strader, 2006; Tonini, 2013), bajo las condiciones ambientales alcanzadas en brotes de formación estelar masiva. Esto determina una relación directa entre los SCG y la historia evolutiva de la galaxia a la que está asociados (e.g. Caso et al., 2013a, 2015).

El cúmulo de Antlia está dominado por dos galaxias elípticas masivas (gEs), NGC 3258 y NGC 3268, que se encuentran a una distancia proyectada de $\approx 20'$, que suponiendo una distancia al cúmulo de 35 Mpc (Dirsch et al., 2003), implica ≈ 220 kpc.

2. Observaciones y reducción

Parte de los datos consisten en imágenes tomadas con la cámara MOSAIC del telescopio Blanco de 4-m en CTIO. Los mismos fueron observados en los filtros C del sistema de Washington y R del sistema de Kron-Cousins, luego convertido al filtro T_1 usando la relación $R - T_1 = -0.02$ (Dirsch et al., 2003).

Se realizó la fotometría de las imágenes mediante el paquete DAOPHOT de IRAF, usando una PSF variable. La selección final de objetos se realizó mediante los parámetros χ^2 y sharpness de la tarea ALLSTAR.

También se utilizaron imágenes en los filtros V e I observadas con la cámara FORS1 de VLT, que corresponden a un campo centrado en cada galaxia, y un tercero ubicado hacia el Noroeste (para identificarlos, ver Fig.1 en Bassino et al., 2008). Para mayores detalles sobre su reducción y fotometría, referimos al lector a Bassino et al. (2008) y Caso et al. (2013b).

Para seleccionar los candidatos a CGs se escogieron los objetos puntuales con colores típicos de CGs

en la literatura, $0.9 < (C - T_1) < 2.2$ en el sistema de Washington (Dirsch et al., 2003; Bassino et al., 2006), y luminosidades menores a $M_V = -10.5$, debido a la incierta naturaleza de objetos más brillantes (Caso et al., 2013b, 2014). Puesto que para objetos débiles la magnitud decae, se trabajó con candidatos en el rango $21.6 < T_1 < 23.75$. En el caso de la fotometría (V, I), los criterios de selección análogos fueron $0.6 < (V - I) < 1.4$ (Bassino et al., 2008) y $22.2 < V < 25.5$.

3. Resultados

La Fig. 1 representa la distribución proyectada de los candidatos a CGs obtenidos de la fotometría MOSAIC. Cada panel abarca $40.5' \times 40.5'$. El panel de la izquierda muestra la distribución de los CGs azules, i.e. con colores en el rango $0.9 < (C - T_1)_0 < 1.5$, mientras que el de la derecha es análogo para CGs rojos, i.e. $1.5 < (C - T_1)_0 < 2.2$. La escala de grises muestra la distribución espacial suavizada, usando celdas de $0.5'$ de lado.

La distribución proyectada de los CGs azules en torno a NGC 3258 parece estar elongada, en una dirección similar a la que une el centro de ambas galaxias. Esto no es tan evidente para los CGs azules alrededor de NGC 3268, aunque podría existir una sobredensidad en la dirección de NGC 3258. Para ambas galaxias, las distribuciones proyectadas de los CGs rojos se aproximan a una distribución circular.

Mientras que la distribución espacial de los CGs rojos suele ser similar a aquella de la luz difusa de las galaxias elípticas, en los CGs azules esta suele relacionarse con la luminosidad en rayos X, que mapearía distribución de masa total (Bassino et al., 2008; Strader et al., 2011; Forbes et al., 2011; Pota et al., 2013). Nuestros resultados están en acuerdo con los datos de emisión difusa en rayos X, que en ambas galaxias muestran cierto grado de elongación (Pedersen et al., 1997; Nakazawa et

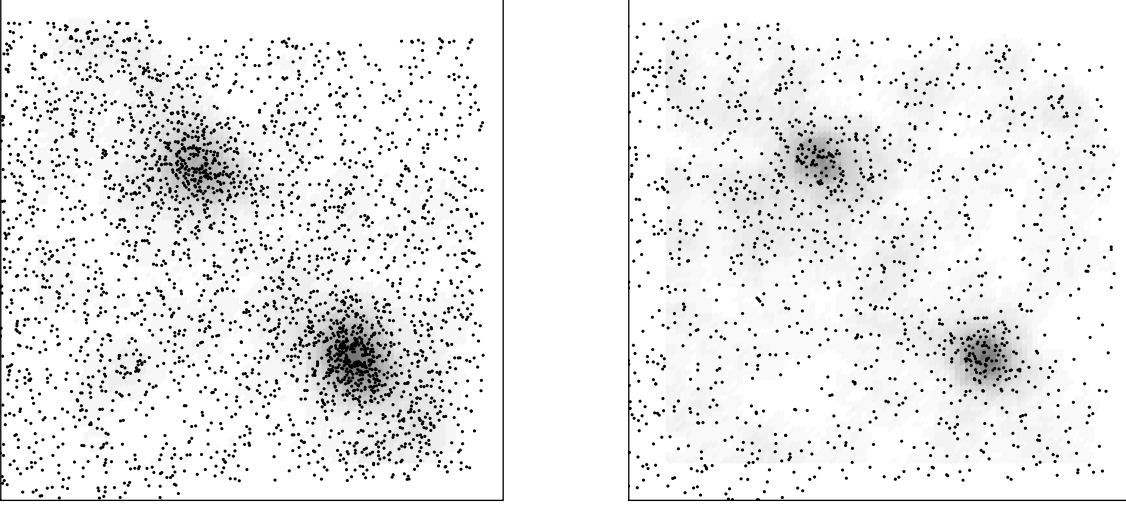


Figura 1: Distribución espacial proyectada de candidatos a CGs azules (panel izquierdo) y rojos (panel derecho). Se consideró $(C - T_1)_0 = 1.5$ como límite en color entre ambas poblaciones. La escala de grises indica la distribución suavizada de CGs, usando celdas cuadradas con $0.5'$ de lado, el Norte apunta hacia arriba y el Este a la izquierda, NGC 3258 se ubica hacia el Suroeste y NGC 3268 hacia el Noreste.

al., 2000).

A partir de la fotometría MOSAIC determinamos la distribución radial de CGs azules y rojos, para distancias galactocéntricas mayores a $1'$. Para evitar variaciones en la completitud y posible contaminación, excluimos regiones cercanas a otras galaxias y estrellas saturadas. Se determinó la extensión total de los sistemas como la distancia a la cual la densidad corregida por contaminación alcanza el 30 % del nivel de la contaminación, criterio usual en otros estudios (e.g. Caso et al., 2013a, 2015; Dirsch et al., 2003; Bassino et al. 2016, *enviado*).

Las pendientes de las leyes de potencia ajustadas a CGs azules y rojos son -1.76 ± 0.10 y -2.90 ± 0.15 , respectivamente, y la extensión del sistema sería de $\approx 17'$ (≈ 170 kpc a la distancia de Antlia).

En el caso de NGC 3268 el análisis es análogo, obteniéndose para la pendiente de la ley de potencias en CGs azules y rojos, -1.70 ± 0.13 y -1.80 ± 0.15 . Este resultado difiere del escenario usual, en que CGs rojos tienden a estar más concentrados en torno a la galaxia.

Existiría un posible aplanamiento de la distribución radial de CGs hacia el centro de las galaxias, que podría estar relacionado con procesos de erosión de la población de CGs, (e.g. Capuzzo-Dolcetta & Mastrobuono-Battisti, 2009; Brodie et al., 2014). Para comprobar esto complementamos los resultados de la fotometría MOSAIC analizando la componente interna mediante los datos obtenidos de VLT. El perfil radial fue corregido por completitud, y los niveles de contaminación se calcularon a partir del campo ubicado al Noroeste de ambas gEs (Fig. 1 de Bassino et al., 2008).

Se ajustó en este caso un perfil de Hubble modificado (Dirsch et al., 2003), que se comporta como una ley de potencias a radios grandes, mientras que presenta un *core* en la región interna. Se utilizó como límite entre CGs azules y rojos el valor $(V - I)_0 = 1.05$, que ha sido previamente determinado sobre estos mismos datos

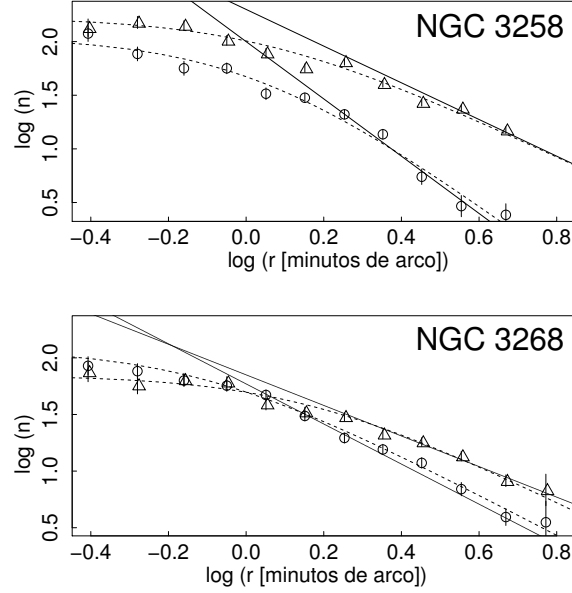


Figura 2: Distribuciones radiales de CGs a partir de la fotometría VLT. En ambos paneles están corregidas por contaminación y completitud para NGC 3258 (panel superior) y NGC 3268 (panel inferior), en escala logarítmica. Los triángulos representan CGs azules y círculos a los rojos.

por Bassino et al. (2008). Debido a la completitud de la muestra, se fijó el límite en magnitud $V_0 = 25.5$.

En la Fig. 2 se muestran las distribuciones radiales para ambas galaxias de CGs azules (triángulos) y rojos (círculos), corregidas por contaminación y completitud, que se determinaron a partir de la fotometría VLT. Las líneas continuas representan leyes de potencia con las pendientes ajustadas sobre los datos MOSAIC, debidamente escaladas para coincidir con estos datos, en tanto las líneas a trazos representan los perfiles de Hubble.

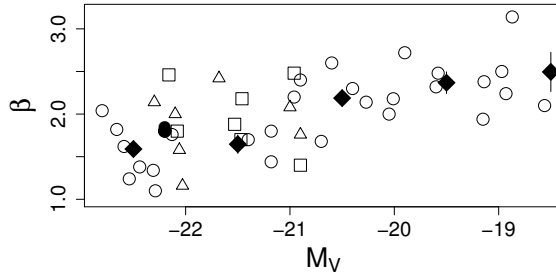


Figura 3: Índice β del perfil de Hubble modificado en función de la magnitud absoluta M_V para galaxias elípticas en cúmulos (círculos), grupos (triángulos) y de campo (cuadrados). Los rombos llenos señalan el promedio para las galaxias en distintos rangos de brillo.

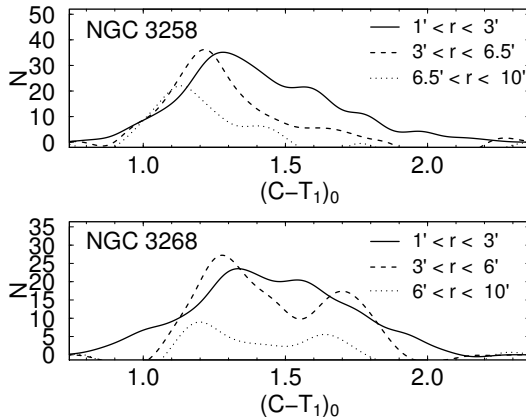


Figura 4: Distribuciones de color de los CGs en ambas gEs, corregidas por contaminación, para tres intervalos de distancia galactocéntrica.

La integración numérica de los mismos permitió determinar que ambas galaxias presentan alrededor de 8000 CGs, donde la fracción de CGs rojos en NGC 3258 es de 0.18, mientras que en NGC 3268 asciende a 0.38.

En la Fig. 3 se muestra la pendiente de la ley de potencias ajustada a la población total de CGs en ambas gEs (círculos llenos), junto con resultados de la literatura para galaxias elípticas en cúmulos (círculos), grupos (triángulos) y de campo (cuadrados), en función de su magnitud M_V . Los rombos llenos representan el promedio en distintos rangos de brillo, y parecerían indicar una cierta correlación entre la concentración de los SCG hacia su galaxia y la magnitud absoluta de la misma.

La Fig. 4 muestra la distribución de color suavizada para los CGs de ambas galaxias, a partir de la fotometría MOSAIC. Los CGs fueron separados en tres rangos de distancia galactocéntrica, que se indican con distintas líneas en los gráficos. En ambos casos podemos apreciar la existencia de un gradiente en el color de los CGs azules, similar a lo detectado en otros trabajos (e.g. Forbes et al., 2011). Se aplicó el algoritmo GMM (Muratov & Gnedin, 2010) sobre las muestras, identificando en todos los casos dos poblaciones de CGs, a los que se ajustó sendas Gaussianas. En el caso de NGC 3258 la media de la Gaussianas para los CGs azules tuvo colores

$(C - T_1)_0$ 1.27 ± 0.01 , 1.21 ± 0.01 y 1.12 ± 0.02 para rangos galactocéntricos crecientes, mientras que en el caso de NGC 3268 los colores resultaron ser 1.37 ± 0.02 , 1.28 ± 0.02 y 1.22 ± 0.03 .

4. Discusión y resumen

La distribución espacial proyectada de ambas galaxias presenta diferencias entre CGs azules y rojos. En particular los CGs azules de NGC 3258 tienen una distribución proyectada elíptica, que podría relacionarse con una distribución de masa oblonga, la cual podría resultar de la evolución de galaxias masivas (Abadi et al., 2010).

Las pendientes de los perfiles radiales, junto con otras de la literatura, apuntan a una correlación entre éstas y la magnitud absoluta. En este sentido, Jing (2000) plantea que el parámetro de concentración de los perfiles NFW correlaciona con la masa de los halos, en tanto que Zhao et al. (2009) indican que este parámetro dependería de cuán rápido creció la masa del halo.

El gradiente en los colores de CGs azules podría explicarse si una porción de estos, particularmente en las regiones externas del SCG, hubiera sido acreetada de galaxias satélites (Forbes et al., 2011).

Si bien los SCG de ambas galaxias comparten similares características, las diferencias en las fracciones de CGs azules y rojos apuntan a distintas historias evolutivas.

Referencias

- Abadi M. G., et al., 2010, MNRAS, 407, 435
- Bassino L. P., et al., 2006, A&A, 451, 789
- Bassino L. P., et al., 2008, MNRAS, 386, 1145
- Brodie J. P., Strader J., 2006, ARA&A, 44, 193
- Brodie J. P., et al., 2014, ApJ, 796, 52
- Capuzzo-Dolcetta R., Mastrobuono-Battisti A., 2009, A&A, 507, 183
- Caso J. P., et al., 2013a, A&A, 555, A56
- Caso J. P., et al., 2013b, MNRAS, 430, 1088
- Caso J. P., et al., 2014, MNRAS, 442, 891
- Caso J. P., et al., 2015, MNRAS, 453, 4421
- Dirsch B., Richtler T., Bassino L. P., 2003, A&A, 408, 929
- Forbes D. A., et al., 2011, MNRAS, 413, 2943
- Jing Y. P., 2000, ApJ, 535, 30
- Muratov A. L., Gnedin O. Y., 2010, ApJ, 718, 1266
- Nakazawa K., et al., 2000, PASJ, 52, 623
- Pedersen K., et al., 1997, ApJ, 485, L17
- Pota V., et al., 2013, MNRAS, 428, 389
- Strader J., et al., 2011, ApJs, 197, 33
- Tonini C., 2013, ApJ, 762, 39
- Zhao D. H., et al., 2009, ApJ, 707, 354



Identificación de objetos extensos en el VVV

L. Baravalle¹, M. V. Alonso^{2,3}, J. L. Nilo Castellón⁴ & D. Minniti⁵

¹ Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina

² Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

³ Departamento de Física, Universidad de la Serena,

⁴ Departamento de Ciencias Físicas, Universidad Andres Bello, Santiago, Chile

Contacto / laurabaravalle@gmail.com

Resumen / Vista Variables en la Vía Láctea (VVV) es un relevamiento público en el infrarrojo cercano del bulge y de una región adyacente del plano medio de nuestra galaxia. Si bien, el principal objetivo del VVV es la población estelar y estrellas variables de la galaxia, además se pueden estudiar los objetos extragalácticos que se encuentran detrás de la misma. A partir de imágenes del VVV y utilizando SExtractor + PSFEx generamos catálogos astrométricos y fotométricos de las regiones más periféricas de la Vía Láctea con el objetivo de identificar y caracterizar candidatos a objetos extensos. En este trabajo presentamos nuestro algoritmo de detección y la metodología utilizada.

Abstract / The Vista Variables in the Vía Láctea (VVV) is an ESO public survey in the near infrared of the bulge and southern mid-plane of the Milky Way. The main goal of the VVV is the study of the stellar population and variable stars but it can also be useful for extragalactic investigations behind the Galaxy. Using the VVV images and the combination of SExtractor + PSFEx, we have obtained astrometric and photometric data of two peripheric regions of the Galactic disk. Our goal is to identify and characterise the extragalactic sources. In this work we show our detection algorithm and adopted methodology.

Keywords / Survey — Catalogs — Galaxies: Photometry

1. Introducción

La presencia de nuestra galaxia impide estudiar objetos que se encuentran detrás de ella debido al polvo, gas y estrellas que absorben y disminuyen la luz proveniente de los mismos. Algunos intentos fueron realizados en el pasado para encontrar estos objetos, a través de relevamientos en distintas longitudes de onda desde el infrarrojo cercano a las ondas de radio (Kraan-Korteweg & Woudt, 1999). Se identificaron objetos en la región de los cúmulos de Hydra y Antlia (Kraan-Korteweg, 2000) y en la dirección del dipolo del fondo de radiación de Microondas. Woudt & Kraan-Korteweg (2001) estudiaron la región de Crux y del llamado *Gran Attractor* donde existe una alta densidad de galaxias y filamentos interconectados.

En el infrarrojo, las partículas de polvo son menos opacas a la radiación de objetos de fondo. En este sentido, Jarrett et al. (2000a) y Jarrett et al. (2000b) identificaron fuentes extensas en el plano de la galaxia, usando datos del 2 Micron All Sky Survey (2MASS, Skrutskie et al. (1997)). Más recientemente, se ha realizado el relevamiento VISTA Variables in the Vía Láctea (VVV, Minniti et al. (2010)) en 5 bandas del infrarrojo cercano, más profundo que 2MASS y potencialmente útil para estudios extragalácticos. En este sentido, Amôres et al. (2012) identificaron visualmente 204 candidatos a galaxias y Coldwell et al. (2014) estudiaron las propiedades fotométricas de las galaxias del cúmulo Suzaku J1759-3450 a $z=0.13$, identificado a través de su emisión en rayos X.

Este trabajo forma parte de una Tesis Doctoral (LB) y muestra los primeros resultados de la detección y caracterización de objetos extensos utilizando datos fotométricos en el infrarrojo cercano del relevamiento VVV. De esta manera, se podrá estudiar la distribución de galaxias, cúmulos de galaxias y filamentos que se encuentran ocultos por nuestra galaxia.

2. Objetos Extensos en los Tiles d010 y d115

Utilizando imágenes (con campo total de 1.5×1.0 grados cuadrados) en las bandas Y, Z, J, H y Ks del relevamiento VVV se están estudiando las regiones más periféricas del disco de nuestra galaxia. Los dos Tiles estudiados son d115 y d010, cuyas coordenadas galácticas son: ($l=308.569^\circ$, $b=-1.650^\circ$) y ($l=295.438^\circ$, $b=1.627^\circ$), respectivamente. Estas regiones corresponden a zonas con baja extinción galáctica (con valores de extinción en la banda Ks menores a 1 mag) y menor densidad estelar. Además, no se han efectuado en estos campos estudios extragalácticos previamente.

Para este trabajo se han procesado las imágenes de los dos Tiles usando SExtractor (Bertin & Arnouts, 1996) + PSFEx (Bertin, 2011), ya que es la combinación apropiada para este tipo de estudio. Detalle de la metodología adoptada para la detección y caracterización de objetos extensos se encuentra en Baravalle et al. (2017). De esta manera, se generaron catálogos fotométricos en las bandas J, H y Ks de todos los objetos detectados en los Tiles. La mínima

detección se define cuando un número de píxeles adyacentes tienen el flujo en la banda K_s mayor a la dispersión del fondo local. Se analizaron diferentes parámetros morfológicos como el radio que encierra la mitad del flujo total ($R_{1/2}$), el índice de Concentración (C) que mide relaciones de radios dentro de 20 y 80 % del flujo total y los separadores estrella-galaxia, como el índice de estelaridad `CLASS_STAR` y el parámetro Φ (`SPREAD_MODEL`). El algoritmo de selección de objetos extensos se define como una combinación de estos parámetros: $\text{CLASS_STAR} < 0.3$, $\Phi > 0.002$, $1.0 < R_{1/2} < 5.0$ *arcsec* y $2 < C < 5$. De esta manera, de un total de 1062516 objetos detectados en ambos Tiles, los objetos extensos encontrados son un 2,4 % del total. Estos objetos fueron corregidos por extinción galáctica utilizando los mapas de extinción de Schlafly & Finkbeiner (2011) y las relaciones de extinción entre las bandas del infrarrojo cercano del VVV (Catelan et al., 2011).

Jarrett et al. (2000a) y Jarrett et al. (2000b) muestran que los objetos extensos que encontraron en el relevamiento 2MASS presentan formas extendidas y un color más rojo que el resto de las fuentes. Realizando una inspección visual de los objetos extensos detectados, se encontraron 90 objetos con características similares a los observados por estos autores. La Fig. 1 muestra diagramas color-magnitud y color-color de los objetos extensos, realizando con círculos negros aquellos que han sido detectados visualmente. Como se puede observar, estos objetos se ubican en una región bien definida de los diagramas. A partir de estas propiedades fotométricas, adicionamos el criterio de color para poder discriminar objetos con mayor probabilidad de ser extragalácticos. De esta manera, se eliminaron de la selección aglomeraciones débiles de estrellas y otros objetos espúrios. El criterio de color incluye: $0.5 < (J - K_s) < 2.0$ mag, $0.5 < (J - K_s) < 2.0$ mag y $0.0 < (H - K_s) < 1.0$ mag, encontrándose 600 objetos probablemente extragalácticos en los dos Tiles analizados.

La Tabla 1 (extraída de Baravalle et al. (2017)) muestra los valores medios de las magnitudes J, K y K_s , colores infrarrojos, $R_{1/2}$, C, elipticidad (ϵ) y el índice de Sersic (n, Sersic (1968)) para los objetos probablemente extragalácticos y para aquellos que se han identificado visualmente. Estos valores sugieren que los objetos probablemente extragalácticos detectados son pequeños, redondeados y rojos. El valor medio de $R_{1/2}$ encontrado muestra la dificultad de detectar visualmente la mayoría de estos objetos. Estos resultados están de acuerdo con los encontrados por Andrews et al. (2014) donde se comparan parámetros estructurales usando relevamientos en infrarrojo cercano y concluyen que los objetos detectados son de tipo temprano.

3. Objetos Extensos en un Candidato a Cúmulo de Galaxia en el Tile d015

A partir de la inspección visual del Tile d015 se encontró una concentración de objetos extensos en un

radio de 10 minutos de arco, centrado en $l = 315.956^\circ$, $b = -1.289^\circ$, identificado como VVV-J144321.0-611753.9. Utilizando el mismo procedimiento se identificaron y obtuvieron los parámetros fotométricos y estructurales de los objetos en esta región. Se encontraron 23 objetos probablemente extragalácticos en el rango de magnitudes de $14.0 < K_s < 17.5$ mag. A través del diagrama color-magnitud se pudo determinar una incipiente secuencia roja, una de las características de los cúmulos de galaxias. Este candidato además tiene una leve emisión en rayos X en el relevamiento ROSAT All Sky Survey (Ebeling et al. (1997)).

Para confirmar la naturaleza extragaláctica de los objetos que formarían parte del cúmulo de galaxias, se llevó a cabo una propuesta para realizar observaciones espectroscópicas utilizando Flamingos-2 en modo ranura larga en el Observatorio GEMINI Sur en el semestre 2016B en el modo de observación Fast Turnaround (GS-2016A-FT-18). Se están analizando los resultados que, de confirmarse la proximidad entre ellos, sería el primer cúmulo de galaxias detectado por el relevamiento VVV.

4. Perspectivas futuras

Se pretende aplicar el método de identificación presentado en este trabajo y detallado en Baravalle et al. (2017) a los otros Tiles del disco del relevamiento VVV. Se realizarán además estudios espectroscópicos de algunos candidatos extragalácticos de interés. De esta manera se busca contribuir al estudio de la distribución de galaxias de fondo oscurecidas por nuestra Galaxia.

Agradecimientos: Agradecemos a todos los miembros de los Comités Organizadores Local y Científico por permitirnos mostrar nuestro trabajo en la última Reunión de la A.A.A.

Referencias

- Amôres E. B., et al., 2012, *AJ*, 144, 127
- Andrews S. K., et al., 2014, *PASA*, 31, e004
- Baravalle L., et al., 2017, *AJ*, submitted
- Bertin E., Arnouts S., 1996, *A&AS*, 117, 393
- Bertin E., 2011, in Evans I. N., et al., eds., *Astronomical Society of the Pacific Conference Series Vol. 442, Astronomical Data Analysis Software and Systems XX*. p. 435
- Catelan M., et al., 2011, in McWilliam A., ed., *Vol. 5, RR Lyrae Stars, Metal-Poor Stars, and the Galaxy*. p. 145
- Coldwell G., et al., 2014, *A&A*, 569, A49
- Ebeling H., et al., 1997, *ApJL*, 479, L101
- Jarrett T. H., et al., 2000a, *AJ*, 119, 2498
- Jarrett T.-H., et al., 2000b, *AJ*, 120, 298
- Kraan-Korteweg R. C., Woudt P. A., 1999, *PASA*, 16, 53
- Kraan-Korteweg R. C., 2000, *A&AS*, 141, 123
- Minniti D., et al., 2010, *New A.*, 15, 433
- Schlafly E. F., Finkbeiner D. P., 2011, *ApJ*, 737, 103
- Sersic J. L., 1968, *Atlas de galaxias australes*
- Skrutskie M. F., et al., 1997, in Garzon F., et al., eds., *Astrophysics and Space Science Library Vol. 210, The Impact of Large Scale Near-IR Sky Surveys*. p. 25
- Woudt P. A., Kraan-Korteweg R. C., 2001, *A&A*, 380, 441

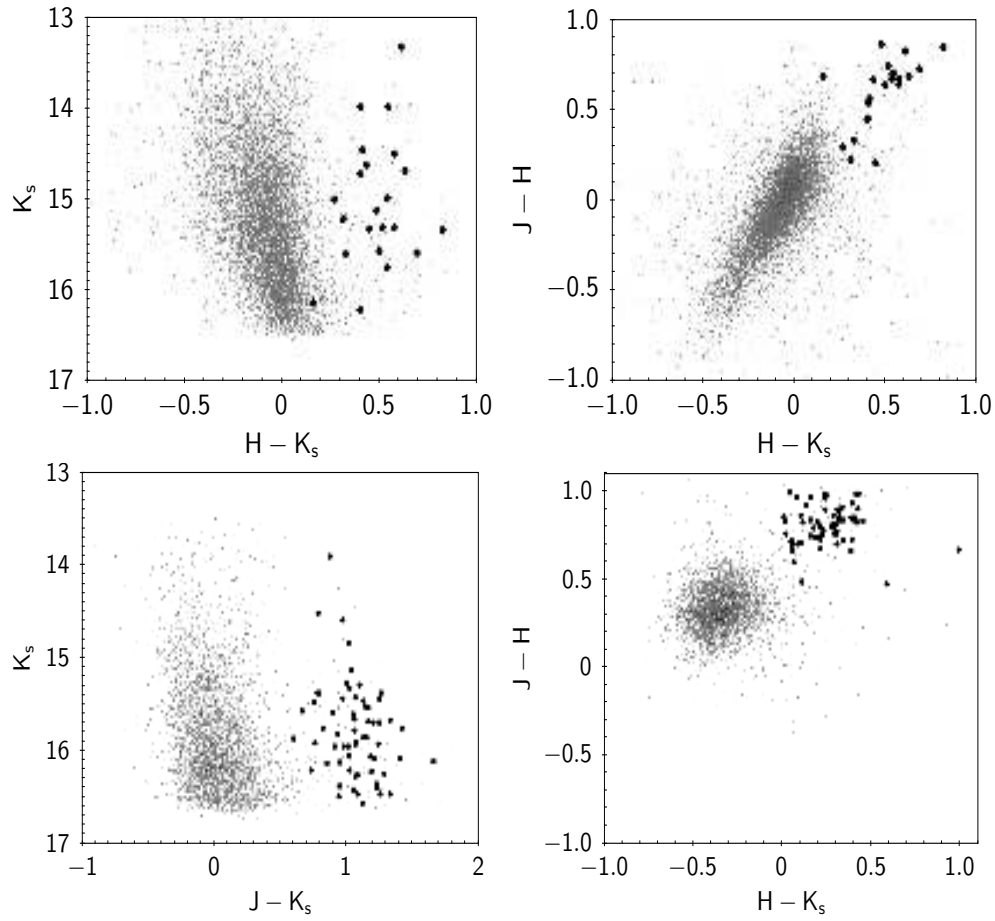


Figura 1: Diagramas Color-Magnitud y Color-Color. Paneles superiores (inferiores) muestran en círculos pequeños, los objetos extensos detectados en el tile d010 (d115) y en círculos grandes, los objetos detectados visualmente.

Tabla 1: Valores medios de magnitudes, colores y parámetros estructurales de los objetos extensos, probables candidatos extragalácticos.

Parámetro	Objetos Extensos	Objetos Extensos Visuales
J [mag]	16.53 ± 0.20	16.75 ± 0.08
H [mag]	16.06 ± 0.03	16.07 ± 0.07
K_s [mag]	15.86 ± 0.03	15.68 ± 0.07
(J - H) [mag]	0.526 ± 0.009	0.772 ± 0.017
(J - K_s) [mag]	0.705 ± 0.011	1.059 ± 0.024
(H - K_s) [mag]	0.205 ± 0.007	0.299 ± 0.020
$R_{1/2}$ [arcsec]	1.29 ± 0.02	1.37 ± 0.07
C	2.93 ± 0.02	2.87 ± 0.04
ϵ	0.350 ± 0.006	0.274 ± 0.017
n	4.39 ± 0.09	4.18 ± 0.21

Cosmic void clumps

Lares M.^{1,2}, Luparello H.E.^{1,2}, García Lambas D.^{1,2}, Ruiz A.N.^{1,2}, Ceccarelli L.^{1,2}, Paz, D.^{1,2}

¹ Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina

² Observatorio Astronómico, UNC, Argentina.

Contact / marcelo.lares@unc.edu.ar

Resumen / Los vacíos cósmicos revisten un gran interés dado que permiten estudiar los flujos en gran escala de la masa y los mecanismos de formación de la estructura de la red cósmica. En este trabajo mostramos que la distribución espacial de vacíos tiene una escala característica de separación entre pares. En base a eso, identificamos grupos de vacíos que tienen entornos similares, caracterizamos sus propiedades y analizamos cómo afecta a las fluctuaciones de temperatura del fondo cósmico de radiación.

Abstract / Cosmic voids are of great interest given their relation to the large scale distribution of mass and the way they trace cosmic flows shaping the cosmic web. Here we show that the distribution of voids has, in consonance with the distribution of mass, a characteristic scale at which void pairs are preferentially located. We identify clumps of voids with similar environments and use them to define second order underdensities. Also, we characterize its properties and analyze its impact on the cosmic microwave background.

Keywords / cosmology: observations – large scale structure of Universe

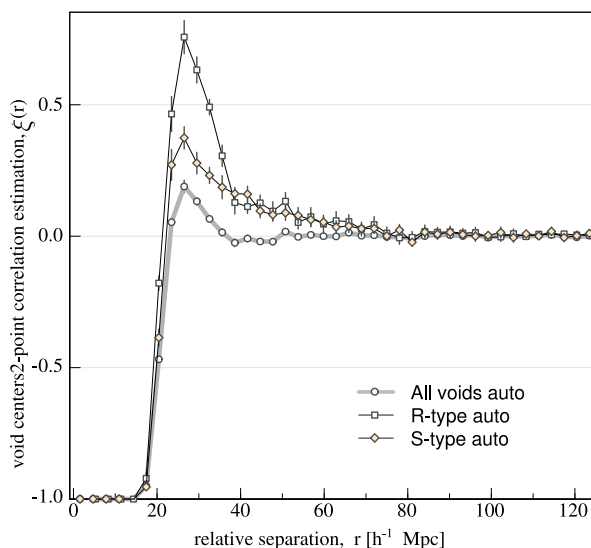


Figure 1. Autocorrelation functions of voids, using the full sample (grey line), S-type only voids (diamonds) and R-type only voids (squares). Error bars correspond to uncertainties computed through Jackknife resampling.

1. Motivation

The structure of the mass distribution in the universe at large scales can be described as a set of overdense structures with a typically filamentary structure. A different picture of the same process is based on the idea that the initial density fluctuations grow driven by gravity, so that large regions with low density emerge and become increasingly emptier, larger and rounder as the initial density fluctuations grow while mass escape towards dense regions. The two processes are complemen-

tary and manifest in the large-scale distribution of matter (Einasto et al., 1997), producing a filamentary-void network (e.g. Leclercq et al., 2015). According to this scenario, not only the large scale flows of mass play a key role in shaping the largest structures, but also they are intimately connected to the mass distribution itself. In this work we study the clustering of voids by computing the 2-point autocorrelation function. We then apply a percolation algorithm to isolate groups of voids, and analyze the geometrical and dynamical properties of these groups.

2. Methods

To construct the void catalogues we followed the procedure described in Ruiz et al. (2015). We use haloes identified in a dark matter cosmological simulation of 512^3 particles evolved in a comoving box of $500 h^{-1}$ Mpc on a side, and consistent with the cosmological parameters from Jarosik et al. (2011). The density estimation is performed using a Voronoi tessellation on the halo catalogue, where the lowest density regions ($\bar{\rho} < 0.2$) are selected as void center candidates. We define voids as the largest spheres satisfying the condition $\Delta(r) < -0.9$. The center position is randomly tilted and the sphere is allowed to grow further in order to recenter the void if necessary. The final catalogue comprises 1622 voids in the simulation box with sizes ranging from $\sim 9.5 h^{-1}$ Mpc to $\sim 29 h^{-1}$ Mpc. These are the largest spheres that satisfy the underdense condition and do not overlapping with any other underdense sphere. In Lambas et al. (2016) we show that there is a clear signal of coherence in the velocity field of voids, and explain this effect in terms of the surrounding distribution of mass in Ceccarelli et al. (2016). Given the

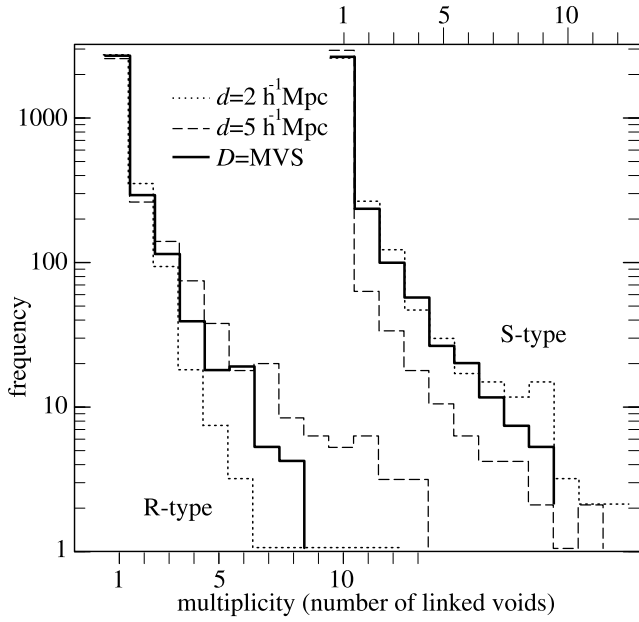


Figure 2. Clump multiplicity functions for three different linking length values in the FoF algorithm. The scale for S-type voids is shifted in order to ease its reading.

relation between the dynamics of voids and their surroundings, it is expected that the clustering in mass induce a clustering of underdense regions. We explore this effect using the correlation function, $\xi(r)$, which measures the probability excess of finding a pair of objects at a given relative distance r with respect to a random distribution (Fig. 1). This tool has been extensively used to quantify the clustering of galaxies and is a key observable to distinguish cosmological models and test structure formation scenarios. In order to explore the role of the environment on this correlation, we separated voids according to the criteria presented in Ceccarelli et al. (2013), which separate voids that have a steep integrated density profile resembling a *shell* like surrounding structure (“S” types) and voids with a gently *rising* profile (“R” types). This classification has been proved to be very useful in separating two distinct populations of void environments (Ceccarelli et al., 2013; Paz et al., 2013; Ruiz et al., 2015; Lambas et al., 2016). The anticorrelation observed at small distances is a consequence of the exclusion imposed to the identification algorithm, but at larger distances (20–40 Mpc) there is a significant excess of void pairs. Remarkably, the correlation is higher than that of the total sample for both subsamples, indicating that voids are preferentially clustered with other voids of the same type.

The presence of clustering in the void distribution suggest the existence of groups or *clumps* of voids. We then searched for groups of voids by implementing the friend-of-friends algorithm. This is a simple percolation algorithm that links together all voids that are closer than a given linking length, which depends on the nature of the problem and must be determined. We explored several values of the linking length parameter, for the

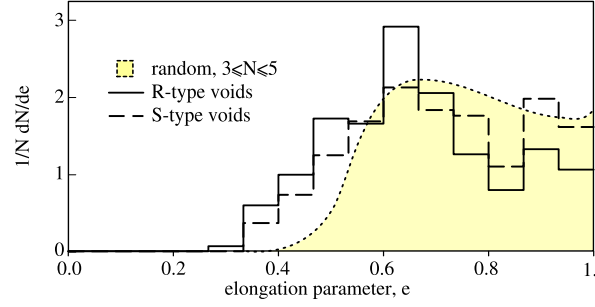


Figure 3. Probability density estimates of the elongation parameter. The resulting functions for R-type void groups (dark solid lines) and S-type void groups (dark dashed lines) are shown. Grey lines correspond to the distribution of the parameter obtained for $N=3, 4$ and 5 random points with uniform distribution inside a sphere of arbitrary radius.

two subsamples of voids, and computed the multiplicity function in each case, for several values of d (Fig. 2). We linked two voids when the corresponding spheres have an edge separation of at most the given linking length parameter d (or center separation smaller than D). If the parameter is small, most of the groups are composed of two voids, and if the parameter is large, large associations of voids are obtained, but with little meaning since it exceeds the scale at which structures can be isolated. The value of the linking length that gives more voids in clumps and more populated clumps is similar to considering the mean void separation (MVS) between the centers of voids. This value is computed as the radius of a sphere the contains on average one void center when placed at random locations, and equals $21.64 h^{-1}$ Mpc for the sample of R-type voids, and $21.47 h^{-1}$ Mpc for the sample of S-type voids. In fact, if the radius of voids are typically 10 Mpc, the mean separation distance is equivalent to the separation of 2 Mpc between sphere borders plus two average void radii.

3. Properties of void clumps

We study the geometrical properties of the resulting void clumps by estimating their elongation and size. Since the number of members of the groups are typically low, usual methods that compute the inertia tensor do not work. Also, the irregular configurations of a small number of spheres (voids) makes a straightforward definition measure of the size difficult. In order to estimate the size and shape of void clumps, we computed the length of the minimal spanning tree (MST, Kruskal, 1956) of the centers of voids in each group, D_{MST} , and compared it to the maximum separation between any two members, D_{max} . The MST of a set of nodes is the expanding graph that has the minimum path length. In this case, the MST represents the set of segments that connect all the void centers in the clump so that the sum of its lengths is minimal. The elongation parameter, e , can be defined as the ratio of these two quantities, $e = D_{\text{max}}/D_{\text{MST}}$. If the group is very elongated, the numerical values of both measures are similar, but when

the group is more compact, the length of the MST is larger than the maximum length separation. In Fig. 3 we show the distribution of this parameter for clumps with 3, 4 and 5 members. The results for groups of R-type voids are shown in dark solid lines, and for groups of S-type voids with dark dashed lines. In order to analyze the significance of this distributions, we compare them to the elongation parameters of randomly distributed points within a sphere with the same distribution of multiplicities (dashed line). The clumps of voids are likely to be less elongated than a random group of points, and this is slightly more noticeable for clumps of R-type voids.

4. Discussion

The relation between the fluctuations in the temperature of the CMB radiation and the large scale structures in the foreground has been longly recognized. The most prominent effect is produced when photons travel through large potential wells in an expanding Universe, producing the Integrated Sachs-Wolfe effect. The impact of the largest voids on the CMB is well known (Granett et al., 2008; Kovács & Granett, 2015), although there is no agreement in the numerical value of the temperature decrease, mainly due to the lack of homogeneity in the void samples and identification methods. Also, since the effect is relatively small, it has to be studied on stackings of the projected regions in the directions towards voids. For example, by measuring the stacked CMB temperatures of a subset of the largest voids, Kovács & Granett (2015) find a mean $\Delta T = -11.5 \pm 3.7 \mu K$ which is consistent with the previous estimation of Granett et al. (2008). However, for the total set of voids the stacking analysis does not show a significant result. With the aim to unveil how the void properties affects the signal, the authors select several void subsamples finding a ΔT that ranges from $-10 \mu K$ to $1.2 \mu K$. When restricted to the 44 largest voids, the stacked mean temperature is $\Delta T = -9.8 \pm 4.8 \mu K$ with a 2σ significance. This indicates that the magnitude of the signal strongly depends on both the population of tracers and the void finder. The subsequent analysis of (Granett et al., 2015) shows that the supervoids of Granett et al. (2008) are intrinsically elongated along the line of sight due to the behaviour of the void finder algorithm in the photometric redshift space. Moreover, the apparent excess of signal that some voids seem to imprint in the CMB temperature map could be explained by introducing non-spherical voids.

We explored the possible correlation between the location of void clumps and the CMB temperature. Large voids in other catalogues may be comparable to some void clumps in our catalogue, although we force our voids to have a fixed density, while this is not true on other samples. We used the Main Galaxy Sample (Strauss et al., 2002) of the Sloan Digital Sky Survey (DR7) to identify voids using a volume complete sample restricted to a limiting redshift $z = 0.08$ and maximum absolute magnitude in the r -band $M_r = -19.2$. We applied the identification algorithm described before and obtained 131 voids with radii ranging from $5 h^{-1} \text{Mpc}$

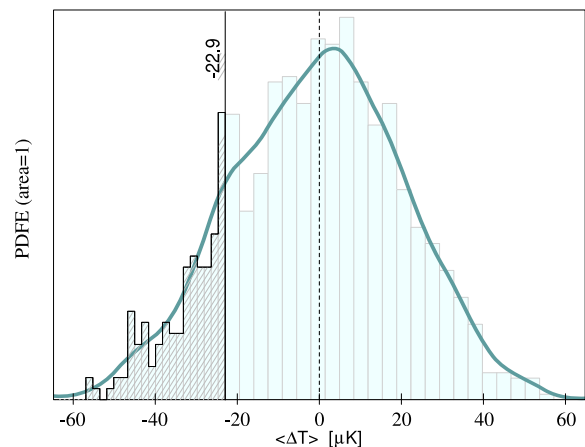


Figure 4. Probability distribution of the temperature fluctuation on random locations in the sky (histogram). The vertical line indicates the average temperature for R-type voids elongated along the line of sight ($\Delta T = -22.9 \mu K$).

to $22 h^{-1} \text{Mpc}$. The size distribution of voids is slightly different from that of the void sample in the simulation, due to the different tracer density and to the different nature of tracers (Sutter et al., 2014). We found that the averaged temperature is lower than the mean temperature of the CMB on the places where a void clump is superimposed in projection, but only for the case of R-type void clumps, since S-type void clumps contain large overdense structures. Also, the signal is larger for clumps elongated along the line of sight. However, this signal is not strong enough to claim a significant result, and larger volumes are necessary to confirm this tendency (Fig. 4). We argue that it could be produced by the fact that R-type void clumps represent the locus of very large density depressions, albeit not very deep. Photons from the CMB would then have taken a long time to travel the void clumps across, letting the universe to evolve significantly during the interval.

References

- Ceccarelli L., et al., 2013, MNRAS, 434, 1435
- Ceccarelli L., et al., 2016, MNRAS, 461, 4013
- Einasto J., et al., 1997, MNRAS, 289, 813
- Granett B. R., Neyrinck M. C., Szapudi I., 2008, ApJL, 683, L99
- Granett B. R., Kovács A., Hawken A. J., 2015, MNRAS, 454, 2804
- Jarosik N., et al., 2011, ApJS, 192, 14
- Kovács A., Granett B. R., 2015, MNRAS, 452, 1295
- Kruskal J. B., 1956, Proc. Amer. Math. Soc., 7, 48
- Lambas D. G., et al., 2016, MNRAS, 455, L99
- Leclercq F., Jasche J., Wandelt B., 2015, A&A, 576, L17
- Paz D., et al., 2013, MNRAS, 436, 3480
- Ruiz A. N., et al., 2015, MNRAS, 448, 1471
- Strauss M. A., et al., 2002, AJ, 124, 1810
- Sutter P. M., et al., 2014, MNRAS, 442, 462



Las estructuras centrales de la galaxia Seyfert NGC 7582

D. Celiz¹, G. Gaspar², R. Díaz^{3,4}, A. D'ambra¹

¹ *Facultad de Matemática Astronomía y Física, UNC, Argentina*

² *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*

³ *Instituto de Ciencias Astronómicas, de la Tierra y del Espacio, CONICET-UNSJ, Argentina*

⁴ *Gemini Observatory, La Serena, Chile*

Contacto / denise.celiz@gmail.com

Resumen / Presentamos la primera fase del estudio de la galaxia Seyfert NGC 7582 mediante imágenes NIR de alta resolución espacial tomadas con el instrumento Flamingos-2 de Gemini Sur. NGC 7582 posee un núcleo de tipo Seyfert 2 que en el año 1998 experimentó un cambio inusual en su espectro de emisión óptico, permaneciendo como un núcleo Seyfert 1 por algunos meses. Además, variaciones en su espectro en el rango de los rayos X han sido interpretadas como evidencia de la naturaleza grumosa del material absorbedor circunuclear, entendido como un toroide en el marco del Modelo Unificado. Estas peculiaridades y el hecho de que la galaxia se encuentre muy inclinada con respecto al plano del cielo, la convierten en candidata apta para la exploración profunda en el rango espectral infrarrojo. En este trabajo presentamos imágenes de alta resolución de la galaxia, a partir de las cuales caracterizamos las regiones más centrales, en especial el anillo circunuclear y una estructura tipo "boxy" poco estudiada hasta la fecha. Realizamos fotometría de apertura del núcleo para diferentes radios. Encontramos que las magnitudes medidas son consistentes con las reportadas en la literatura para épocas anteriores, indicando que el núcleo no ha sufrido variaciones dramáticas durante la época observada.

Abstract / We present the first stage of the study of the Seyfert Galaxy NGC 7582 through high spatial resolution NIR images obtained with the instrument Flamingos-2 of Gemini South. NGC 7582 harbours a Seyfert 2 nucleus that in 1998 experienced an unusual change in its optical emission line spectrum, remaining as a Seyfert 1 nucleus for some months. Moreover, variations in its X-ray spectrum have been interpreted as evidence of the clumpy nature of the circumnuclear absorbing material, conceived as a torus in the Unified Model. These peculiarities plus the high inclination of the galaxy make it a suitable candidate for deep infrared observations. In this work we present high resolution images of the galaxy, from which we characterized the most central regions, specially the circumnuclear ring and a "box-type" structure, little studied to date. We performed aperture photometry of the nucleus for different radii. We find that the measured magnitudes are consistent with those reported in the literature for previous epochs, indicating that the nucleus has not suffered dramatic variations during this observation epoch.

Keywords / galaxies: individual (NGC, 7582) — galaxies: Seyfert — infrared: galaxies

1. Introducción

NGC 7582 es una galaxia espiral barrada de tipo SBab ubicada a una distancia de 21.2 Mpc ($z=0.005254$). Alberga un núcleo de tipo Seyfert 2 que en el año 1998 mutó, presentando líneas anchas en su espectro óptico por un período de aproximadamente 4 meses ($\text{FWHM } H\alpha \sim 12000 \text{ km/s}$), evento reportado por Arétxaga et al. (1999). Unos años después el núcleo sufrió cambios en su continuo espectral en el rango de los rayos X, cambios que Rivers et al. (2015) atribuyó a la naturaleza "grumosa" del toroide en el marco del Modelo Unificado basándose en datos de NuSTAR. A partir de estos episodios el núcleo de NGC 7582 ha sido marginalmente monitoreado y no se ha reportado un segundo cambio en su emisión óptica, sin embargo es importante seguir realizando un seguimiento con mediciones tanto fotométricas como espectroscópicas. Esta galaxia está atravesando un intenso brote de formación estelar circunuclear (Ramos Almeida et al. (2009) y referencias adentro) y se ha reportado un anillo de regiones HII rodeando el núcleo (Morris et al., 1985). La región nuclear de NGC

7582 está fuertemente oscurecida, de ahí la importancia de estudiarla en el infrarrojo donde la extinción disminuye a un décimo. Además, en esta banda espectral NGC 7582 presenta algunas características peculiares: primero, Quillen et al. (1997) reportaron una estructura tipo *boxy* en la región central de la galaxia que es visible en las bandas infrarrojas (J, H, Ks) y no en el óptico. Segundo, Riffel et al. (2009) encuentran una componente ancha en la línea de recombinación Br gamma (banda Ks) que en el óptico no se detecta. En este trabajo presentamos imágenes de NGC 7582 tomadas con Flamingos 2 (Díaz et al., 2013), durante julio de 2013, en las bandas J, H y Ks. A partir de ellas realizamos fotometría con varias aperturas centradas en el núcleo y caracterizamos las estructuras de la galaxia en las tres bandas.

2. Observaciones y reducción de datos

Contamos con imágenes de NGC 7582 en las bandas infrarrojas J, H y Ks tomadas con el instrumento

Tabla 1: Magnitudes del núcleo de NGC 7582 medidas en éste trabajo.

Apertura ["]	J	H	Ks
2	12.1 ± 0.1	10.3 ± 0.1	9.4 ± 0.2
3	11.5 ± 0.1	10.5 ± 0.1	9.2 ± 0.2
6	10.8 ± 0.1	9.9 ± 0.1	8.6 ± 0.2
9	10.5 ± 0.1	9.6 ± 0.1	8.4 ± 0.2
12	10.3 ± 0.1	9.4 ± 0.1	8.3 ± 0.2

Flamingos-2 de Gemini Sur. Las imágenes fueron tomadas el día 17 de julio de 2013 bajo condiciones de transparencia y buen seeing (CC50/IQ70).

Para la banda Ks contamos con 16 imágenes de las cuales 12 integran 5 segundos de exposición y 4 integran 2 segundos de exposición, para la banda H 16 imágenes de 5 segundos de exposición y para la banda J 12 imágenes de 10 segundos de exposición. Para realizar la reducción utilizamos el procedimiento (*pipeline* en inglés) de Flamingos 2, que utiliza tareas estándares de IRAF, con excepción de la suma de imágenes, ya que el procedimiento manual arrojó mejores resultados. La resolución espacial de las imágenes reducidas es de $0.9''$ para la banda J, $0.7''$ para la banda H y $0.65''$ para la banda Ks. Para realizar la calibración utilizamos como referencia el catálogo 2MASS y la tarea PHOT de IRAF.

3. Fotometría

Se realizó fotometría de la región nuclear de la galaxia, en las bandas J, H y Ks utilizando la tarea *phot* del paquete de reducción de observaciones astronómicas IRAF, la cual calcula centros precisos para cada objeto, valores del cielo, y magnitudes. La posición del núcleo en cada banda fue medida utilizando la tarea *imexamine*, realizando un barrido en toda la zona central, a modo de control. Para medir las magnitudes se utilizaron cuatro diámetros de apertura consistentes con los reportados en la literatura. Las magnitudes medidas se presentan en la Tabla 1. En la Tabla 2 se presenta una recopilación de las magnitudes reportadas en la literatura para diferentes diámetros de aperturas nucleares. Haciendo la comparación para cada apertura se ve que las magnitudes nucleares no han variado para nuestras mediciones correspondientes al año 2013, respecto a las mediciones de 1976, 1979 y 1992. En la Fig. 1 se muestran los mapas de color J-H, H-K y J-Ks. El mapa H-Ks refleja las zonas de mayor contraste en el continuo por encima de longitudes de onda de 2 micrones, originada en la contribución térmica del polvo calentado por estrellas jóvenes sobre las zonas de choque y formación estelar en la galaxia. A su vez, los mapas J-Ks y J-H revelan las zonas en que la galaxia está más oscurecida por efecto del polvo.

4. Dimensiones físicas

En la tabla 3 presentamos mediciones de las dimensiones físicas de el disco, la barra y la estructura central tipo *boxy* de NGC 7582. Las estructuras fueron medidas

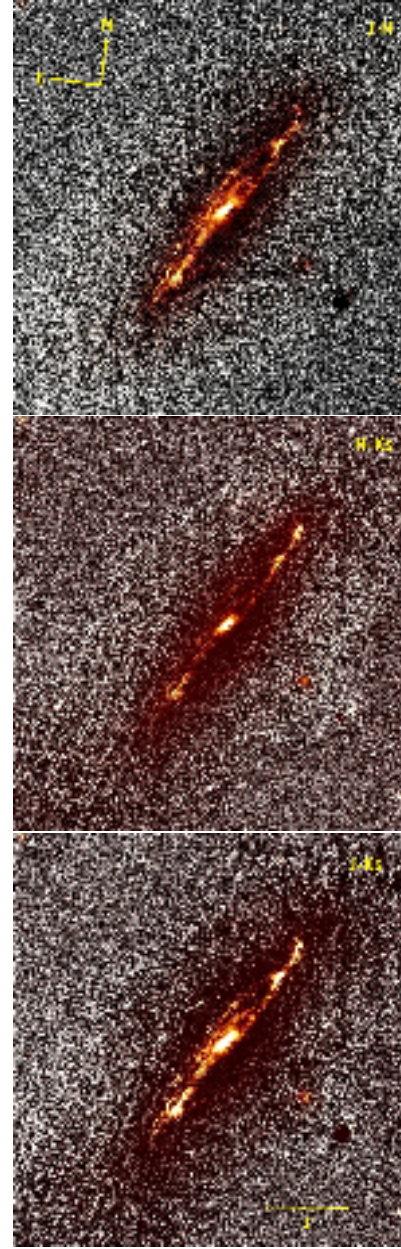
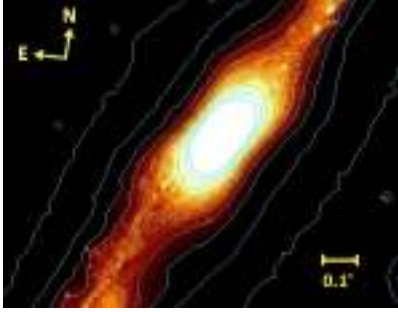


Figura 1: Mapas de color J-H, H-K y J-Ks. Los tres caracteres que aparecen cerca del centro de la imagen son reflexiones originadas en la estrella brillante de guiado. Si bien se sustraen bien con el patrón de dithering el fondo queda alterado.

mediante delimitaciones de regiones y usos de reglas con el software DS9. Para medir el disco fijamos magnitudes límites de 21 (banda J), 20 (banda H) y 21 (banda Ks) a partir de las cuales el disco de la galaxia se confunde con el fondo. En el caso de la estructura *boxy* realizamos dos mediciones: una en el límite de menor brillo superficial que se definió como el menor brillo superficial para el cual la estructura sigue teniendo una forma aproximadamente rectangular, para éste límite el semieje mayor varía entre $29''$ y $39''$ según la banda. La segunda medición se realizó en el límite de mayor brillo superficial y arroja un semieje mayor que varía entre $20''$ y $23''$

Tabla 2: Magnitudes nucleares para NGC 7582 disponibles en la literatura.

Apertura ["]	J	H	Ks	Referencia
0.3	—	11	18	Prieto et al. (2010)
1	—	—	9.63	Burtscher et al. (2015)
3	11.64	10.35	9.36	Kotilainen et al. (1992)
6	11.12	9.91	9.06	Kotilainen et al. (1992)
6	—	9.98	9.13	Sosa-Brito et al. (2001)
9	10.90	9.73	8.95	Kotilainen et al. (1992)
12	10.72	9.56	8.86	Kotilainen et al. (1992)
12	—	—	8.93	Glass (1976)
12	10.66	9.63	8.87	Glass (1979)

Figura 2: Imagen en banda Ks con contornos de isofotas superpuestos. Se puede ver como los isocontornos delinean la estructura *boxy*.

según la banda. A la hora de hacer una comparación con el valor reportado por Quillen et al. (1997) (de 22" en la banda Ks) hay que considerar que los criterios utilizados para definir la estructura fueron diferentes a los nuestros, sin embargo el valor reportado en éste trabajo es consistente con el reportado por ellos. En la Fig. 2 presentamos un mapa de contornos superpuesta a una imagen de la estructura *boxy* en banda Ks. Las mediciones se presentan en segundos de arco, dada la distancia a la galaxia de 21.2 Mpc un segundo de arco equivale a 103 pc. En la Fig. 3 presentamos una imagen en cociente de color H-K del núcleo de NGC 7582 donde se ve que el núcleo se encuentra descentrado. En la banda Ks, el desplazamiento del núcleo activo respecto del centro de simetría de la barra es de $0.3'' \pm 0.1''$ en la dirección $PA \sim 70^\circ$. La incerteza se estimó usando distintas partes de las isofotas ajustadas la barra ya que, en general, la determinación de centroides en caracteres compactos de $S/N > 100$ puede llegar a 1/10 del muestreo espacial sin mayores complicaciones.

5. Conclusiones

NGC 7582 es una galaxia cuya región nuclear requiere un monitoreo frecuente a fin de detectar un nuevo evento de variabilidad violenta. En éste trabajo hemos reportado mediciones de magnitud nuclear para varios radios de apertura y para tres bandas del infrarrojo cercano. No hemos detectado cambios significativas dentro de las incertezas de medición, en los valores de magnitudes respecto de las épocas donde se midió magnitud

Tabla 3: Dimensiones físicas de las estructuras de la galaxia ($1'' = 103$ pc) .

		J	H	Ks
Estructura <i>boxy</i> mín	Semieje Mayor	23"	22"	20"
brillo superficial	Semieje Menor	11"	11"	10"
Estructura <i>boxy</i> máx	Semieje Mayor	29"	39"	33"
brillo superficial	Semieje Menor	15"	14"	14"
Disco	Semieje Mayor	4.2'	3.9'	4.4'
	Semieje Menor	2.5'	2'	2.2'
Barra	Longitud	3.2'	2.8'	3.2'

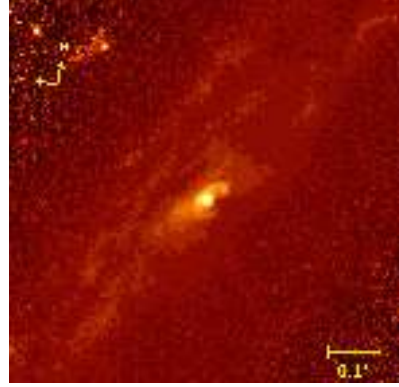


Figura 3: Núcleo de NGC 7582 en cociente de color H-K.

en las mismas aperturas que en éste trabajo (1976, 1979 y 1992). Hemos caracterizado la estructura rectangular tipo *boxy*, que a pesar de ser poco frecuente aparece en varias galaxias activas. Estudiaremos en el infrarrojo otras dos galaxias activas con estructuras similares para determinar si existe una relación entre este estadio particular de la barra y el estadio de actividad nuclear.

Agradecimientos: Agradecemos a los Doctores Guillermo Gunt-hardt y Damián Mast por su predisposición y ayuda.

Referencias

- Aretxaga I., et al., 1999, ApJL, 519, L123
- Burtscher L., et al., 2015, A&A, 578, A47
- Diaz R. J., et al., 2013, Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina, 56, 457
- Glass I. S., 1976, MNRAS, 175, 191
- Glass I. S., 1979, MNRAS, 186, 29P
- Kotilainen J. K., et al., 1992, MNRAS, 256, 125
- Morris S., et al., 1985, MNRAS, 216, 193
- Prieto M. A., et al., 2010, MNRAS, 402, 724
- Quillen A. C., et al., 1997, ApJ, 481, 179
- Ramos Almeida C., et al., 2009, ApJ, 702, 1127
- Riffel R. A., et al., 2009, MNRAS, 393, 783
- Rivers E., et al., 2015, ApJ, 815, 55
- Sosa-Brito R. M., et al., 2001, ApJS, 136, 61



Small galaxy groups: defining a selection criteria

F. Duplancic¹, S. Alonso¹, G. Coldwell¹ & D. G. Lambas²

¹ *Departamento de Geofísica y Astronomía, FCEFN-UNSJ, CONICET, Argentina*

² *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina*

Contact / fduplancic@unsj-cuim.edu.ar

Resumen / El presente trabajo presenta un criterio de selección homogéneo de grupos menores de galaxias definidos como sistemas con al menos dos y hasta seis miembros, compactos y aislados, que favorecen las fusiones entre galaxias. La definición de un criterio de selección homogéneo es el punto de partida para un estudio comparativo de este tipo de sistemas, que se encuentre libre de posibles sesgos derivados de las diferencias en la función de selección.

Abstract / The present work presents a homogeneous selection criteria of small galaxy groups defined as systems with at least two and up to six members, compact and isolated, favoring mergers between galaxies. The definition of a homogeneous selection criteria is the starting point for a comparative study of this type of systems, exempt of possible biases derived from differences in the selection function.

Keywords / Galaxies: groups: general — Galaxies: interactions — Galaxies: statistics

1. Introduction

The standard paradigm of structure formation states that large structures form by accretion of less massive galaxy systems. According to these scenario, galaxies are preferably grouped into configurations ranging from pairs of galaxies to clusters with dozens and even hundreds of galaxies.

Within this hierarchical panorama of structure formation, the study of small galaxy systems is crucial to understand the formation and evolution of the large structures we observe today in the Universe.

Currently, there is no standardized definition of small galaxy group. The properties of different systems with a low number of members such as pairs of galaxies, triple systems and groups with four or more members have been analyzed individually. Several works states that the proximity in projected separation and radial velocity difference favors galaxy-galaxy interactions and mergers. For the identification of compact groups and triplets, different authors find that a linking length of 200 kpc represents an adequate scale (McConnachie et al., 2009; Elyiv et al., 2009; O'Mill et al., 2012; Duplancic et al., 2015). For galaxy pairs, the values range from 30 kpc to even 1 Mpc (e.g., Patton et al., 2000; Lambas et al., 2003; Ellison et al., 2008; Scudder et al., 2012). Regarding the velocity difference of group members, to consider physically associated galaxies in compact groups McConnachie et al. (2009) adopted a maximum radial velocity difference of 1000 km s^{-1} . On the other hand, in the identification of pairs of galaxies Alonso et al. (2006) and Lambas et al. (2012) consider a radial velocity difference lower than 350 km s^{-1} and for galaxy triplets O'Mill et al. (2012) use a limit of 700 km s^{-1} while Argudo-Fernández et al. (2015) adopted a radial velocity cut of 160 km s^{-1} .

From different group catalogs it is possible to build samples matched in redshift and luminosity that can be used to compare the properties of these systems and their member galaxies, correctly quantifying their similarities and differences. Nevertheless it is important to note that there could be biases in these type of studies due to the differences in the selection function of the groups in the catalogs under study. For this reason the present work proposes to establish a homogeneous selection criteria for the identification of small galaxy groups.

This paper is organized as follows: in section 2. we describe the galaxy catalogs used in this work. In section 3. we present the selection criteria for the construction of the small galaxy groups sample. Finally in section 4. we present the main results of this work.

Throughout this paper we adopt a cosmological model characterised by the parameters $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$ and $H_0 = 70 \text{ h km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

2. Data

The samples of galaxies used in this work were obtained from the tenth data release of the Sloan Digital Sky Survey (SDSS-DR10, Ahn et al., 2014). Galaxies with spectroscopy were selected from the Legacy survey and from the Baryon Oscillation Spectroscopic Survey (BOSS, Dawson et al., 2013). All catalogs used in this work were obtained through queries at CASJOBS*.

The magnitudes used in this work are the `model` magnitudes corrected by extinction. K corrections were calculates following the methodology described in O'Mill et al. (2011). We considered galaxies brighter than absolute magnitude $M_r = -19$, in the spectroscopic

*<http://skyserver.sdss.org/CasJobs>

redshift range $0.05 < z_{\text{spec}} < 0.18$. We address the incompleteness in the SDSS data due to the fiber collision effect following O’Mill et al. (2012). To this end we selected galaxies without spectroscopy, with magnitude $13.5 < r < 17.77$ and with photometric redshift obtained from the KF estimates in the SDSS Photoz table, in the range $0.01 < z_{\text{phot}} < 0.2$.

Under these constraints the sample of galaxies used to identify small galaxy groups contains a total 675473 galaxies.

3. Selection criteria

Our aim is to obtain a catalog of small galaxy groups defined as systems with at least two member galaxies, which promote galaxy-galaxy interactions and mergers and with a suitable isolation criteria that guarantee that the system is located far away from larger structures that may affect its dynamical evolution.

Therefore, we consider galaxies with projected separation $r_p \leq 200$ kpc. We are using both spectroscopic and photometric redshifts, then for the radial velocity limit, if both galaxies have spectroscopy we consider a maximum value $\Delta V_{\text{ss}} = 500 \text{ kms}^{-1}$. If one galaxy have spectroscopy but its neighbor have photometric redshift, then the limit is $\Delta V_{\text{sp}} = \sqrt{\Delta V_{\text{ss}}^2 + 1.5 c \sigma_{z_i}^2}$. Finally, if both galaxies have photometric redshift $\Delta V_{\text{pp}} = \sqrt{1.5 c (\sigma_{z_i}^2 + \sigma_{z_j}^2)}$. Were σ_z is the error associated to the photometric redshift and c is the speed of light.

We define a local isolation criteria which prevent neighbors with $M_r \leq -19$ within a fixed aperture of 500 kpc centered in the geometric center of the group. In order to calculate the radial velocity difference we consider the average redshift of the group calculated using only its spectroscopic galaxies. If the neighbor have spectroscopic redshift we consider $\Delta V_{\text{isos}} \leq 1000 \text{ kms}^{-1}$ and if the redshift is photometric we assume $\Delta V_{\text{isop}} \leq \sqrt{\Delta V_{\text{isos}}^2 + 1.5 c \sigma_{z_i}^2}$.

Also in order to avoid satellite galaxies we impose the restriction that the difference between the magnitude of the brightest and the faintest galaxy in the system should be lower than 2 magnitudes. As our aim is to select compact systems we calculate the compactness of the group $S = \sum_{i=1}^N r_{90}^2 / R^2$, were N is the number of members in the group, r_{90} is the radius enclosing 90% of the Petrosian flux of the galaxy in the r-band and R is the radius of the minimum circle containing the centers of the group members. We adopt a threshold $S > 0.03$ which corresponds to the compactness of compact groups of galaxies (Duplancic et al., 2013). Additionally, we select systems that have at least half of its members with spectroscopy. This is a strong restriction but gives confidence to the identification of the system as a physical entity.

The final sample comprises 11286 small galaxy groups (SGGs) with two or more members. Within this sample 10396 are pairs of galaxies, 777 triplets and 113 groups with four or more members. It is important to remark that there are no groups with more than 6 members, this is a consequence of the selection criteria and

no an imposed restriction. Furthermore it important to highlight that 67% of the groups do not have any members with photometric redshift.

Fig. 1 shows the distribution of group radius, velocity dispersion (calculated using only spectroscopic members), virial mass and maximum magnitude difference between galaxies in the system, calculated following the methodology of Duplancic et al. (2015).

From this figure it can be appreciated that the group radius increases from pairs, to triplets and groups. Galaxy pairs have separation between member galaxies lower that 200 kpc, this is a consequence of the selection criteria and no an imposed restriction. For the velocity dispersion it can be appreciated that in all cases it is lower than 350 kms^{-1} and for the sample of galaxy pairs presents the lowest values. This trend is also evident in the distribution of the maximum magnitude difference of galaxy members, suggesting that most of pair systems in our sample are major mergers. In the case of the virial mass, the values are in agreement with previous works (McConnachie et al., 2008; Duplancic et al., 2015). Table 1 present the mean value for these quantities and their respective errors calculated with bootstrap resampling techniques.

4. Results and future work

In this work we present a selection criteria to identify small galaxy groups as systems with a low number of members inhabiting an environment that promote galaxy-galaxy interactions and mergers. We consider galaxies close in the sky and with low radial velocity difference. As an isolation criteria we prevent the group to have significant neighbors within a fixed aperture of 500 kpc. We also consider systems populated by galaxies with similar luminosities and with more than half of its members with spectroscopic redshift. Our results suggest that there is a scaled relation between the group properties and its number of galaxy members. Galaxy pairs present lower values of system radius, velocity dispersion, virial mass and maximum magnitude difference between member galaxies. On the other hand galaxy groups with four or more members are the most massive and have higher velocity dispersion and greater group radius than pairs and triplets. For galaxy triplets we found that the distribution of their properties present intermediate values between galaxy pairs and groups.

The results found in the present work promote the study of these small galaxy groups samples, considering for example the properties of its member galaxies and their relation with local and global environment. It is important to highlight that these forthcoming analysis will be driven over a catalog of small galaxy groups constructed from a homogeneous selection criteria, therefore the results will be free of biases that could arise from discrepancies in the selection function of different group samples.

Acknowledgements: This work was supported in part by the Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina (CONICET) and Secretaría de Ciencia y Técnica de la Universidad Nacional de San Juan. Funding for

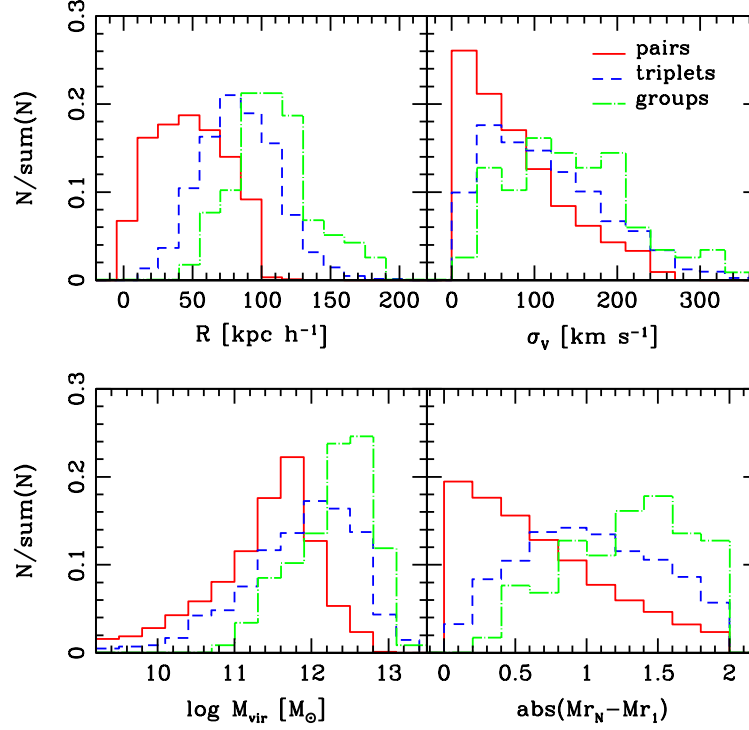


Figure 1: Radius of the system (Top Left), Velocity Dispersion (Top Right), Virial Mass (Bottom Left) and Maximum magnitude difference of member galaxies (Bottom Right) for pairs (solid), triplets (dashed) and groups with 4 or more members (dot-dashed) selected from the SGGs sample constructed in this work.

Table 1: Main Properties of the SGG. Sample name, number of galaxy members (N_m), total number of groups (N_t), Group Radius (R), velocity dispersion (σ_v), virial mass (M_{vir}) and maximum magnitude difference ($|M_{r_N} - M_{r_1}|$).

Name	N_m	N_t	R kpc h^{-1}	σ_v kms^{-1}	$\log(M_{\text{vir}})$ $M_{\odot}$	$ M_{r_N} - M_{r_1} $ mag
Pairs	2	10396	50.84 ± 0.27	19.75 ± 0.90	11.23 ± 0.01	0.69 ± 0.005
Triplets	3	777	82.62 ± 0.98	115.78 ± 2.98	11.81 ± 0.03	1.04 ± 0.015
Groups	4-6	113	108.13 ± 2.80	144.76 ± 6.86	12.21 ± 0.06	1.28 ± 0.039

SDSS-III has been provided by the Alfred P. Sloan Foundation, the Participating Institutions, the National Science Foundation, and the U.S. Department of Energy Office of Science. The SDSS-III web site is <http://www.sdss3.org/>. SDSS-III is managed by the Astrophysical Research Consortium for the Participating Institutions of the SDSS-III Collaboration including the University of Arizona, the Brazilian Participation Group, Brookhaven National Laboratory, Carnegie Mellon University, University of Florida, the French Participation Group, the German Participation Group, Harvard University, the Instituto de Astrofísica de Canarias, the Michigan State/Notre Dame/JINA Participation Group, Johns Hopkins University, Lawrence Berkeley National Laboratory, Max Planck Institute for Astrophysics, Max Planck Institute for Extraterrestrial Physics, New Mexico State University, New York University, Ohio State University, Pennsylvania State University, University of Portsmouth, Princeton University, the Spanish Participation Group, University of Tokyo, University of Utah, Vanderbilt University, University of Virginia, University of Washington, and Yale University.

References

Ahn C. P., et al., 2014, *ApJS*, 211, 17
 Alonso M. S., et al., 2006, *MNRAS*, 367, 1029

Argudo-Fernández M., et al., 2015, *A&A*, 578, A110
 Dawson K. S., et al., 2013, *AJ*, 145, 10
 Duplancic F., et al., 2013, *MNRAS*, 433, 3547
 Duplancic F., et al., 2015, *MNRAS*, 447, 1399
 Ellison S. L., et al., 2008, *AJ*, 135, 1877
 Elyiv A., Melnyk O., Vavilova I., 2009, *MNRAS*, 394, 1409
 Lambas D. G., et al., 2003, *MNRAS*, 346, 1189
 Lambas D. G., et al., 2012, *A&A*, 539, A45
 McConnachie A. W., Ellison S. L., Patton D. R., 2008, *MNRAS*, 387, 1281
 McConnachie A. W., et al., 2009, *MNRAS*, 395, 255
 O’Mill A. L., et al., 2011, *MNRAS*, 413, 1395
 O’Mill A. L., et al., 2012, *MNRAS*, 421, 1897
 Patton D. R., et al., 2000, *ApJ*, 536, 153
 Scudder J. M., et al., 2012, *MNRAS*, 426, 549



The role of major mergers in (obscured) black hole growth and galaxy evolution

Treister E.¹, Privon, G.¹, Ricci, C.¹, Bauer F.¹, Schawinski K.² and the MODA Collaboration

¹ *Instituto de Astrofísica, Facultad de Física, Pontificia Universidad Católica de Chile, Chile.*

² *Institute for Astronomy, Department of Physics, ETH Zurich, Switzerland*

Contact / etreiste@astro.puc.cl

Resumen / Está emergiendo un escenario claro en el que los episodios de más rápido crecimiento de los agujeros negros supermasivos están directamente conectados a las fusiones de galaxias. En este trabajo presentamos los primeros resultados de nuestro programa “MODA”, cuyo objetivo es obtener espectroscopía de campo IFU en el óptico e IR cercano combinada con observaciones con ALMA en el mm/sub-mm de una muestra de sistemas que contienen galaxias con núcleos activos con separaciones <10 kpc. Específicamente nos enfocaremos en Mrk 463, un sistema muy rico de 2 galaxias separadas por ~3.8 kpc cuyos agujeros negros están creciendo simultáneamente. Encontramos fuerte evidencia para la existencia de una morfología y cinemática compleja, expulsión de gas, etc. Esta es una clara muestra de la fuerte conexión entre las fusiones de galaxias, el crecimiento de los agujeros negros supermasivos y la evolución galáctica.

Abstract / A clear picture is emerging in which rapid supermassive black hole (SMBH) growth episodes (luminous AGN) are directly linked to major galaxy mergers. Here, we present the first results from our MODA program aimed to obtain optical and near-IR Integral Field Unit (IFU) spectroscopy and mm/sub-mm ALMA maps for a sample of confirmed nearby dual AGN (separation <10 kpc), including the archetypical galaxy NGC6240. Specifically, we will focus here on Mrk 463, a very rich system of two galaxies separated by ~3.8 kpc hosting two SMBH growing simultaneously. Clear evidence for complex morphologies and kinematics, outflows and feedback effects can be seen in this system, evidencing the deep connection between major galaxy mergers, SMBH growth and galaxy evolution.

Keywords / galaxies: interactions, individual (Mrk 463) — quasars: supermassive black holes

1. Introduction

In our current understanding of galaxy evolution, gas-rich major galaxy-galaxy dynamical interactions play a fundamental role (Sanders et al., 1988). The dynamical interactions between merging galaxies cause gas to lose angular momentum and fall into the center of each nucleus triggering both star formation and significant supermassive black holes (SMBH) growth episodes, in the active galactic nuclei (AGN) stage. Thus, as a natural consequence we should find systems with two or more actively accreting SMBHs “caught in the act” of merging. The lifetime for the dual AGN phase is predicted to be a few times 1–100 Myr depending on the level of activity. Hence, these lifetimes predict that we should see two accreting SMBHs in about 1–10% of the major galaxy mergers, with typical nuclear separations <10 kpc. According to simulations and observations (e.g., Blecha et al., 2013; Van Wassenhove et al., 2012; Koss et al., 2012), this is the critical stage when black hole and star formation activity are the most vigorous. Hence, it is paramount for our understanding of galaxy evolution to study the properties of the gas and dust in systems with dual AGN.

The first discoveries of two accreting SMBHs in a galaxy merger were serendipitous (Komossa et al., 2003; Rodríguez et al., 2006; Hudson et al., 2006; Bianchi et

al., 2008). These systems were interesting for other reasons, but through follow-up X-ray and radio observations two AGN were discovered in the merger remnant. In the last few years there has been significant effort towards systematic searches of dual AGN. The approach has taken two main forms; (i) finding active neighbors of bright AGNs found in catalogs (Liu et al., 2011; Koss et al., 2012), and (ii) searching spectroscopic catalogs for double peaks of narrow emission lines (Liu et al., 2010; Comerford et al., 2009, 2013).

We are currently performing the Multiwavelength Observations of Dual AGN (MODA*) survey. This is an ambitious program aimed to study the properties of the molecular, neutral, and ionized gas and the dust in the interstellar medium (ISM) of the nearest dual AGNs. Our research combines ALMA data, using CO, CS and HCN as tracers of molecular gas, VLT/SINFONI and Keck/OSIRIS maps of the H_2 , Br γ , [Si VI], and other emission lines, with VLT/MUSE optical Integral Field Unit (IFU) observations, aimed primarily to map the H_α , H_β , [OIII] and other atomic transitions, together with Na D in absorption, in order to measure gas and stellar kinematics, and constrain stellar populations and star formation histories. In addition, we are now in the process of adding mid-IR observations from VLT/VISIR

*<http://moda.astro.puc.cl>

to study the properties of the hot, $\sim 300\text{--}1000\text{ K}$, dust in these systems, compute accurate mid-IR to X-ray flux ratios and obtain better estimates of the bolometric luminosity of each AGN.

To date, there are 17 confirmed systems hosting close, $<10\text{ kpc}$, dual AGN (Comerford et al., 2011, 2015; Koss et al., 2011, 2012; Liu et al., 2012; Fu et al., 2012; Müller-Sánchez et al., 2015). Here, we focus on one of these systems, Mrk 463, the first one for which we have a complete multi wavelength dataset. Mrk 463 is a nearby, $z=0.0504$ (Falco et al., 1999) or $d \simeq 210\text{ Mpc}$, ultra-luminous Infrared Galaxy (ULIRG; Sanders & Mirabel, 1996). It was classified as a dual AGN thanks to the Chandra X-ray observations reported by Bianchi et al. (2008). The two nuclei are separated by $3.8 \pm 0.01''$, which roughly corresponds to 3.8 kpc . The Chandra observations revealed that both nuclei are relatively low luminosity at $L_X = 1.5 \times 10^{43}\text{ erg/s}$ and $3.8 \times 10^{42}\text{ erg/s}$ for the east and west nuclei respectively. Both nuclei are heavily obscured, at $N_H = 7.1 \times 10^{23}\text{ cm}^{-2}$ and $3.2 \times 10^{23}\text{ cm}^{-2}$ for Mrk463E and Mrk463W respectively.

2. Data

2.1. VLT Optical and Near-IR IFU

Mrk 463 was observed by the VLT/MUSE as part of program 095.B-0482, PI: E. Treister, on the night of July 18, 2015 for a total of ~ 1.6 hours on target. The MUSE optical IFU observations cover a broad wavelength coverage, $\sim 1000\text{--}10000\text{ Å}$ over a relatively large field of view, $\sim 1\text{ arcmin}^2$, which corresponds to $\sim 60 \times 60\text{ kpc}^2$ at the distance of Mrk 463. Data reduction was carried out using the ESO MUSE pipeline version 1.6.2 in the ESO Reflex graphical environment (Freudling et al., 2013).

We further obtained near-IR IFU observations of Mrk 463 using VLT/SINFONI as part of program 093.B-0513, PI: S. Cales. SINFONI observations cover a much smaller area compared to MUSE, $8'' \times 8''$, and therefore we decided to focus on the central region covering both nuclei only. The observations were carried out using the K-band grating, centered at $\sim 2.2\text{ }\mu\text{m}$. As with the MUSE data, the reduction was done using the standard ESO SINFONI pipeline version 2.9.0 in the ESO Reflex graphical environment.

2.2. ALMA

The dual AGN Mrk 463 was observed by ALMA as part of our cycle 2 program 2013.1.00525.S, PI: E. Treister, on August 16, 2015 and September 16, 2015. The observations were done in band 6, covering both the $^{12}\text{CO}(2-1)$ molecular transition and the mm continuum at $\sim 220\text{ GHz}$. A total of 35 antennae were used for the first observation with minimum and maximum baselines of 41m and 4.5 kms, which resulted on a spatial resolution of $0.15''$. For the second observation, 39 antennae were used and similar baselines. The preliminary analysis reported here is based only on the processing done by the NRAO ARC and delivered to the PI. Further analysis was carried out using Common Astronomy Software

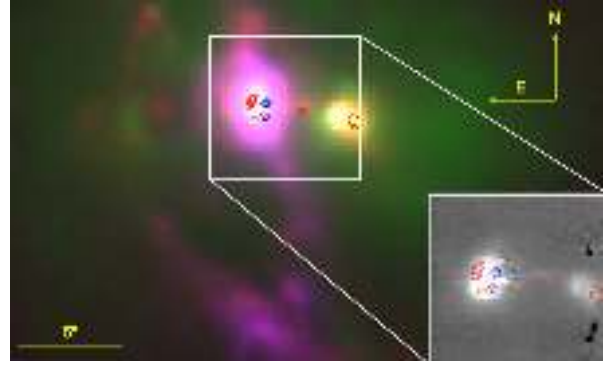


Figure 1: VLT/MUSE optical IFU observations of Mrk463. Color image was produced combining the [OIII]5007 (blue) and $\text{H}\alpha$ (red) emission with the optical continuum at $\sim 6000\text{ Å}$ (green). Red contours present the ALMA $^{12}\text{CO}(2-1)$ line emission while the blue contours show the band 6 continuum detection at $\sim 1.3\text{ mm}$ obtained as part of our unfinished cycle 2 program. The bottom right inset shows the $\text{Pa}\alpha$ emission in the central region of the system from VLT/SINFONI, with the ALMA-detected $^{12}\text{CO}(2-1)$ and continuum as contours.

Applications (CASA).

3. Results

3.1. Morphology

In Fig. 1 we present the false color image of the central region, covering $\sim 20'' \times 20''$, of Mrk 463 combining observations of the [OIII] and $\text{H}\alpha$ lines with the optical continuum at $\sim 6000\text{ Å}$. As can be expected for a major galaxy merger, the emission is clearly distorted with no appreciable pattern. Perhaps the most remarkable features, in addition to the two bright nuclei, are the extended tidal tails, surrounding on the east of the system. Particularly interesting is the “blob” that can be observed to the south of the east galaxy. There is almost no continuum detected from this region, and all the flux is concentrated on the high-ionization emission lines, most notably [OIII]. This structure clearly resembles the “voorwerp” associated with the nearby galaxy IC2497 (Lintott et al., 2009), serendipitously discovered by the GalaxyZoo project. As in the case of IC2497 (Keel et al., 2012), the cloud observed in Mrk 463 is consistent with ionization from the AGN, given the observed line ratios. Furthermore, by carrying out a simple calculation of the influx of ionizing flux on the cloud and considering the distance from the cloud to both nuclei, we conclude that the total AGN luminosity, which is dominated by the east nucleus, have been relatively constant, to a factor of ~ 10 , in the last $\sim 10^4$ years.

The $^{12}\text{CO}(2-1)$ emission, traced by our ALMA observations, is strongly clumpy. While both the molecular line emission and the dust continuum appear clearly associated with the east nucleus, no significant emission can be observed in the west nucleus. Instead some $^{12}\text{CO}(2-1)$ emission can be detected in the region $\sim 0.5\text{--}1\text{ kpc}$ to the west of the west nucleus. According to the optical spectrum, this region appears to be dominated

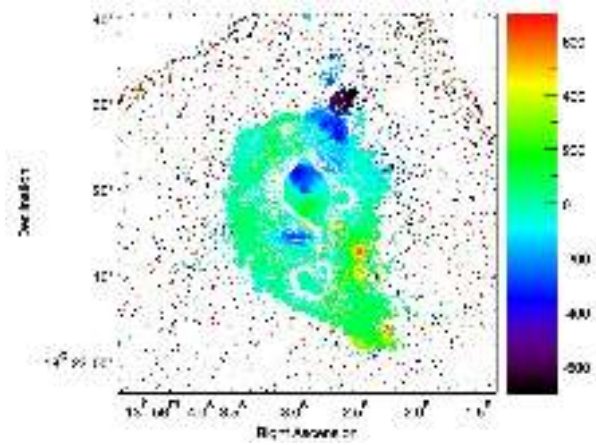


Figure 2: Velocity map for the Mrk 463 system using the [OIII] 5007Å line as a tracer, obtained from the VLT/MUSE data. The white contours show the integrated continuum-subtracted flux on the [OIII] 5007Å line, while the color regions show the corresponding velocity field.

by star formation processes, as can be also seen by the *Paa* detection on the SINFONI data. In addition, we can detect $^{12}\text{CO}(2-1)$ emission in the region between the two nuclei. This allows us to clearly see the richness of this system and the importance of combining ALMA with optical and near-IR IFU data in order to understand their behavior. One possible interpretation for the observed morphology is that we are witnessing the ongoing mass transfer from the east to the west component. This is also consistent with the relatively low X-ray luminosity of the AGN in the west nucleus, $\sim 10^{42}$ erg/s (Bianchi et al., 2008), which we expect to rapidly increase, as a sign of a higher SMBH accretion rate, once the molecular gas falls into the nucleus (currently the gas lies at ~ 500 pc).

3.2. Kinematics

In Fig. 2 we show the velocity map for the Mrk 463 system obtained using the [OIII] 5007Å emission line as a tracer. As can be seen, not much structure is observed, possibly suggesting that most of the motion of the gas in the system is in the plane of the sky. However, a velocity gradient of ~ 400 km/s can be observed on the east nucleus. A disk model fails to fit to this observed velocity profile. Therefore, our preferred explanation is that this corresponds to a biconical ionization cone associated with the AGN. It is interesting that this ionization cone appears well aligned with the ionized cloud to the south of the system, discussed in the previous section. At larger distances, to the north of the system, we can appreciate another ionized region, moving at a velocity of ~ 650 km/s and thus clearly outflowing. Considering the current distance to the east nucleus and assuming that the cloud is moving at a constant velocity we estimate that the outflow was emitted $\sim 10^6$ years ago, thus setting a limit to the age of the nuclear activity in this system. The observed line ratios for this outflow clearly indicate that the AGN is the ionization source.

4. Conclusions

We present here the first results from our MODA program, aim to study the properties of the gas in all its phases in nearby major galaxy mergers undergoing simultaneous SMBH growth episodes. Specifically, we focus here on the multi wavelength data for Mrk 463, which shows a very complex and rich morphology. Evidence for the presence of ionized clouds, outflows and possibly mass transfers hints at the importance of these events for SMBH growth, galaxy evolution and the connection between these processes. This is only the first system observed in this level of detail as part of our program. We are now in the process of acquiring similar quality data for more sources including the archetypical dual AGN NGC 6240.

Acknowledgements: We thank the SOC giving us the opportunity of presenting this work and the LOC for organizing a fantastic conference. Support for this work was provided by CONICYT FONDECYT regular grant 1120061 and 1160999, by the Center of Excellence in Astrophysics and Associated Technologies (PFB 06) and by the EMBIGGEN CONICYT Anillo project ACT1101. This paper makes use of the ALMA data ADS/JAO.ALMA#2013.1.00525.S. ALMA is a partnership of ESO (representing its member states), NSF (USA) and NINS (Japan), together with NRC (Canada), NSC and ASIAA (Taiwan), and KASI (Republic of Korea), in cooperation with the Republic of Chile. The Joint ALMA Observatory is operated by ESO, AUI/NRAO and NAOJ. The National Radio Astronomy Observatory is a facility of the National Science Foundation operated under cooperative agreement by Associated Universities, Inc.

References

- Bianchi S., et al., 2008, MNRAS, 386, 105
- Blecha L., Loeb A., Narayan R., 2013, MNRAS, 429, 2594
- Comerford J. M., et al., 2009, ApJ, 698, 956
- Comerford J. M., et al., 2011, ApJL, 737, L19
- Comerford J. M., et al., 2013, ApJ, 777, 64
- Comerford J. M., et al., 2015, ApJ, 806, 219
- Falco E. E., et al., 1999, PASP, 111, 438
- Freudling W., et al., 2013, A&A, 559, A96
- Fu H., et al., 2012, ApJ, 745, 67
- Hudson D. S., et al., 2006, A&A, 453, 433
- Keel W. C., et al., 2012, AJ, 144, 66
- Komossa S., et al., 2003, ApJL, 582, L15
- Koss M., et al., 2011, ApJ, 739, 57
- Koss M., et al., 2012, ApJL, 746, L22
- Lintott C. J., et al., 2009, MNRAS, 399, 129
- Liu X., et al., 2010, ApJ, 708, 427
- Liu X., et al., 2011, ApJ, 737, 101
- Liu X., Shen Y., Strauss M. A., 2012, ApJ, 745, 94
- Müller-Sánchez F., et al., 2015, ApJ, 813, 103
- Rodríguez C., et al., 2006, ApJ, 646, 49
- Sanders D. B., Mirabel I. F., 1996, ARA&A, 34, 749
- Sanders D. B., et al., 1988, ApJ, 325, 74
- Van Wassenhove S., et al., 2012, ApJL, 748, L7



Central structures of Seyfert galaxy NGC 1672

Firpo V.^{1,2}, Díaz R.^{2,3}, Dottori H.⁴, Agüero M.P.⁵, Bosch G.^{6,7}, Hägele G.^{6,7}, Cardaci M.^{6,7}, Dors O.⁸

¹ Departamento de Física y Astronomía, Universidad de La Serena, Chile

² Gemini observatory, La Serena, Chile

³ Instituto de Ciencias Astronómicas, de la Tierra y del Espacio, CONICET-UNSJ, Argentina

⁴ Instituto de Física, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Brasil

⁵ Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

⁶ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

⁷ Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET, Argentina

⁸ Universidade do Vale do Paraíba, Brasil

Contact / VF: vero@dfuls.cl

Resumen / Presentamos el campo de velocidad interno 4" (~350 pc) de NGC 1672, observado con Gemini GMOS/IFU con un muestreo espacial de 0.2", resolución espacial de 0.4" y resolución espectral ~6000. Determinamos un límite superior para la masa del SMBH en el núcleo LINER utilizando el campo de velocidad radial del gas ionizado, y confirmamos que el núcleo galáctico activo está desplazado con respecto al centro de simetría rotacional del disco circunuclear.

Abstract / We present the velocity field of the inner 4" (~350 pc) of NGC 1672, observed with Gemini GMOS/IFU with a spatial sampling of 0.2", spatial resolution of 0.4", and spectral resolution ~6000. We determine an upper limit for the mass of the SMBH in the LINER core using the ionized gas radial velocity field, and we confirmed that the active galactic nucleus is located off-center respect to the circumnuclear disk rotation symmetry center.

Keywords / galaxies: nuclei — galaxies: Seyfert — galaxies: kinematics and dynamics

1. Introduction

NGC 1672 is a late-type barred spiral galaxy NGC 1672 (SB(r)bc) located at 18.5 Mpc (3 K CMB corrected, NED). The galaxy has a circumnuclear ring of star formation (Sérsic & Pastoriza, 1965) and a nucleus with low level activity (Veron-Cetty & Veron, 1986) (see Fig. 1, first and second images). Its scale of 89 pc/arcsec and moderately low inclination angle ($i=34^\circ$; (de Vaucouleurs, 1991)) make it an ideal target for kinematical studies and 3D spectroscopy to unveil the nature of its nuclear activity and its fueling mechanisms.

There has been some controversy about the AGN classification of the nucleus, dating from the first detailed observations. Spatially resolved studies by (Veron et al., 1981) detected possible broadening of [OIII] ($\sim 300 \text{ km s}^{-1}$) compared to H β lines ($\sim 150 \text{ km s}^{-1}$) in the central 2"x4", which they suggested was evidence of a composite HII/Seyfert 2 nucleus. Garcia-Vargas et al. (1990) performed a high-spatial-resolution spectral analysis of the nucleus, and found a strong increase in the [OII]/H β ratio in the central 1" compared to its immediate surroundings. However, both lines had the same FWHM of $\sim 300 \text{ km/s}$, and the authors classified the nucleus as a LINER. According to Brant et al. 1996, the brightest X-ray source is located at the nucleus, which has a soft X-ray spectrum consistent with thermal emission with a temperature of 0.68 keV, and a soft X-ray luminosity of $7 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ (0.2-2 keV). However, these studies could not determine whether the bulk of the soft emission came from a starburst or AGN.

The ASCA data (de Naray et al., 2000) showed no evidence of significant hard (2-10 keV) emission from the nuclear source, so it was concluded that if an active nucleus is present in NGC 1672, it must be Compton-thick, with $N_H > 2 \times 10^{24} \text{ cm}^{-2}$. The latest work on the subject (Jenkins et al., 2011) showed via spatially resolved multi-wavelength photometry that the nuclear source is a low-luminosity active galactic nucleus (LLAGN), but with star formation activity very close to the central black hole.

The galaxy has a strong bar (length 2.2' $\sim 12 \text{ kpc}$), many HII regions in its four spiral arms, plus vigorous star formation at the ends of the bar Brandt et al. (1996), and references therein). It has a high IR luminosity ($\log L_{FIR}/L_\odot = 10.2$) and a global star formation rate (SFR) of $2.7 M_\odot \text{ yr}^{-1}$ (Kewley et al., 2000). Therefore the bar seems to be acting as the main global fueling mechanism. However, there is no morphological evidence of strong asymmetries at radii more internal than the circumnuclear ring of $\sim 11" \times 9"$ ($1.0 \times 0.8 \text{ kpc}$). There is no evidence of lopsidedness or a nuclear mini-bar which could account for angular momentum removal and AGN feeding. A detailed study of the velocity field at 1.5" resolutions (Díaz et al., 1999) showed a rotational pattern with a velocity gradient of $50 \text{ km s}^{-1} \text{ arcsec}^{-1}$ in the inner 6 arcsec, indicating a mass of $9 \times 10^8 M_\odot$ inside a radius of 125 pc, a relatively high central mass concentration for spiral galaxy, only matched by the active galaxy NGC 4959 (Kormendy et al., 1996). Díaz et al. (1999) found that the nucleus as

observed in the R-band appears displaced 60 pc towards the SE respect to the kinematic center defined by the rotational symmetry of the velocity field. This could explain the presence of non-circular motions in the interstellar medium leading to the active nucleus fueling and deserves further investigation using state of the art 3D spectroscopic techniques.



Figure 1: On left to right: HST F658 image of the galaxy where the cyan square shows the central region of NGC 1672; the central region where the red square is the FoV ($3.5'' \times 5''$) of GMOS/IFU; HST F814w image convolved with a 0.4 arcsec seeing; and GMOS/IFU image at $\sim 9300\text{\AA}$.

2. Observations

We obtained high spatial resolution data with the Gemini Multi-Object Spectrograph (GMOS), at Gemini South in its Integral Field Spectroscopy (IFU) 1-slit mode with a spatial sampling of $0.2''$, spatial resolution of $0.4''$ and spectral resolution ~ 6000 .

The used IFU FoV is $3.5'' \times 5''$ ($\sim 315 \times 450 \text{ pc}^2$ at the distance of NGC 1672, see Fig. 1, red square), and different optical spectral ranges were observed combining blue (B1200) and red (R400) gratings. The observing conditions were excellent, with an average of $0.4''$ - $0.5''$ seeing.

3. $H\alpha$ emission and continuum images

The high S/N and spectral resolution of our GMOS-IFU data allowed us to build the continuum $H\alpha$ image and the flux distribution of the $H\alpha$ emission line. The red pure continuum emission image was obtained after median averaging along the red spectrum range close to $H\alpha$ emission line ($5965\text{\AA}$ to $6300\text{\AA}$ plus $7000\text{\AA}$ to $7100\text{\AA}$), which enhances the continuum contribution to the observed spectra (see Fig. 2, panel a).

The black cross shows the symmetry center of the velocity field (see Fig. 2) implying that the center of the rotational symmetry of the velocity field is displaced respect to the continuum emission peak (black circle Fig. 2). To compare our sub-arcsecond resolution GMOS/IFU image with the HST image, we convolved the HST image at the GMOS resolution. In the Fig. 1, third and fourth images show the HST at F814 vs. continuum image obtained after median averaging along the more red spectrum range (from $9140\text{\AA}$ to $9540\text{\AA}$).

4. Velocity field and velocity dispersion map

We build preliminary radial velocity and velocity dispersion maps, both derived from single Gaussian fits using

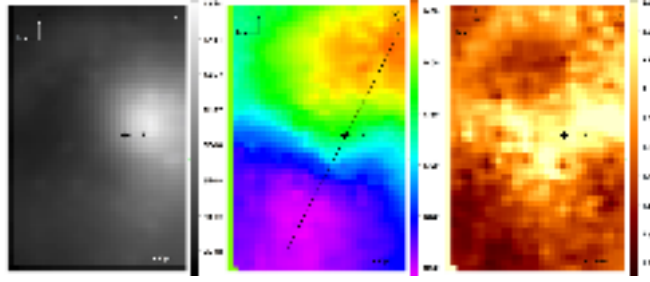


Figure 2: Panel a) shows the red pure continuum $H\alpha$ emission. Panel b) shows radial velocity map derived from single Gaussian to $H\alpha$ emission line profile. Panel c) shows dispersion velocity map. See text for details.

FLUXER to individual $H\alpha$ emission line profile. Fig. 2, panel b), shows the $H\alpha$ velocity map where the axes with greatest difference in radial velocity (at PA 90°) and that with the greatest amplitude in radial velocity within the sampled circumnuclear region were marked. The Fig. 2, panel c) shows the velocity dispersion map derived from the Gaussian fitting. The black circle represent the red pure continuum emission peak. It can be seen that the nucleus is located within the region of gas turbulence.

5. Kinematics

The circumnuclear nuclear velocity field shows a strong distortion in the kinematical minor axis, the major axis changes from about PA 130° to PA 90° in the innermost nuclear region. There is a remarkably change in the line of nodes from radii ~ 3 arcsec respect to the inner line of nodes at $r < 2$ arcsec (see Fig. 3, top panel). In order to report a preliminary value for the mass of the central object we used the innermost resolved radial velocity measurements, at 0.4 arcseconds radii from the red pure continuum emission peak. The inclination value that we used in this preliminary work is 40° , as measured by Díaz et al. (1999) in the whole central region of the galaxy. In further versions of this work we plan to fit a 2D model in order to derive the best value from the observed high resolution velocity field parameters. A keplerian approach yields a mass of $1 \times 10^7 M_\odot$ for the unresolved central mass (see Fig. 3, bottom panel), which is within the range of values expected for a large spiral galaxy.

Fig. 4 shows the rotation curve obtained along the PA 90° assuming an inclination for the inner disc of 40° (Díaz et al., 1999). The clear points correspond to the velocities adapted from Díaz et al. (1999) that were included in order to extend the rotation curve beyond the turn-over, which allows us to infer more precisely the mass distribution. To reproduce observed velocities we considered different mass distributions including spherical and discoid distributions.

The best fit to the rotation curve (see Fig. 4, solid line) includes two components: an homogeneous sphere that rotates as solid body, and a second mass component that follows a law of densities of Satoh (Satoh, 1980). We assigned greater weight to the East-side ve-

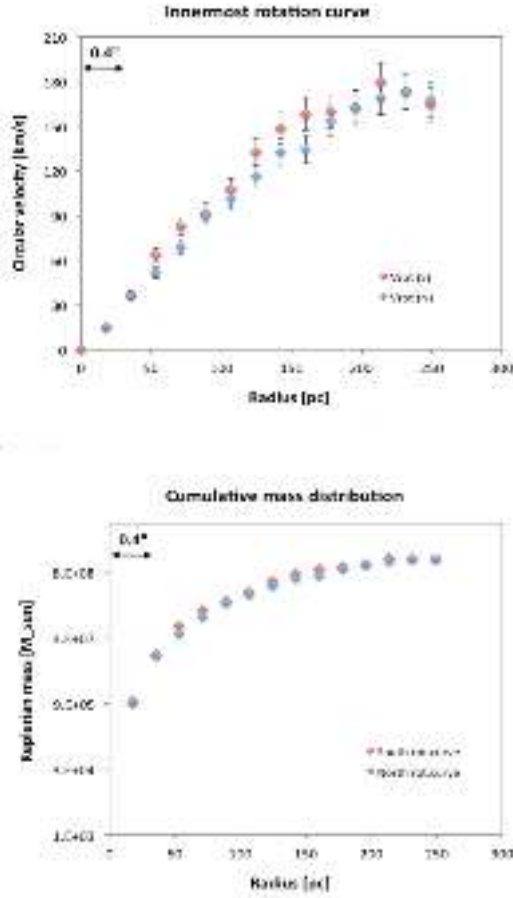


Figure 3: Top panel: the innermost rotation curve showing the gas circular velocity projected on the plane of the galaxy. Bottom panel: cumulative mass distribution in solar masses as a function of radius (keplerian approach). The vertical axis is in logarithmic scale and the spatial resolution is ~ 35 pc. The plot shows a mass of $\sim 1 \times 10^7 M_{\odot}$ for the unresolved central mass in NGC 1672.

localities, since the West-side in the velocity field presents greater kinematic perturbations. The model yielded total masses of $\sim 2 \times 10^9 M_{\odot}$, with 50% of this mass inside the 200 pc radius.

6. Conclusions

We confirm that the nucleus is off-center respect to the larger scale rotating-disk. However the morphology indicates that part of the off-centering might be due to the high extinction towards the nucleus. In that case, NIR spectroscopy is needed in order to get more accurate kinematics of the galactic core, as well as to increase the chances of detecting the broad component in the recombination emission lines (e.g. observing $\text{Br}\gamma$ in the K-band). We continue the analysis of this field using the different emission lines present in our cube to determine, e.g. the presence of shocks, multiple kinematical components, chemical abundances, etc.

Acknowledgements: This work was supported by CONICYT +

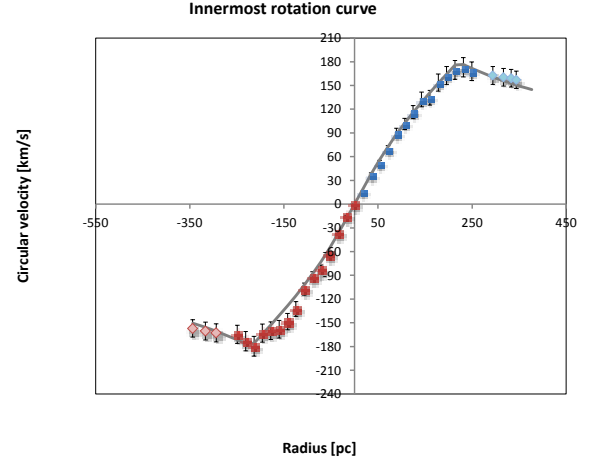


Figure 4: Rotation curve obtained along the PA 90° assuming an inclination for the inner disk of 40° . The origin of distances is located at the nucleus, defined as the continuum emission peak in the spectra.

Programa de Astronomía + Fondo GEMINI-CONICYT, convocatoria Research Fellow 2015.

References

- Brandt W. N., Halpern J. P., Iwasawa K., 1996, MNRAS, 281, 687
- de Naray P. J., et al., 2000, AJ, 119, 612
- de Vaucouleurs G., 1991, MNRAS, 249, 28P
- Díaz R., et al., 1999, ApJ, 512, 623
- García-Vargas M. L., et al., 1990, Ap&SS, 171, 65
- Jenkins L. P., et al., 2011, ApJ, 734, 33
- Kewley L. J., et al., 2000, ApJ, 530, 704
- Kormendy J., et al., 1996, ApJL, 473, L91
- Sato C., 1980, PASJ, 32, 41
- Sérsic J. L., Pastoriza M., 1965, PASP, 77, 287
- Veron-Cetty M.-P., Veron P., 1986, A&AS, 66, 335
- Veron M. P., Veron P., Zuiderwijk E. J., 1981, A&A, 98, 34



Bochum 14 y Lyngå 14: dos cúmulos jóvenes proyectados en dirección al centro galáctico

L. Rizzo^{1,2}, R. Vázquez^{1,2} & G. Carraro³

¹ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

² Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

³ Dipartimento di Fisica e Astronomia, Università di Padova, Vicolo Osservatorio, Padova, Italy

Contacto / lrizzo@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Presentamos fotometría CCD *UBVI* de los cúmulos abiertos Bochum 14 y Lyngå 14, ambos ubicados a no más de veinte grados del centro galáctico y sobre el disco. Nuestros datos revelan la presencia de verdaderos cúmulos abiertos con un alto enrojecimiento, puesto que estamos observando la zona interior de la galaxia. Los mismos estarían emplazados en la zona interbrazo, entre Carina-Sagittarius y Scutum-Centaurus, a una distancia cercana a los 2 Kpc. Analizamos también el campo estelar sobre el cual los cúmulos están proyectados.

Abstract / We present CCD *UBVI* photometry of the open clusters Bochum 14 and Lyngå 14, both located no more than twenty degrees from the galactic center and on the disk. Our data reveal the presence of true open clusters with a high reddening, since we are observing the inner zone of the galaxy. They would be located in the interarm zone, between Carina-Sagittarius and Scutum-Centaurus, at a distance close to 2 Kpc. We also analyse the star field on which the clusters are projected.

Keywords / Galaxy: disk — open clusters and associations: general — open clusters and associations: individual: Bochum 14; Lyngå 14 — stars: early-type — Galaxy: structure

1. Introducción

Nuestro grupo de trabajo ha aplicado exitosamente técnicas fotométricas para investigar la estructura de nuestra galaxia (Carraro et al., 2005), (Moitinho et al., 2006), (Vázquez et al., 2008) especialmente en el tercer y cuarto cuadrantes. Como han demostrado Carraro (2011) y Perren et al. (2012) la fotometría CCD constituye una poderosa herramienta para encontrar población joven en la galaxia y de esta manera poder aportar datos confiables para trazar sus brazos espirales. En esta oportunidad hemos decidido realizar fotometría CCD *UBVI* en los campos de dos cúmulos abiertos pobremente estudiados ubicados en dirección al centro de la galaxia: Bochum 14 y Lyngå 14. Ellos fueron estudiados por Moffat & Vogt (1975) hasta magnitud $V = 13$ aproximadamente. Nuestra investigación se orienta no sólo a redeterminar los parámetros de estos objetos sino, además, a investigar la población estelar de fondo en dirección a ellos buscando componentes azules que ayuden a develar la estructura de gran escala.

2. Observaciones

Los campos en dirección a ambos cúmulos fueron observados en el sistema *UBVI*(K_C) en el Observatorio de Las Campanas, Chile, en las noches del 3 y 4 de junio de 2010, usando la cámara Site3 instalada en el telescopio Swope 1.0 m. La misma cubre un área de $14.5' \times 21.75'$. Las noches fueron fotométricas, caracterizadas por un *seeing* medio de $1.5''$. Para obtener la fotometría de estos campos empleamos IRAF y dentro de ella los pa-

quetes DAOPHOT (Stetson, 1987) y PHOTCAL. Se procedió a reducir al sistema estándar usando los campos de Landolt (1992) Mark A, PG1323 y PG1633. Nuestros índices de colores fueron comparados con los de Moffat & Vogt (1975) revelando un excelente acuerdo.

3. Análisis de los datos

3.1. Bochum 14 y Lyngå 14

Obtuvimos fotometría para 2663 y 2716 estrellas en Bochum 14 y Lyngå 14 respectivamente. Los errores estuvieron por debajo de 0.1 hasta magnitud $V=19$ en ambos campos. Verificamos el centro de los cúmulos usando perfiles radiales, los cuales construimos con la técnica de conteos, y se pueden observar en la Fig. 1. El radio de los cúmulos queda determinado por la distancia a la cual la densidad estelar iguala la densidad del fondo de cielo. Para asegurar aún más la validez de los parámetros de los cúmulos hemos reducido ligeramente estos radios a fin de quedarnos con las estrellas de los núcleos de ambos objetos. En la Fig. 2 mostramos los diagramas color-color (CC) y color-magnitud (CM) de las estrellas dentro de un radio de $1'$ para Bochum 14 y $1.5'$ para Lyngå 14.

Bochum 14 está ubicado en el primer cuadrante galáctico $l = 6.38^\circ$ y $b = -0.49^\circ$ ($\alpha = 18:01:59$, $\delta = -23:41:06$, J2000) en la constelación de Sagitario, no lejos de la nebulosa Trífida. Rho & Borkowski (2002) localizan en la misma zona el remanente de supernova W28 al que le asociaron una distancia de 1.8 kpc, valor que resulta enteramente compatible con el que obtuvimos

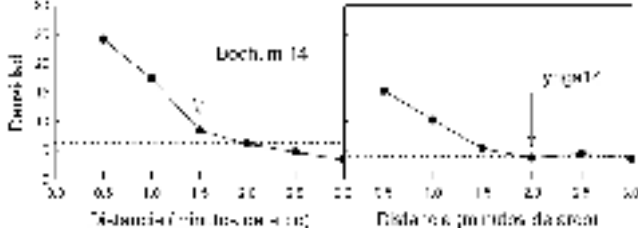


Figura 1: Perfiles de densidad radial de Bochum 14 y Lyngå 14. La línea de puntos representa el valor medio de la densidad estelar de fondo.

Tabla 1: Parámetros de los cúmulos.

	Bochum 14	Lyngå 14
Distancia [kpc]	1.9 ± 0.1	2.3 ± 0.2
$E(B-V)$ [mag]	1.52 ± 0.03	1.35 ± 0.05
Edad [Ma]	5 ± 0.2	1 ± 0.2
Radio [l]	1.5	2

para el cúmulo (ver Tabla 1). Aclaramos que Moffat & Vogt (1975) sugieren una distancia de 1.15 kpc pero sólo ajustan once estrellas no contando con la parte inferior de la secuencia principal de edad cero (ZAMS, por sus siglas en inglés), que fue determinante en el cálculo del módulo de distancia. Encontramos que el mejor ajuste de las isócronas de Bressan et al. (2012) corresponde a una edad de 5 Ma. Este valor es prácticamente idéntico a los determinado espectroscópicamente por Ahumada et al. (2009).

Lyngå 14 posee coordenadas galácticas $l = 340.91^\circ$ y $b = -1.08^\circ$ ($\alpha = 16:55:03$, $\delta = -45:14:09$, J2000), cuarto cuadrante en la constelación de Escorpio. La distancia obtenida, 2.3 kpc, está en concordancia con la de Moffat & Vogt (1975). Este cúmulo es sensiblemente más joven que Bochum 14, de acuerdo con el ajuste de los caminos evolutivos de estrellas pre-secuencia de Bressan et al. (2012). Notamos la presencia de dispersión en $E(B-V)$ que podría deberse a algo de polvo dentro del cúmulo (Orsatti et al., 1998).

3.2. Población estelar temprana

En lo que respecta al análisis de la población estelar temprana hemos realizado lo siguiente: a las tablas fotométricas finales de cada campo le sustrajimos las estrellas pertenecientes a los cúmulos propiamente dichos, luego corrimos el programa UBV-MOVE desarrollado por Perren G. (comunicación privada). El mismo se basa en la aplicación del método de corrección por enrojecimiento en el diagrama CC mediante una variante del método de las paralajes espectroscópicas utilizando la relación entre índice de color, tipo espectral y magnitud visual absoluta dado por (Schmidt-Kaler, 1982). En triángulos, sobre los diagramas CC de la Fig. 3, se pueden apreciar aquellas estrellas con solución única de enrojecimiento que resultaron tener tipo espectral OB. Ellas conforman una muestra de 69 estrellas en dirección a Bochum 14 y 138 en dirección a Lyngå 14. La

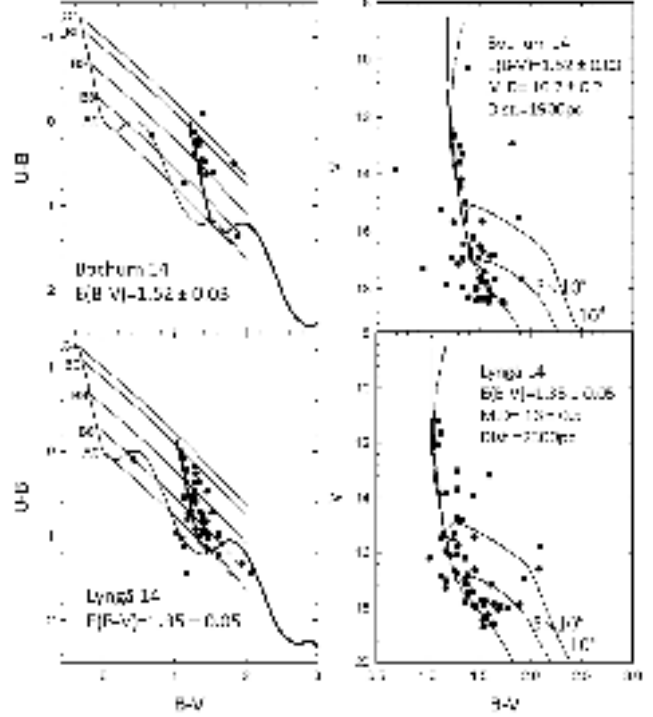


Figura 2: Diagramas fotométricos CM (derecha) y CC (izquierda) para las estrellas observadas en Bochum 14 (arriba) y Lyngå 14 (abajo), respectivamente. La línea continua en los diagramas CC representa la ZAMS de Schmidt-Kaler (1982), en los cuales se muestran distintas líneas de enrojecimiento $E(U-B) = 0.72E(B-V) + 0.05E(B-V)^2$ según el tipo espectral. Superpuestos a los diagramas CM se muestran isócronas de Bressan et al. (2012). Los errores son calculados por inspección ocular.

Fig. 4 muestra la distribución en distancia de esas estrellas, para ambos cúmulos. Vemos que en el caso de Bochum 14 se registra un máximo entre los 2 y 3 kpc del Sol, mientras que para Lyngå 14 ese máximo se encuentra entre los 5 y los 6 kpc. Si analizamos estos en un esquema de brazos espirales como el dado por Vallée (2005), tal como se aprecia en la Fig. 5, podemos deducir que las estrellas entre 2 y 3 kpc del Sol estarían asociadas al brazo de Scutum-Centaurus, mientras las que están entre los 5 y los 6 kpc estarían asociadas al brazo de Norma. Aún dentro de los errores de distancia no hemos encontrado una clara separación entre ambos brazos espirales. Esto es, la distribución de estrellas azules es continua sin mostrar interrupciones en las zonas interbrazo tal como ya fue encontrado Perren et al. (2012), Carraro (2011), Rizzo et al. (2013). Tal vez ambos brazos estén muy próximos entre sí o, como se ve en otras galaxias, existen puentes estelares que conectan brazos espirales. De acuerdo con lo que se muestra en la Fig. 6 en la dirección de Lyngå 14 observamos un continuo de estrellas azules hasta distancias del orden de 8 kpc desde el Sol que sugieren la presencia de objetos jóvenes a alturas del orden $z = -0.15$ kpc del plano. Probablemente, estemos viendo un ligero engrosamiento del plano galáctico formal en la zona del centro galáctico.

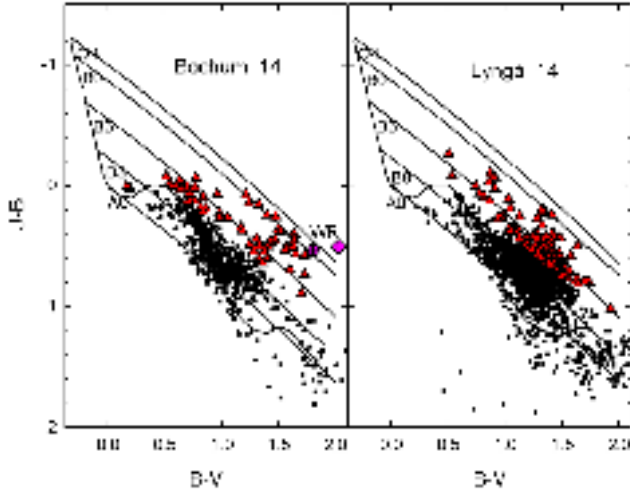


Figura 3: Diagramas CC. Los puntos negros corresponden a nuestra fotometría excluyendo de la misma las estrellas pertenecientes a los cúmulos. Los triángulos remarcen cuales de esas estrellas poseen solución única de enrojecimiento. Las estrellas WR en el campo de Bochum 14 están indicadas con rombos. Las líneas son idénticas a las de la Fig. 2.

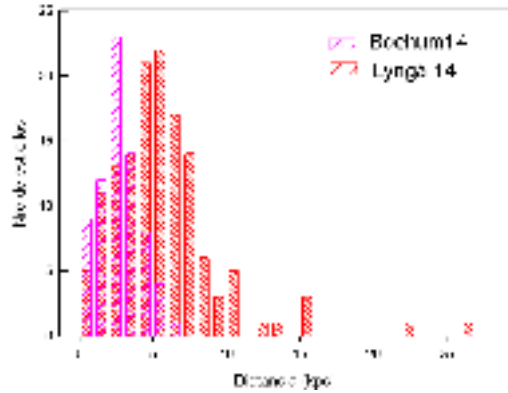


Figura 4: Número de estrellas tempranas en función de la distancia al Sol.

co, lo cual es esperable. Claramente se necesitan más observaciones en este cuadrante.

4. Interpretaciones y Conclusiones

- Se demostró que los cúmulos son objetos jóvenes de una edad de entre 1 a 5 Ma.
- Los objetos se encuentran en la zona interbrazo entre Carina-Sagittarium y Scutum-Crux.
- Nuestras observaciones indican la presencia de población joven distribuida de manera continua entre los 2 y los 8 kpc preponderantemente cruzando el brazo de Carina-Sagittarium, la región interbrazo entre Carina-Sagittarium y el brazo de Scutum-Centaurus pero que se extiende hasta 12 kpc incluso más allá del brazo de Norma.

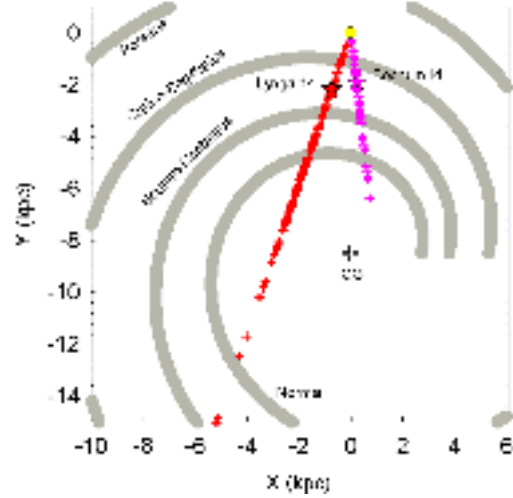


Figura 5: Distribución de estrellas con solución única de enrojecimiento (signos +) ubicadas en dirección hacia Bochum 14 y Lynga 14 sobre el plano galáctico, incluyendo los brazos espirales en el esquema de Vallée (2005). La cruz indica la posición del centro galáctico en $(X,Y) = (0.0,-8.5)$. Notar la ubicación de Bochum 14 y Lynga 14 en este diagrama.

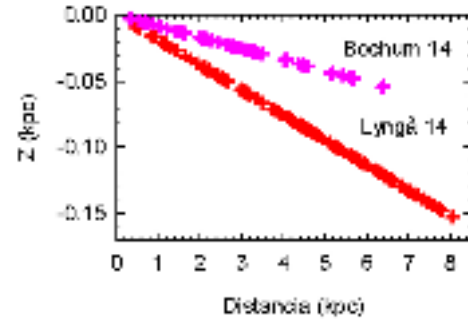


Figura 6: Distribución en el plano (Z,X) de estrellas OB reconocidas fotométricamente en dirección hacia los dos cúmulos.

Referencias

- Ahumada A. V., Clariá J. J., Bica E., 2009, in *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, pp 146–147
- Bressan A., et al., 2012, *MNRAS*, 427, 127
- Carraro G., et al., 2005, *ApJL*, 630, L153
- Carraro G., 2011, *A&A*, 536, A101
- Landolt A., 1992, *AJ*, 104, 340
- Moffat A. F. J., Vogt N., 1975, *A&AS*, 20, 155
- Moitinho A., et al., 2006, *MNRAS*, 368, L77
- Orsatti A. M., Vega E., Marraco H. G., 1998, *AJ*, 116, 266
- Perren G., Vázquez R. A., Carraro G., 2012, *A&A*, 548, A125
- Rho J., Borkowski K. J., 2002, *ApJ*, 575, 201
- Rizzo L., et al., 2013, *BAAA*, 56, 107
- Schmidt-Kaler T., 1982, *Bulletin d'Information du Centre de Données Stellaires*, 23, 2
- Stetson P. B., 1987, *PASP*, 99, 191
- Vallée J. P., 2005, *AJ*, 130, 569
- Vázquez R. A., et al., 2008, *ApJ*, 672, 930



On Galaxy structure: CO clouds, open clusters and stars between 270° and 300°

E.E. Giorgi^{1,2}, G. Carraro³, A. Moitinho⁴, G. Perren², L. Bronfman⁵ & R.A. Vázquez^{1,2}

¹ *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

² *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*

³ *Dipartimento di Fisica e Astronomia, Università di Padova, Vicolo Osservatorio, Italy*

⁴ *Faculdade de Ciências de Universidade de Lisboa, Portugal*

⁵ *Departamento de Astronomía, Universidad de Chile, Santiago, Chile*

Contact / egiorgi@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Las bases de datos de cúmulos abiertos de nuestra Galaxia más usadas incluyen alrededor de 240 objetos ubicados en la región 270° a 300° en longitud galáctica y -9° a 6° en latitud galáctica. Del número total sólo 146 han sido investigados con algún nivel de detalle. En esta ocasión presentamos resultados preliminares de un estudio que incluye observaciones ópticas y de radio que cubren la extensión de la Vía Láctea indicada arriba combinados con datos de la literatura. En cuanto a los datos ópticos hemos seleccionado un total de 16 regiones incluyendo potenciales cúmulos (algunos de ellos nunca antes observados) que fueron objeto de un relevamiento en el sistema *UBVRI* con la idea de determinar no solo las propiedades del sistema de cúmulos abiertos en esa ubicación sino, también, detectar y caracterizar las propiedades las estrellas de campo calientes que ayudarían a revelar la estructura espiral lejana en esta región. El presente estudio es continuación de nuestro proyecto sine die orientado a describir la estructura espiral en el tercer y cuarto cuadrantes galácticos.

Abstract / The most used open cluster databases of our Galaxy include about 240 objects located in the region 270° to 300° in galactic longitude and -9° to 6° in galactic latitude. Only 146 out of the total number of these clusters have been investigated with some detail. On this occasion we present preliminary results of a study including optical and CO radio observations sweeping the above mentioned extension of the Milky Way combined with literature data. As for optical data we have selected a total of 16 regions including potential clusters (some of them never observed before) to be surveyed in the *UBVRI* system with the main purpose of scrutinising not only the properties of the open cluster system in that place but also to detect and characterise the properties of field hot stars that could help to reveal the far spiral structure in this place. The present study is a continuation of our sine die project aimed at describing the spiral structure in the third and fourth galactic quadrants.

Keywords / Galaxy: disk — Milky Way: open clusters and associations: general — stars: distances

1. Introduction

As stated in Carraro (2011) the study of the spiral structure of the Milky Way is now a very active field of Astronomy given the increasing number of surveys in different wavelength and the wide areas covered by them. In this sense the spiral structure in the Third Galactic quadrant (longitudes 180° – 270°) has been object of great attention in the optical domain on behalf of our research group (Carraro et al., 2005; Moitinho et al., 2006; Vázquez et al., 2008). During the last two decades, we have secured homogeneous *UBVRI*(*kc*) observations of young open clusters in this region looking for evidences of star formation zones tracing the spiral structure. Distant young clusters or sparse blue population are very useful tracers since their distances are determined with great accuracy even at large distances. Unfortunately, dense dust clouds surrounding the Sun avoid (Vázquez et al., 2008) a full inspection of distant open clusters except along some absorption windows. The results of all these years of investigation can be summarised as follow:

- The Local (Orion) Arm is an inter-arm feature con-

necting the Carina–Sagittarius Arm in the First quadrant with the Outer (Norma–Cygnus) Arm in the Third quadrant.

- The Local Arm crosses Perseus Arm at $l \approx 240^\circ$.
- Perseus Arm is not prominent in young stars or gas.
- We confirmed findings from HI studies in the same region (Levine et al., 2006) such as the extension and direction of the Local Arm; and since our sample included remote objects we could trace, in addition, the progressive bending of the thin disk due to the warp.
- No indication of a disk cut-off at 14 kpc (considered by Galactic models e.g. Robin et al., 1992) was detected.
- From Vázquez et al. (2008) it becomes evident that the disk stays close to the formal ($b = 0^\circ$) plane up to about 12 kpc from the Galaxy centre. Beyond this distance, the thin disk starts bending, and its vertical extent gets more and more significant.
- The bulk of young clusters follows the warp closely but some groups of clusters, like Haffner 18(1/2) and 19, show young stellar populations in their back-

ground placed at distances up to 9 kpc from the Sun. This population does not follow the warp what suggests a flaring of the thin disk or local irregularities.

The region extending from $l = 270^\circ$ to 290° (basically the beginning of the Fourth quadrant) has been partially investigated with open clusters by Giorgi et al. (2015) and despite our effort we could find no indication of the Perseus Arm extension there in spite of model predictions (Vallée, 2005; Russeil, 2003). We focus now the attention onto the zone covering from 265° to 300° by looking for evidences of the Perseus Arm and the way the spiral structure develops there.

2. Data and analysis

This investigation is backed by data coming from four different sources:

- Own observations in the $UBVI(kc)$ system that were carried out in the fields of 14 open clusters using the YALO facility during a series of observing nights in 2002 and 2 more clusters observed in 2010 using 0.9 m CTIO telescope. The reduction process was -in all cases- the standard one as indicated in Perren et al. (2012). Unfortunately just two of them are within the above specified age range to be used as spiral tracers.
- We selected a number of young clusters (75, with ages $< 10^8$ a) from the Dias et al. (2002) catalogue of open clusters sweeping up the above mentioned longitude range and included in the latitude range from -9° to $+6^\circ$. Basic data are distance and the color excess for each cluster.
- Observations of CO clouds were carried out in the same region using the NANTEN 4 m telescope in 2007 (University of Nagoya, then at Cerro Las Campanas). More information on this instrument and the applied reduction techniques are described in Vázquez et al. (2008).
- We also looked for the presence of young stars in the fields of the clusters. Our inspection revealed the presence of -at least- 20 blue stars not related physically to any of them. In these cases we get star distances from intrinsic colours and M_V absolute magnitudes according to the relations of intrinsic colours with spectral types (Schmidt-Kaler, 1982) as explained in Perren et al. (2012).

Sun centred XYZ coordinates were computed for all sources from their l, b coordinates, distance values and usual signs conventions: X positive for $l = 90^\circ$, Y positive toward the Galaxy anticenter and Z positive at positive latitudes. Fig. 1 shows our results. Sun is at 0,0.

The upper panel shows that most of CO sources (green crosses) follow closely the trace of the Perseus Arm. This is an impressive results since it is the first time we have a clear definition of this arm in the Fourth quadrant of our Galaxy. All these sources appear placed below the formal galactic plane at $b = 0^\circ$ as shown in the mid and lower panels. Our picture suggests then that Perseus arm goes all the way below the plane reaching Z from approximately -0.25 to -0.75 kpc.

Fig. 1 reveals the lack of open clusters (red plus symbols) at the distance of Perseus in this quadrant. Probably this is produced by the bias to look for open clusters along the galactic plane. The cluster Shorlin 1 (Shorlin et al., 2004) pointed out in the upper panel, at $XY \sim -12, -4.5$ is an exception. This young object includes WR-type stars among its potential members what is coincident with recent star formation processes as expected in spiral arms.

We show, moreover, three distant CO sources (encircled in black) occupying and somehow defining a segment of the Outer Arm in the three panels. The vertical alignment of these three sources (mid and lower panels) confirms that the Outer Arm falls below the plane between -0.75 kpc and -1.5 kpc. Definitively the figure shows that the Outer Arm is placed at negative Z-values, even larger than Perseus. Blue stars (grey circles) follow the cluster distribution in all the panels of Fig. 1. However, some of them (black squares), are located in the outermost places of the Carina Arm, extending along the formal galactic plane while the rest of them and clusters start bending together with the Carina Arm at the $XY \sim -4, -0.7$ (upper panel). See they go down to -0.25 kpc (mid panel).

There are, in the figure, three more distant stars reaching $Z = -0.5$ kpc below the plane what indicates the warp continuously progresses down along the Carina Arm. This is, Carina splits into two components at the above mentioned point: the outermost one (black squares) follows the galactic plane while simultaneously deviates away from the formal trace of Carina Arm; the other (as seen in the mid and lower panels of the Fig. 1) goes down up to $Z = -0.25$ according the clusters but at near -0.5 kpc if, instead, blue stars are considered. This combined effect of split and warp in Carina is also evident in radio recombination lines H166 α as already shown by Cersosimo et al. (2009) and in the HI maps from Nakanishi & Sofue (2003). We draw the attention to an isolated star at $YZ -5.5, -1.9$ in the lower panel that slightly surpasses the trace of the Outer Arm at $X \sim -22$ kpc. The green cross within the black square at $X \sim -17$ is just an inter-arm object following the bend of the plane.

3. Conclusions

We conclude that:

- A pronounced warp does exist in the Fourth quadrant.
- The present picture and the similar one in Moitinho et al. (2006) suggest that the warp starts in the mid of the Third quadrant and covers at least 30° in longitude well inside the Fourth quadrant reaching -1.5 kpc below the plane.
- Perseus appears entirely traced by CO in the Fourth quadrant and by an optical component.
- It have been also detected three clouds that can be associated with the Outer Arm that in turn show the depth of the warp.
- Carina Arm splits and appears partially warped beyond 3 kpc from the Sun.

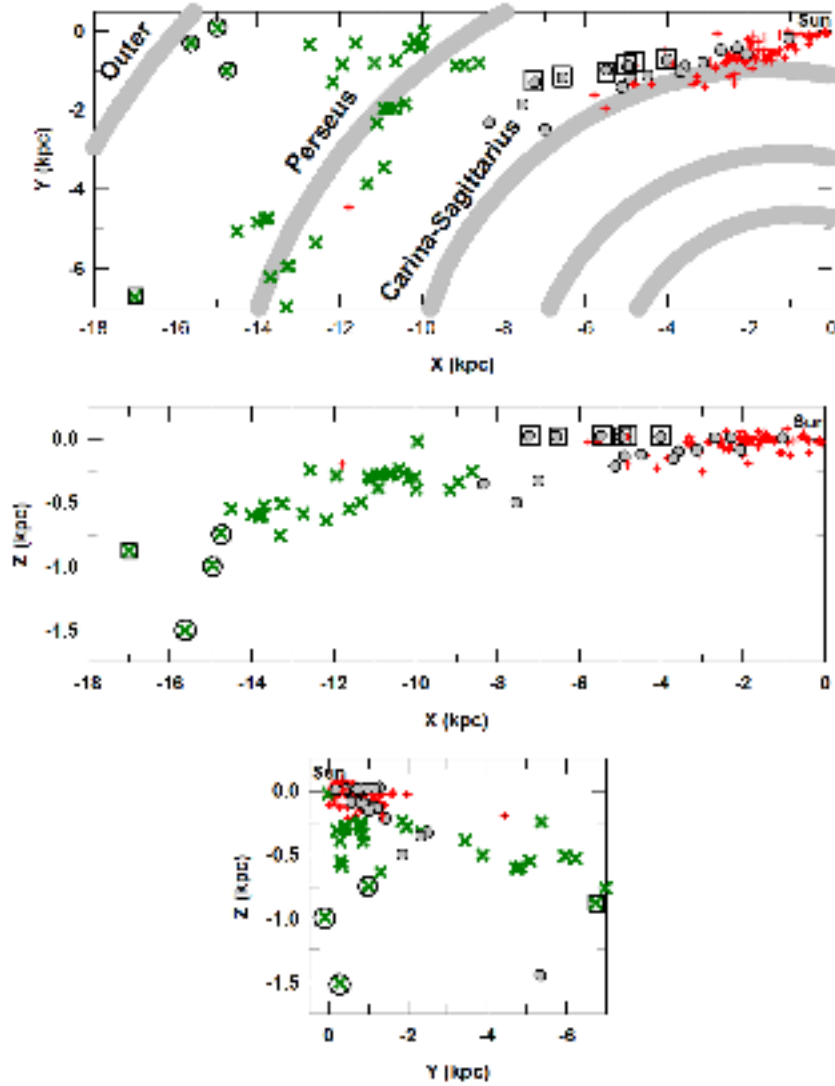


Figure 1: Upper panel: X,Y coordinates for all the objects used in the present investigation. Grey wide lines represent the loci of spiral arms from Vallée (2005). The identification of some arms is given. Mid panel: X,Z coordinates. Lower panel: Y,Z coordinates. Symbols and conventions as indicated in the text.

Acknowledgements: To the memory of our colleague Jorge May.

References

- Carraro G., et al., 2005, *ApJL*, 630, L153
Carraro G., 2011, *A&A*, 536, A101
Cersosimo J. C., et al., 2009, *ApJ*, 699, 469
Dias W. S., et al., 2002, *A&A*, 389, 871
Giorgi E. E., et al., 2015, *New A.*, 40, 87
Levine E. S., Blitz L., Heiles C., 2006, *Science*, 312, 1773
Moitinho A., et al., 2006, *MNRAS*, 368, L77
Nakanishi H., Sofue Y., 2003, *PASJ*, 55, 191
Perren G., Vázquez R. A., Carraro G., 2012, *A&A*, 548, A125
Robin A. C., Creze M., Mohan V., 1992, *ApJL*, 400, L25
Russeil D., 2003, *A&A*, 397, 133
Schmidt-Kaler T., 1982, in Schaifers K., Voigt H., eds., *Landolt-Bornstein, Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, New Series, Group 6: Astronomy*. p. 1
Shorlin S. L., Turner D. G., Pedreros M. H., 2004, *PASP*, 116, 170
Vallée J. P., 2005, *AJ*, 130, 569
Vázquez R. A., et al., 2008, *ApJ*, 672, 930



Supernova Remnants associated with high energy sources

L. Duvidovich¹, A. Petriella^{1,2}, E. Giacani^{1,3} & G. Dubner¹

¹ *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina*

² *CBC, Universidad de Buenos Aires, Argentina*

³ *FADU, Universidad de Buenos Aires, Argentina*

Contact / duvidovich@iafe.uba.ar

Resumen / Se presenta un estudio de la distribución y cinemática del gas molecular hacia los remanentes de supernovas (RSNs) galácticos G40.5-0.5 y G298.6-0.0, los cuales han sido asociados con las fuentes de rayos gamma MGRO J1908+06 y 3FGL J1214.0-6236, respectivamente. El objetivo del presente trabajo es establecer el origen de la emisión detectada a altas energías.

Abstract / We carried out a study of the distribution and kinematic of the molecular gas in the direction of the Galactic supernova remnants (SNRs) G40.5-0.5 and G298.6-0.0, which have been associated with the gamma-ray sources MGRO J1908+06 and 3FGL J1214.0-6236, respectively. The aim of the present work is to establish the origin of the very high energy (VHE).

Keywords / ISM: supernova remnants — individual: G298.6-0.0 — individual: G40.5-0.5 — Gamma rays: individual object: 3FGL J1214.0-6236 — Gamma rays: individual object: MGRO J1908+06

1. Introduction

In the last years, with the increasing number of discovered gamma-ray sources, important efforts have been dedicated to establish the origin of this high-energy emission using observations in other spectral bands. Supernova remnants (SNRs) have been proposed as possible generators of gamma rays in our Galaxy, among other astrophysical sources. SNR shocks are expected to be sites of cosmic-ray acceleration and clouds of dense material can provide an effective target for proton-proton collisions and subsequent production of gamma-rays emission.

In this work we present preliminary results of the molecular gas properties in the environs of the SNRs G40.5-0.5 and G298.6-0.0, both objects located in the vicinity of high-energy sources. The aim of the current study is determine the characteristics of the environment where these sources evolve, and to establish the origin of the gamma-ray emission.

2. The selected source

G40.5-0.5 is a Galactic remnant with a shell-like morphology, about 22' in size, brighter towards the NE. Its distance has been estimated to be in the range of 5.5–8.5 kpc (Downes et al., 1980). This SNR is seen in projection over the NE border of the extended ($\sim 0.3^\circ$ in radius) TeV gamma-ray source MGRO J1908+06, also detected by H.E.S.S. (HESS J1908+063, Aharonian et al. 2009) and VERITAS (VER J1907+062, Aliu et al. 2014). PSR J1907+0602, a radio-faint 107 ms gamma-ray pulsar, is located well inside the extended TeV source, although at 14' southwest of its centroid, and in coincidence with the strongest gamma emission.

Fig. 1 shows the radio emission at 1400 MHz toward the SNR G40.5-0.5, extracted from the VLA Galactic Plane Survey (VGPS) (Stil et al., 2006). The white contours indicate the emission detected by VERITAS in the TeV range. The position of the pulsar PSR J1907+0602 is indicated by a magenta plus symbol. From the point of view of positional coincidence and energetic it has been proposed that MGRO J1908+06 is a pulsar wind nebula (PWN) powered by PSR J1907+0602 (Abdo et al., 2010). However, the extension of the very high energy source, larger than other TeV PWNe, and the fact that the TeV spectrum does not present spatial variations, requires an additional source of TeV emission, as suggested by Aliu et al. (2014). Besides, these authors do not discard that MGRO J1908+0.6 may be composed of two TeV sources, either interacting or superimposed along the line of sight.

The SNR G298.6-0.0 is associated with the gamma-ray source 3FGL J1214.0-6236 (Acero et al., 2015). This remnant was detected at 408 MHz and 843 MHz (see Fig. 2) and presents a flat radio spectral index of -0.3 (Shaver & Goss 1970; Kesteven & Caswell 1987; Whiteoak & Green 1996). Reach et al. (2006) reported a possible detection of infrared emission in the direction of G298.6-0.0, suggesting that the shock of this remnant may have encountered a high-density medium. A recent study with Suzaku has revealed the presence of diffuse X-ray emission surrounded by the radio shell (Bamba et al., 2016). Based on the thermal nature of the X-ray emission, the authors classify G298.6-0.0 as a mixed morphology SNR.

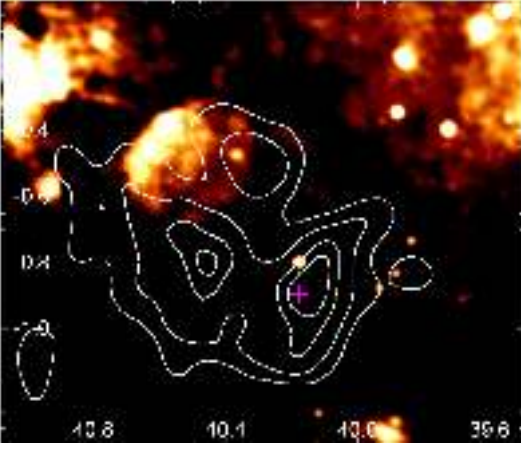


Figure 1: Radio emission at 1400 MHz toward the SNR G40.5-0.5. The white contours correspond to TeV emission of VER J1907+062 and the magenta plus sign marks the position of PSR J1907+0602. Coordinates are Galactic.

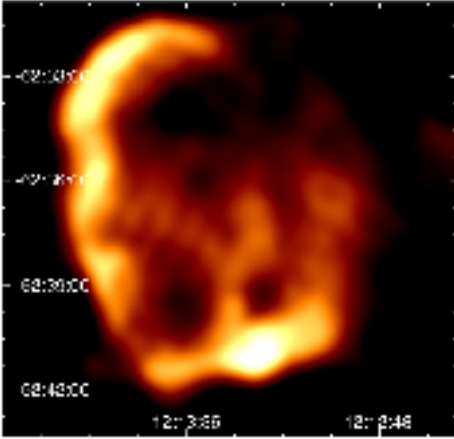


Figure 2: Radiocontinuum emission of G298.6-0.0 at 843 MHz extracted from MOST. Coordinates are Equatorial (J2000).

3. Data

The ISM around G40.5-0.5 was investigated using observations of the ^{13}CO ($J=1-0$) line extracted from the Galactic Ring Survey (GRS, Jackson et al. 2006). The angular and spectral resolution are $46''$ and 0.21 km s^{-1} , respectively. The environment of G298.6-0.0 was explored using the ^{12}CO emission extracted from the CO Galactic Plane Survey (Dame et al., 2001) for which the angular and spectral resolution are $8''.8$ and 1.3 km s^{-1} , respectively.

4. Results and discussion

4.1. G40.5-0.5

After inspecting the distribution of ^{13}CO gas looking for high density clouds as an effective target to produce gamma-ray emission, we found a molecular cloud in the $53\text{--}69 \text{ km s}^{-1}$ velocity range approximately encircling the N, SW and S borders of G40.5-0.5. This cloud par-

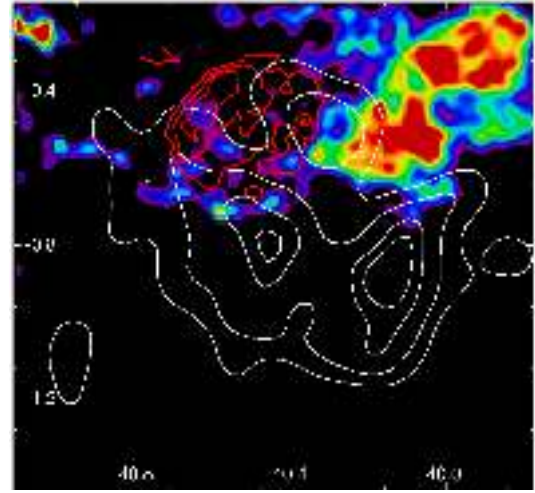


Figure 3: ^{13}CO ($J=1-0$) integrated in the $53\text{--}69 \text{ km s}^{-1}$ velocity range. The red contours indicate the radiocontinuum emission at 1400 MHz from the SNR G40.5-0.5. White contours correspond to the TeV emission of VER J1907+062. Coordinates are Galactic.

tially overlaps the very high energy emission. Fig. 3 shows the ^{13}CO distribution averaged over the aforementioned velocity interval. This molecular emission is associated with the molecular cloud G040.09-00.51 located at $\sim 9 \text{ kpc}$ (Roman-Duval et al., 2009). Such distance is compatible, within the errors, with that of 8.5 kpc estimated for G40.5-0.5.

In figure 4 we show the ^{13}CO spectrum toward the contact region between G40.5-0.5 and the molecular cloud. The spectrum presents spectral wings that can be interpreted as evidence of gas shocked by the shock front of the SNR. Taking into account the difference between the estimated distance to the PSR and G40.5-0.5, we propose a scenario in which the emission from the large TeV source VER J1907+062 might be produced by two superimposed sources along the line of sight, as suggested by Aliu et al. (2014). In one of them, the gamma emission is due to a PWN associated with PSR J1907+0602 located at about 3 kpc , while the VHE emission from the other source may come from hadronic emission produced by the interaction between the shock front of SNR G40.5-0.5 and dense molecular matter.

4.2. G298.6-0.0

We explored the ^{12}CO distribution towards G298.6-0.0 finding a molecular cloud in the velocity range $17\text{--}27 \text{ km s}^{-1}$, in spacial coincidence with the remnant and the gamma-ray source 3FGL J1214.0-6236. Fig. 5 shows the ^{12}CO distribution integrated in the mentioned velocity interval. The position and the radiocontinuum emission size of G298.6-0.0 is indicated in the figure by a black ellipse for reference, and the Fermi source 3FGL J1214.0-6236 is indicated by a plus sign.

If we assume that the MC in this velocity range is physically associated with G298.6-0.0, we can adopt $v \sim 22 \text{ km s}^{-1}$ as the systemic velocity for the remnant. By applying the flat Galactic rotation curve of

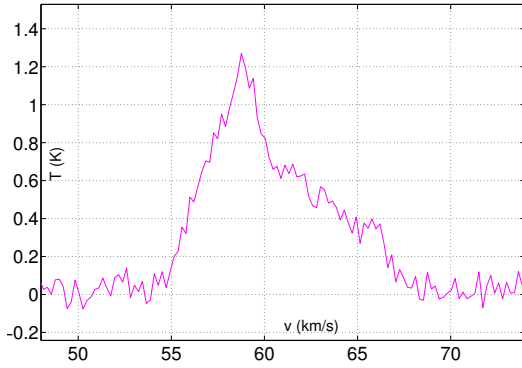


Figure 4: The ^{13}CO spectrum in the direction of the interaction region between the SNR G40.5-0.5 and the molecular cloud.

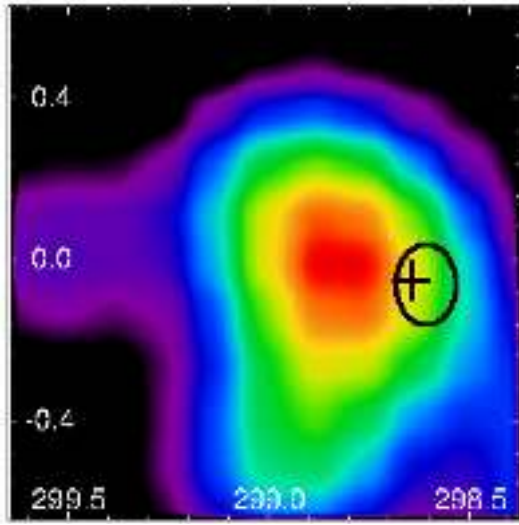


Figure 5: ^{12}CO integrated in the $17\text{--}27\text{ km s}^{-1}$ velocity range. The plus sign marks the position of 3FGL J1214.0-6236 and the black ellipse indicated the position and size of G298.6-0.0 at 843 MHz. Coordinates are Galactic.

Fich et al. (1989) (with $R_0 = 8.5\text{ kpc}$, and $V_0 = 25.88\text{ km s}^{-1}\text{kpc}^{-1}$), we obtain a kinematical distance for G298.6-0.0 of $\sim 10.4\text{ kpc}$.

Unfortunately, no high resolution CO data are publicly available at the moment to carry out a detailed analysis of the emission. But, the presence of molecular material in correspondence with G298.6-0.0 and the Fermi source, together with the fact that G298.6-0.0 presents a mixed-morphology, as expected for SNRs interacting with molecular clouds (Dubner & Giacani, 2015), we propose that the interaction of the shock front with the cloud is a possible origin for the gamma-ray emission.

5. Summary

The analysis of the molecular environment towards a region covering the SNR G40.5-0.5 and the extended TeV source VER J1907+062 revealed the presence of a molecular cloud showing signs of interaction with N,

SW and S borders of the remnant. This interaction could produce gamma-ray emission through a hadronic mechanism, contributing as an additional source of TeV emission.

Regarding G298.6-0.0, and the gamma-ray source 3FGL J1214.0-6236, the study of the distribution of the molecular material underscored a cloud superimposed on both sources suggesting as a possible origin for the gamma emission the interaction between the SNR shock and the molecular material. Future dedicated higher-angular resolution molecular studies, are planned.

Acknowledgements: A. Petriella, E. Giacani and G. Dubner are members of the *Carrera del Investigador Científico* of CONICET, Argentina. L. Duvidovich is a PhD Fellow of CONICET, Argentina.

References

- Abdo A. A., et al., 2010, ApJ, 711, 64
- Acero F., et al., 2015, ApJS, 218, 23
- Aharonian F., et al., 2009, A&A, 499, 723
- Aliu E., et al., 2014, ApJ, 787, 166
- Bamba A., et al., 2016, PASJ, 68, S5
- Dame T. M., Hartmann D., Thaddeus P., 2001, ApJ, 547, 792
- Downes A. J. B., Salter C. J., Pauls T., 1980, A&A, 92, 47
- Dubner G., Giacani E., 2015, A&A Rev., 23, 3
- Fich M., Blitz L., Stark A. A., 1989, ApJ, 342, 272
- Jackson J. M., et al., 2006, ApJS, 163, 145
- Kesteven M. J., Caswell J. L., 1987, A&A, 183, 118
- Reach W. T., et al., 2006, AJ, 131, 1479
- Roman-Duval J., et al., 2009, ApJ, 699, 1153
- Shaver P. A., Goss W. M., 1970, Australian Journal of Physics Astrophysical Supplement, 14, 133
- Stil J. M., et al., 2006, AJ, 132, 1158
- Whiteoak J. B. Z., Green A. J., 1996, A&AS, 118, 329



El medio interestelar en los alrededores de la región HII Sh2-183

S. Cichowolski¹, C.E. Cappa², A. Blanco³, L. Eppens³, K. Ertini³, & M.M. Leiva³

¹ Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina

² Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET, Argentina

³ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

Contacto / scicho@iafe.uba.ar

Resumen / Presentamos un estudio multifrecuencia de la región Sh2-183 ubicada en $(l,b) = (123.3,+3.0)$ a 7.0 ± 1.5 kpc del Sol. En base al análisis de la emisión en el continuo de radio estimamos la masa de gas ionizado, su densidad electrónica y el número de fotones necesarios para mantener la ionización. Esto último es importante dado que al presente no se ha identificado a la/s estrella/s excitatrices de la región. Por otro lado, utilizando datos de IRAS analizamos la distribución y temperatura del polvo asociado. Los datos de la línea de 21 cm del HI revelan una estructura en forma de cáscara bordeando al gas ionizado y utilizando datos de CO detectamos la presencia de 6 nubes moleculares posiblemente asociadas a la región, sobre las que están proyectadas varias fuentes infrarrojas candidatas a objetos estelares jóvenes.

Abstract / We present a multiwavelength study of the HII region Sh2-183, located at $(l,b) = (123.3,+3.0)$ at a distance of 7.0 ± 1.5 kpc from the Sun. Based on the radio continuum data we estimated the amount of ionized gas, the electronic density, and the number of ionizing photons needed to keep the region ionized, which is important since the star/s responsible of the region was/were not detected yet. On the other hand, based on IRAS data we have analyzed the dust temperature and distribution. The HI line data allowed the detection of a shell-like structure surrounding the ionized gas and the CO data revealed the presence of 6 molecular clouds probably related to Sh2-183, which harbor several young stellar object candidates.

Keywords / (ISM:) HII regions — ISM: individual objects (Sh2-183)

1. Introducción

Las estrellas de tipo espectral O y sus descendientes afectan el medio interestelar (MIE) que las circunda a través de su radiación en el rango ultravioleta y de sus fuertes vientos estelares. Cuando predomina la acción de los fotones UV, esta interacción se manifiesta en la presencia de una región HII, detectable en líneas nebulares ópticas y en el continuo de radio a altas frecuencias, mientras que su entorno neutro y molecular puede detectarse en las bandas centimétricas y milimétricas (línea de 21 cm del hidrógeno neutro (HI) y líneas moleculares). El estudio de estas regiones en diferentes bandas del espectro da información sobre densidades electrónicas y estrellas excitatrices, permite identificar cáscaras neutras asociadas originadas en la expansión de la región HII y conocer sus características. El estudio de la emisión IR, por otro lado, permite conocer la distribución del polvo interestelar.

En este trabajo presentamos un análisis multiespectral de la región HII Sh2-183 (Sharpless, 1959) con el fin de caracterizar el gas y polvo asociados a la misma en base a datos en el continuo de radio en 21 cm, línea de HI y del monóxido de Carbono (CO(1-0)) y continuo en el IR lejano. La región está ubicada en $(l, b) = (123.3, 2.8)$, a 7.0 ± 1.5 kpc (Landecker et al., 1992). Analizar la región en distintas bandas del espectro electromagnético es fundamental para poder diluci-

dar el origen y el estadio evolutivo de la misma.

Por último, dada la importancia que tiene la evolución de regiones HII en la formación inducida de estrellas, se analiza la presencia de fuentes puntuales IR candidatas a ser objetos estelares jóvenes proyectadas sobre la región.

2. Resultados

2.1. Continuo de radio a 1420 MHz

Para el análisis de la emisión en el continuo de radio trabajamos con datos adquiridos del relevamiento del Canadian Galactic Plane Survey (CGPS, Taylor et al., 2003), que tiene una resolución angular de $1'$. La Fig. 1 muestra la emisión en continuo de radio que representa la distribución del gas ionizado observado en la zona.

Substrayendo primero la emisión de las fuentes puntuales localizadas sobre Sh2-183 y la emisión del fondo, obtuvimos un valor para el flujo emitido por Sh2-183 de $S_{1420} = 4.6 \pm 0.5$ Jy. Considerando la aproximación esférica del modelo propuesto por Mezger & Henderson (1967), adoptando para la región un diámetro angular de $42'$ y considerando una temperatura electrónica $T_e = 13000 \pm 5000$ K (Landecker et al., 1992) obtuvimos para Sh2-183 una densidad electrónica $N_e = 2.7 \pm 0.9$ cm⁻³ y una medida de emisión de 661 ± 240 pc cm⁻⁶. La masa total ioniza-

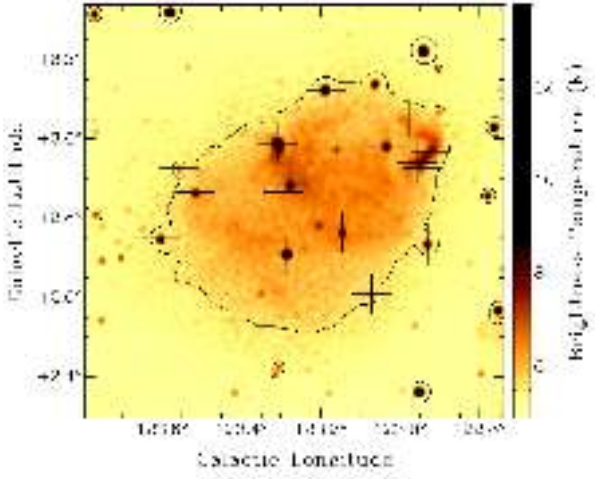


Figura 1: Emisión en el continuo de radio a 1420 MHz que muestra la distribución de gas ionizado de la región Sh2-183 con un contorno correspondiente a 5.6 K. Las cruces indican la posición de las fuentes puntuales.

da, teniendo en cuenta un 10% de abundancia de He, es $M_i = (3.2 \pm 0.3) \times 10^4 M_\odot$. Finalmente estimamos el número de fotones ionizantes necesario para mantener la región ionizada, dando un resultado de $N_{\text{lym}} = (1.5 \pm 0.7) \times 10^{49} \text{ s}^{-1}$. Los valores obtenidos por Landecker et al. (1992), $M_i = 4.4 \times 10^4 M_\odot$, $N_e = 2.2 \text{ cm}^{-3}$ y $N_{\text{lym}} = 3.16 \times 10^{49} \text{ s}^{-1}$, difieren levemente de los nuestros, posiblemente debido a que el flujo que ellos estiman para la región es mayor, del orden de 6.2 Jy.

2.2. Sh2-183 en el infrarrojo

Analizando imágenes en el IR vemos que el polvo relacionado con Sh2-183 ha sido también afectado por la acción de la/s estrella/s. La Fig. 2 muestra la emisión de la zona en $60 \mu\text{m}$, obtenida del relevamiento IRAS (Neugebauer et al., 1984). La figura muestra que, a pesar de que a una distancia de 7 kpc se espera que la cantidad de polvo localizado en el camino hacia la región sea elevado, la mayor emisión a $60 \mu\text{m}$ coincide con la de 1420 MHz, indicando que el polvo y el gas ionizado están bien mezclados. Utilizando los datos de IRAS, estimamos las densidades de flujo IR asociado a Sh2-183. Teniendo en cuenta la emisión proveniente de las fuentes puntuales no relacionadas con Sh2-183, obtuvimos valores de 88, 62, 863 y 2696 Jy, a 12, 25, 60 y $100 \mu\text{m}$, respectivamente. A partir de estos valores estimamos para la región una luminosidad $L_{\text{IR}} = 1.2 \times 10^5 L_\odot$, una temperatura de polvo de $T_D \sim 28 \text{ K}$ y una masa $M_D \sim 93 M_\odot$.

2.3. Emisión en la línea del H I

La Fig. 3 muestra la distribución del H I promediada entre -67 y -58 km/s , obtenida del CGPS en la región de Sh2-183. En la misma se observa una cáscara de H I rodeando un mínimo de emisión, indicando que el gas neutro ha sido barrido por la acción de la/las estre-

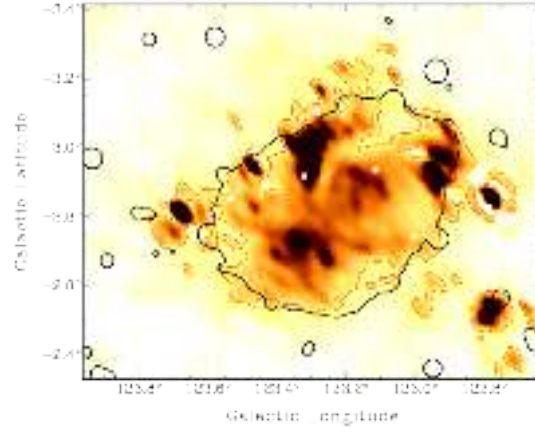


Figura 2: Imagen de IRAS a $60 \mu\text{m}$. Contorno negro: 5.6 K a 1420 MHz. Contorno rojo: 6 MJy/ster a $60 \mu\text{m}$.

Tabla 1: Parámetros de las nubes moleculares identificadas.

Nube	Masa [$\times 10^3 M_\odot$]	Densidad [cm^{-3}]	Tamaño [pc $\times$ pc]
1	4.2 ± 2.3	75 ± 42	3.4×2.7
2	0.8 ± 0.5	114 ± 59	1.5×1.6
3	2.8 ± 1.4	389 ± 195	1.9×5.2
4	0.6 ± 0.3	168 ± 93	1.2×1.2
5	4.9 ± 2.5	838 ± 419	3.0×3.0
6	10.0 ± 5.0	808 ± 419	3.3×4.6

lla/s responsables de Sh2-183. A partir de esta imagen hemos estimado que la masa barrida en la cáscara es $M(\text{H I}) = 1700 \pm 750 M_\odot$ y que la estructura se expande a una velocidad $V_{\text{exp}} = 7.0 \pm 1.6 \text{ km/s}$. De este modo, obtenemos que la energía cinética de la cáscara es $E_k = (8.3 \pm 5.2) \times 10^{47} \text{ erg}$.

2.4. Gas molecular

Utilizando datos del relevamiento de CO(1-0) del FCRAO (Heyer et al., 1998) analizamos el gas molecular en la zona de Sh2-183. En la Fig. 4 se muestra la emisión de CO promediada en el intervalo de -52.2 a -68.2 km/s . Se pueden identificar seis nubes probablemente relacionadas con Sh2-183. Adoptando una geometría volumétrica elipsoidal para cada nube, y un factor de conversión de $1.9 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1}$ para pasar de CO a H_2 (Grenier & Lebrun, 1990), estimamos sus masas y densidades, las cuales se muestran en la Tabla 1.

2.5. Formación estelar reciente

Sabiendo que la evolución de regiones H II sobre nubes moleculares puede inducir la formación de nuevas estrellas (Deharveng et al., 2010), hicimos uso de los catálogos IRAS, MSX y WISE, de fuentes puntuales infrarrojas para identificar posibles regiones de formación estelar y candidatas a protoestrellas proyectadas sobre el gas molecular asociado a Sh2-183. En una región centrada en $(l, b) = (123.2^\circ, 2.85^\circ)$, con un radio de 0.6° , encon-

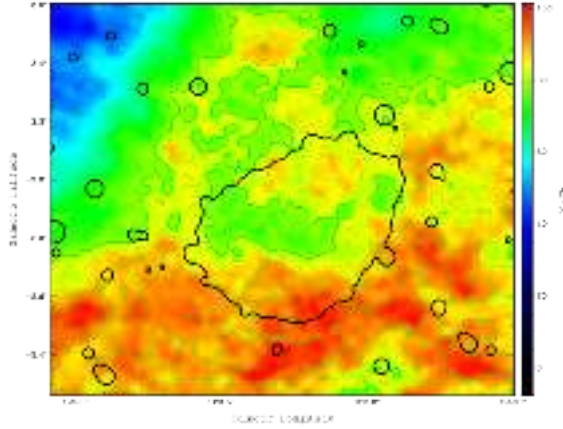


Figura 3: Distribución del HI promediada entre -67 y -58 km/s. Contornos verdes: HI a 80, 85, 90 y 95 K. Contorno negro: Continuo de radio a 5.6 K.

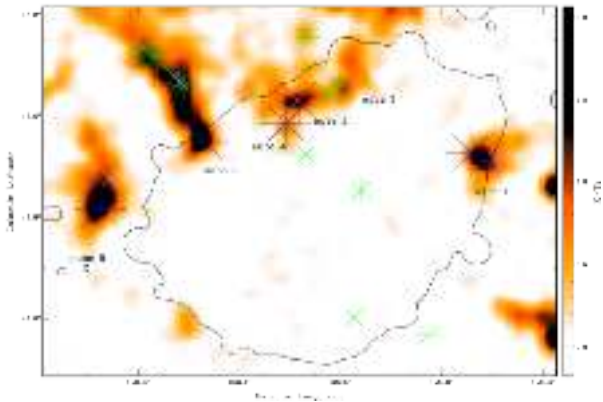


Figura 4: Emisión de CO promediada entre -52.2 y -68.2 km/seg. Contorno negro: Continuo de radio a 5.6 K. Los asteriscos azules, rojos, violetas y verdes indican la posición de las fuentes IRAS, MSX, WISE (Clase I) y WISE (Clase II), respectivamente, candidatas a protoestrellas.

tramos 66 fuentes IRAS, 4 fuentes MSX y 2135 fuentes WISE (con relación señal ruido superior a 7 y magnitudes con errores inferiores a 0.2 magnitudes). Utilizando criterios de color (Junkes et al., 1992; Lumsden et al., 2002; Koenig et al., 2012) encontramos 4 fuentes IRAS, una fuente MSX, y 33 WISE (9 Clase I y 24 Clase II) candidatas a protoestrellas. Sus ubicaciones se muestran en la Fig. 4. Las fuentes WISE candidatas a protoestrellas se clasifican en dos grupos, Clase I y Clase II. Las Clase I están en una fase de formación más temprana (aún con el gas de la envoltura cayendo sobre el núcleo), que las de Clase II (estrellas de pre-secuencia principal, con discos ópticamente gruesos). En la Fig. 5 se muestra un diagrama color-color de las fuentes encontradas en la zona. Es importante mencionar que todas estas fuentes son sólo candidatas y que un estudio más detallado de cada una es necesario para analizar la naturaleza y el origen de cada fuente.

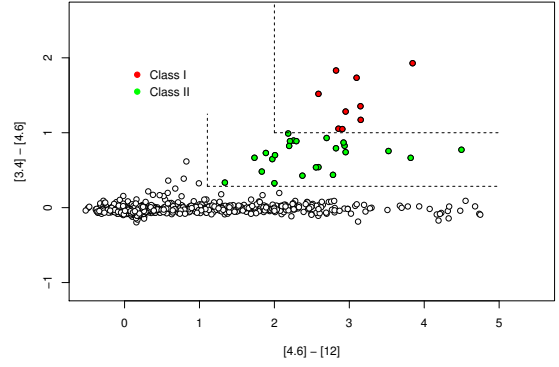


Figura 5: Diagrama color-color de las fuentes WISE mostrando la distribución de las fuentes Clase I y Clase II identificadas.

3. Discusión y conclusiones

A partir del análisis realizado en distintas bandas del espectro electromagnético encontramos que Sh2-183 está bordeada por una cáscara de HI y por algunas nubes moleculares, en cuyo interior se localizan fuentes IR candidatas a protoestrellas. Tomando todas las masas estimadas y suponiendo a la región como una esfera de 43 pc de radio, obtenemos que la densidad del medio antes que fuera perturbado era del orden de 7 cm^{-3} . Tomando el N_{Iym} obtenido podemos inferir que la región tuvo un radio de Strömgren de 21 pc, bastante menor al radio actual. Considerando los modelos evolutivos de regiones HII (Weaver et al., 1977), estimamos que la región tiene 2.6×10^6 años de edad. La/s estrella/s responsable/s de mantener la región ionizada no han sido aún identificadas. A partir del valor de $N_{\text{Iym}} = (1.5 \pm 0.7) \times 10^{49} \text{ s}^{-1}$ obtenido podemos inferir que se necesita al menos una estrella O5V. La edad obtenida para la región es consistente con la etapa final de la vida en secuencia principal de estas estrellas y con la baja velocidad de expansión de la cáscara de HI. Por último, la edad de Sh2-183 indica que es probable que la formación de las protoestrellas detectadas en las nubes moleculares haya sido inducida por la expansión de la región sobre el medio que la rodea.

Referencias

- Deharveng L., et al., 2010, A&A, 523, A6
- Grenier I. A., Lebrun F., 1990, ApJ, 360, 129
- Heyer M. H., et al., 1998, ApJS, 115, 241
- Junkes N., Fuerst E., Reich W., 1992, A&A, 261, 289
- Koenig X. P., et al., 2012, ApJ, 744, 130
- Landecker T. L., et al., 1992, A&A, 258, 495
- Lumsden S. L., et al., 2002, MNRAS, 336, 621
- Mezger P. G., Henderson A. P., 1967, ApJ, 147, 471
- Neugebauer G., et al., 1984, ApJL, 278, L1
- Sharpless S., 1959, ApJS, 4, 257
- Taylor A. R., et al., 2003, AJ, 125, 3145
- Weaver R., et al., 1977, ApJ, 218, 377



Comparison between two models of energy balance in coronal loops

C. Mac Cormack^{1,2}, M. López Fuentes¹, A.M. Vázquez^{1,3}, F.A. Nuevo^{1,2}, R.A. Frazin⁴ & E. Landi⁴

¹ Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina

² Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina

³ Departamento de Ciencia y Tecnología, UNTREF, Argentina

⁴ Department of Climate and Space Sciences and Engineering, University of Michigan, EEUU

Contact / ceciliamaccormack@gmail.com

Resumen / Se compararon dos modelos que permiten estudiar el equilibrio energético a lo largo arcos magnéticos coronales. Para el primer modelo estacionario se dedujo una expresión del balance energético a lo largo de cada arco expresada en términos de cantidades provistas por la combinación de tomografía de medida de emisión diferencial (DEMT, por sus siglas en inglés) aplicada a series temporales de imágenes EUV y extrapolaciones potenciales del campo magnético coronal. El segundo modelo que se aplicó, es un modelo hidrodinámico 0D que permite estudiar la evolución de las propiedades del plasma coronal promediadas a lo largo de un arco magnético, usando como parametros de entrada al mismo las longitudes y la tasa de calentamiento obtenidas con el primer modelo. Se realiza la comparación para dos rotaciones correspondientes a distintos períodos de actividad: la rotación Carrington 2081 (CR 2081), rotación correspondiente a un período de mínima actividad observada con el Extreme UltraViolet Imager (EUVI) a bordo de la misión *Solar Terrestrial Relations Observatory* (STEREO) y la CR 2099, correspondiente a un período de ascenso de actividad observada con el *Atmospheric Imaging Assembly* (AIA) a bordo de la misión *Solar Dynamics Observatory* (SDO). Los resultados de los modelos son consistentes para ambas rotaciones.

Abstract / In this work we compare two models to analyze the energy balance along coronal magnetic loops. For the first stationary model we deduce an expression of the energy balance along the loops expressed in terms of quantities provided by the combination of differential emission measure tomography (DEMT) applied to EUV images time series and potential extrapolations of the coronal magnetic field. The second applied model is a 0D hydrodynamic model that provides the evolution of the average properties of the coronal plasma along the loops, using as input parameters the loop length and the heating rate obtained with the first model. We compare the models for two Carrington rotations (CR) corresponding to different periods of activity: CR 2081, corresponding to a period of minimum activity observed with the Extreme Ultraviolet Imager (EUVI) on board of the *Solar Terrestrial Relations Observatory* (STEREO), and CR 2099, corresponding to a period of activity increase observed with the *Atmospheric Imaging Assembly* (AIA) on board the *Solar Dynamics Observatory* (SDO). The results of the models are consistent for both rotations.

Keywords / Sun: corona – Sun: activity – Sun: magnetic fields

1. Introduction

Since the solar corona is dominated by the magnetic field, its structure is ordered in the form of magnetic flux tubes or loops. In the frame of the coronal heating problem different studies that analyze the energy balance along coronal loops have been developed. Due to the fact that active regions (ARs) are the most conspicuous structures of the corona, most observational and modeling efforts have been directed to them (Aschwanden, 2004). Given the proper observational and modeling tools this kind of studies can be also extended to the diffuse corona. Here, we use a differential emission measure tomography (DEMT) method to determine the electron density and temperature of the quiet diffuse corona. The technique determines the three-dimensional distribution of the local differential emission measure (LDEM) from series of EUV images corresponding to a full solar rotation. LDEM provides the thermal distribution of the

plasma from which we obtain 3D maps of the coronal electron density and temperature by integrating the corresponding moments (Frazin et al., 2009; Vázquez, 2015). To model the magnetic field we use a potential field source surface (PFSS) model developed by Tóth et al. (2011), that uses as boundary condition synoptic magnetograms obtained with the Michelson Doppler Imager (MDI) on board the Solar and Heliospheric Observatory (SOHO) mission. The plasma properties along individual magnetic field lines of the PFSS model can be traced by combining DEMT results and the computed magnetic field.

We analyze two Carrington Rotations (CR): CR 2081 (March 2009), corresponding to a quiet period from the last solar minimum observed with the Extreme Ultraviolet Imager (EUVI) telescope on board the Solar Terrestrial Relations Observatory (STEREO), and CR 2099 (July 2010), a period of rising activity observed with the Atmospheric Imaging Assembly (AIA) on board the So-

lar Dynamics Observatory (SDO). We use the DEMT results to compare two models of energy balance in the coronal loops. In Sec. 2. we describe a model that uses the DEMT results to compute the energy budget necessary to produce stable loops. In Sec. 3. we describe a 0D hydrodynamic model (Enthalpy-Based Thermal Evolution of Loops, EBTEL, Klimchuk et al., 2008) to compute the average properties of the plasma in the loops, using as input parameters the heating rates and loop lengths provided by the first model. We show and discuss the results of the comparison in Sec. 4. and conclude in Sec. 5..

2. Description of the Energy Balance Model

In the tenuous and highly magnetized plasma of the solar corona the energy flux by thermal conduction is fundamentally parallel to the local magnetic field. Also, energy emission by radiation is isotropic and the plasma is optically thin, then, the energy provided by any heating process is efficiently transported by conductive flux along coronal loops and emitted as radiation (Aschwanden, 2004).

In stationary state, we can assume that at each point s along the flux tube, the coronal heating rate $E_h(s)$ is balanced by the radiative power $E_r(s)$ and thermal conduction losses $E_c(s)$ (in units of $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-3}$),

$$E_h(s) = E_r(s) + E_c(s), \quad (1)$$

In the coronal plasma regime $E_c = \nabla \cdot F_c$, where $F_c(s) = -\kappa T(s)^{5/2} \frac{dT}{ds}(s)$ is the thermal conductive flux given by the Spitzer model (Spitzer, 1962), being $\kappa = 9.2 \times 10^{-7} \text{erg cm}^{-1} \text{K}^{-7/2}$, the Spitzer conductivity. Since the flux is parallel to the magnetic field lines,

$$E_c(s) = \frac{1}{A(s)} \frac{d}{ds} [A(s) F_c(s)], \quad (2)$$

where $A(s)$ is the flux tube cross section area. $E_r(s)$ can be computed from the LDEM using

$$E_r = \int dT \text{LDEM}(T) \text{LF}_t(T) \equiv N_e^2 \text{LF}_t(T), \quad (3)$$

where the radiative loss function $\text{LF}_t(T)$ is computed using the atomic database and emission model CHIANTI (Dere et al., 1997).

Integrating over the full volume of the flux tube, we obtain the total power $\gamma_i \equiv \int_0^L ds E_i(s) A(s) [\text{erg s}^{-1}]$ and, dividing it by the total basal area, we obtain the corresponding flux in $[\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}]$. Moreover, applying the null divergence condition along the whole flux tube $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, the result (flux tube cross section area $\times$ magnetic field) is constant. Thus, from Eq. 1 we have,

$$\phi_r = \left(\frac{B_0 B_L}{B_0 + B_L} \right) \int_0^L ds \frac{E_r(s)}{B(s)}, \quad (4)$$

$$\phi_c = \frac{B_0 F_c(L) - B_L F_c(0)}{B_0 + B_L}, \quad (5)$$

$$\phi_h = \phi_r + \phi_c. \quad (6)$$

where B_0 and B_L denote the magnetic field strength at both footpoints of the loop. We can now express the energy balance independently from the basal area

as shown in Eq. 4 and 5. Eq. 6 is then valid along every individual magnetic loop and represents the energy balance integrated all over the coronal extension. All quantities in Eq. 4 and 5 can be computed from the DEMT procedure and the PFSS model by tracing of the results of the former along the field lines computed from the latter (Mac Cormack et al., 2016).

3. Description of the 0D Hydrodynamic Model

In this section we describe the hydrodynamic 0D model EBTEL, whose results we compare with those found in Sec. 2.. EBTEL model computes the evolution of the average plasma parameters of the loop by dividing it in a transition region and a coronal part. Assuming a constant area, a symmetric loop and a convenient radiative loss function, integrating the energy balance equation for the coronal and transition region part, the following equation is obtained:

$$\frac{5}{2} P_0 v_0 \approx -F_0 - \phi_{r,tr}, \quad (7)$$

where $\sim P_0 v_0$ and F_0 indicate the enthalpy and conductive flux in the coronal base respectively and $\phi_{r,tr}$ is the radiative loss flux in the transition region.

The enthalpy flux in and out from the corona depends on the capacity of the transition region to radiate or not the thermal conductive flux that descends from the corona. If it cannot ($|F_0| > \phi_{r,tr}$), then the plasma “evaporates” into the corona and the coronal density increases. If the thermal conductive flux is too small for what the transition region can radiate ($|F_0| < \phi_{r,tr}$), there must be a descending enthalpy flux and a decrease of the coronal density. Combining the coronal and transition region balance equations, EBTEL provides the temporal evolution of pressure, temperature and density in the loop. The heating rate and the loop length are the main input parameters.

4. Model results and comparison

For the comparison, the heating flux (ϕ_h) that we obtained in Sec. 2. for each loop is divided by the loop length to obtain the average volumetric heating rate of the loop. This average volumetric rate and the loop length are used as EBTEL input. We compare the temperatures and densities computed with the DEMT technique and those derived from the EBTEL model for both CRs mentioned in Sec. 1..

Since the EBTEL model was developed to study AR loops, with lengths of the order of a few hundred Mm and heating rates not smaller than $5 \times 10^{-8} [\text{erg cm}^{-3} \text{s}^{-1}]$, without losing statistical relevance we limit the analysis to loop lengths shorter than 900 Mm and heating rates larger than $5 \times 10^{-8} [\text{erg cm}^{-3} \text{s}^{-1}]$.

Fig. 1 shows histograms of the ratio between DEMT basal density and EBTEL average density (N_0/N_{ebtel}) and the ratio between the average temperatures (T_m/T_{ebtel}) for the low and middle latitudes of

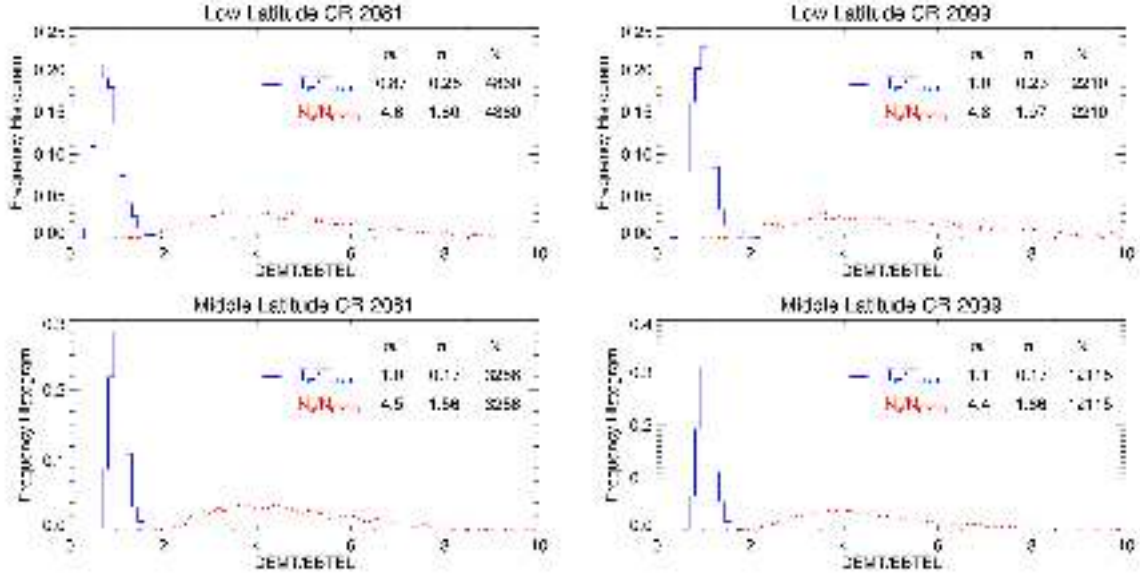


Figure 1: Ratio between DEMT and EBTEL model for density (red dashed line) and temperature (blue solid line). We show the comparison for CR-2081 (upper panels) and for CR-2099 (lower panels) for low (right panels) and middle (left panels) latitudes.

CR 2081 (minimum solar activity) and CR 2099 (ascent of activity). We observe that the median calculated from the temperature histograms is ≈ 1 so we have a good correspondence between the DEMT and EBTEL temperatures. Density histogram indicates that EBTEL densities are ≈ 4 to 5 times smaller than DEMT basal densities. Let us analyze the origin of this apparent discrepancy. Since the heating rate is the same for both models and the conductive flux is computed in the same way (both models use Spitzer formula (Eq. 2)), the radiative loss contributions should be approximately equal, $\phi_{r,ebtel} \approx \phi_r$. Taking into account that for EBTEL $\bar{L} \sim \frac{L}{2}$, we have $\phi_{r,ebtel} \approx \bar{N}_{ebtel}^2 \text{LF}_E(\bar{T}_{ebtel}) \frac{L}{2}$, where $\text{LF}_E(\bar{T}_{ebtel})$ is the radiative loss function used by EBTEL model.

For the energy balance model, assuming constant cross sections and approximately constant coronal temperatures, from Eqs. 3 and 4 we have $\phi_{r,tom} \approx \frac{\text{LF}_t(T)}{2} 2 \int_0^{L/2} N_e^2 ds$. Considering a density that varies along the loop as $N_e(s) = N_0 e^{-s/\lambda_N}$, being λ_N the scale height, then, $\int_0^{L/2} N_e^2(s) ds = \frac{\lambda_N N_0^2}{2} (1 - e^{-\frac{L}{\lambda_N}})$. Moreover, if $L \gg \lambda_N$, $\phi_{r,tom} \approx \frac{\lambda_N N_0^2}{2} \text{LF}_t(T)$. Finally, comparing both radiative flux expressions,

$$\bar{N}_{ebtel}^2 \text{LF}_E(\bar{T}_{ebtel}) \frac{L}{2} \approx \frac{\lambda_N N_0^2}{2} \text{LF}_t(T). \quad (8)$$

The relation between the radiative loss functions of both approaches for the temperature range of interest is $\text{LF}_t \approx 2 \text{LF}_E$. We obtain then, $\bar{N}_{ebtel}^2 \frac{L}{2} \approx \lambda_N N_0^2$.

Since the typical loop lengths in our set are much larger than the scale height ($\frac{L}{\lambda_N} \approx 8$), EBTEL average density must be at least $\sqrt{8} \sim 2.83$ times smaller than the DEMT basal density. This factor is consistent with the results presented in Fig. 1 considering the number of assumptions in the EBTEL model which are more consistent with the characteristics of AR loops. Constant

scale height, loop morphology and different loss function on the temperature range of interest have an influence on the density computed.

5. Conclusions

We compare the results of an energy balance model of coronal loops (see Sec. 2.) with the 0D hydrodynamic model EBTEL (see Sec. 3.). We find a general consistency between models. Specifically, using as input for EBTEL the heating flux and loop lengths obtained with the energy balance model, the densities and temperatures obtained with EBTEL are consistent with the DEMT results used as input of the energy balance model.

We plan to use the energy balance results as a validation tool to predict the energy flow in the coronal base of the 3D MHD upper-chromosphere/coronal model component of the Space Weather Modeling Framework (SWMF) developed by van der Holst et al. (2014).

References

- Aschwanden M. J., 2004, Physics of the Solar Corona. An Introduction. Praxis Publishing Ltd
- Dere K. P., et al., 1997, A&AS, 125, 149
- Frazin R. A., Vázquez A. M., Kamalabadi F., 2009, ApJ, 701, 547
- Klimchuk J. A., Patsourakos S., Cargill P. J., 2008, ApJ, 682, 1351
- Mac Cormack C., et al., 2016, Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina, 58, 275
- Spitzer L., 1962, Physics of Fully Ionized Gases
- Tóth G., van der Holst B., Huang Z., 2011, ApJ, 732, 102
- van der Holst B., et al., 2014, ApJ, 782, 81
- Vázquez A. M., 2015, Advances in Space Research, in press, doi:10.1016/j.asr.2015.05.047



Effect of stray light correction of extreme-ultraviolet solar images in tomography

Diego G. Lloveras^{1,2}, Alberto M. Vásquez^{1,3,2}, Paul Shearer⁴, Richard A. Frazin⁴

¹ Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina

² Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina

³ Departamento de Ciencia y Tecnología, UNTREF, Argentina

⁴ Department of Climate and Space Sciences and Engineering, University of Michigan, Ann Arbor, EE.UU.

Contact / dlloveras@iafe.uba.ar

Resumen / El telescopio Extreme UltraViolet Imager (EUVI) a bordo de la misión Solar TERrestrial RELations Observatory (STEREO) provee imágenes coronales globales en extremo ultravioleta (EUV). Utilizando series temporales de imágenes EUV, la técnica de *tomografía de medida de emisión diferencial* (DEMT) permite determinar la distribución tridimensional (3D) de la densidad y temperatura electrónicas en la baja corona. Las imágenes EUV se ven afectadas por contaminación lumínica que puede ser removida si la *función de dispersión puntual* (PSF) del instrumento se encuentra determinada, como es el caso para EUVI. Presentamos un análisis detallado del impacto de la corrección de la contaminación lumínica de imágenes de EUVI en los resultados DEMT. A tal fin, analizamos la rotación Carrington (CR)-2081 durante el último mínimo solar, caracterizada por una estructura coronal altamente axisimétrica. Hallamos que la descontaminación lumínica de las imágenes EUVI implica un decrecimiento sistemático en la determinación de la escala de altura de la densidad coronal y un aumento sistemático en la determinación de la densidad en la base de la corona, mientras que el efecto en la temperatura no es sistemático ni tampoco es significativo. Detallamos los resultados del análisis en forma cuantitativa.

Abstract / The Extreme UltraViolet Imager (EUVI) telescope on board the Solar TERrestrial RELations Observatory (STEREO) mission provides extreme-ultraviolet (EUV) coronal images of the full Sun. Using time series of EUV images, the *differential emission measure tomography* (DEMT) technique allows the determination of the three-dimensional (3D) distribution of the coronal electron density and temperature in the inner corona. EUV images are affected by *stray light* contamination which can be effectively removed if the *point-spread function* (PSF) of the instrument is well determined, as it is the case for EUVI. We show the results of a detailed analysis of the impact of EUVI stray light removal in DEMT results. To this end we analyze Carrington Rotation (CR)-2081 during the last solar minimum, characterized by a highly axisymmetric coronal structure. We find that stray light decontamination of EUVI images implies a systematic decrease of the derived electron density scale height and a systematic increase of the derived coronal base density, while its effect on the derived temperature is not systematic neither significant. We detail the results of the analysis in quantitative fashion.

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

1. Introduction

EUV images of the solar corona provide powerful diagnostics of its thermodynamical state. As it is the case with telescopes in other wavelengths, EUV images are affected by *stray light* contamination, due to the specific instrumental design. The EUVI/STEREO imaging instruments are afflicted by long-range scattering which distributes a haze of stray light over the whole imaging plane. This stray light contamination is caused by the micro roughness of the telescope mirror surface. Stray light can be removed from the images if the PSF of the instrument is known. In the case of space borne EUV solar telescopes, the PSF has been rigorously determined by Shearer et al. (2012) for the EUVI/STEREO A and B instruments. By taking EUVI images of a lunar transit through the solar disc and off limb, they used the known zeros (lunar disc) in the “true” images, to determine the PSF by means of a *blind deconvolution* technique. This was done for both EUVI-A and B, and for all EUV bands

independently. As an example, Fig. 1 shows a 195 Å image of the Sun without stray light removal (left panel) and once the stray light has been removed by means of the PSF deconvolution (right panel).

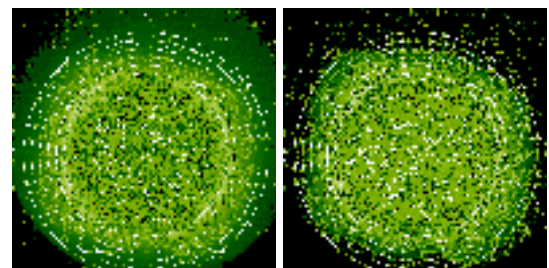


Figure 1: Images taken by EUVI in 195 Å. Left: image without stray light correction. Right: same image with stray light correction. For reference, white concentric circles at radii 1.0 through 1.5 $R_{\odot}$ are over-plotted every 0.1 $R_{\odot}$.

The general effect of the stray light removal in the image is to increase the contrast between brighter and darker pixels. As analyzed by Shearer et al. (2012), as much as $\sim 70\%$ of the signal may be due to contamination in dark pixels in on-disc coronal holes (CHs). This of course has an impact in the density and temperature diagnostics based on EUV images. In the two panels of Fig. 1 it is obvious that the southern CH on disc is clearly dimmer in the corrected image (right panel). The over-plotted white circles highlight a very noticeable global feature in the stray light corrected image, namely, the radial gradient of intensity is increased. For example, off limb of the southern CH the region within the outer two circles shows no significant signal in the decontaminated image, while it does in the original one. The same effect is evident at all latitudes. In this work, we originally investigate in a quantitative fashion the effect that stray light removal of EUVI images has in the results of DMT analysis of the global solar corona.

2. Data set and methodology

We used EUVI-A data covering a full rotation belonging to the last deep minimum of solar activity, specifically Carrington Rotation (CR) 2081 (2009, 09 March through 05 April). The selection is due to the period being the most quiet on record, showing a highly axisymmetric corona (Lloveras et al., 2016), with high-latitude polar CHs and lower latitudes dominated by the closed field lines of the equatorial streamer belt.

DEMT analysis targets the solar corona in the height range well covered by EUV images, roughly 1.0 to $1.25 R_{\odot}$. This coronal volume is discretized in a spherical grid with cells (or voxels) of size $0.01 R_{\odot}$ and 2° in the radial and angular directions, respectively. Making use of a time series of EUV images covering a full solar rotation, DEMT provides the 3D distribution of the *local differential emission measure* (LDEM), a quantitative description of the thermal distribution of the plasma in each voxel. By taking moments of the resulting LDEM, 3D maps of the coronal electron density and temperature are the final product (Fig. 2). For a detailed explanation of the DEMT technique the reader is referred to Frazin et al. (2009), and for a recent review on all published work on DEMT to Vásquez (2016).

Finally, with the aid of a global magnetic model of the corona, such as a *potential field source surface* (PFSS) one, DEMT results can be numerically sampled along individual field lines (Huang et al., 2012; Lloveras et al., 2016). In this work we use the finite differences PFSS model developed by Tóth et al. (2011).

3. Results

As an example, Fig. 2 shows resulting spherical shells of the DEMT electron density and temperature at a sample height of the tomographic grid.

Careful analysis of the characteristics of the DEMT reconstruction of CR-2081, as well as its magnetic features, allow subdivision of the analyzed coronal volume into different subregions. The details of such analysis is

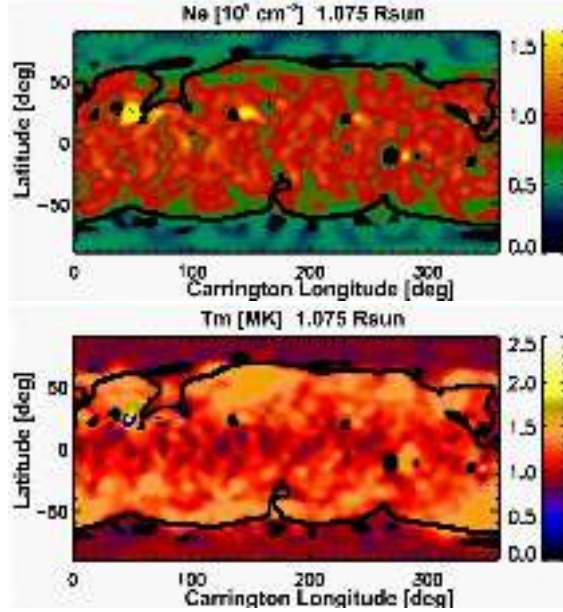


Figure 2: Latitude-longitude maps of the DEMT electron density (top) and temperature (bottom) at a sample height of $1.075 R_{\odot}$ for CR-2081. The solid black curves indicate the PFSS model **open/closed** (O/C) boundary, between the magnetically closed region conforming the equatorial streamer belt, and open region conforming the polar CHs.

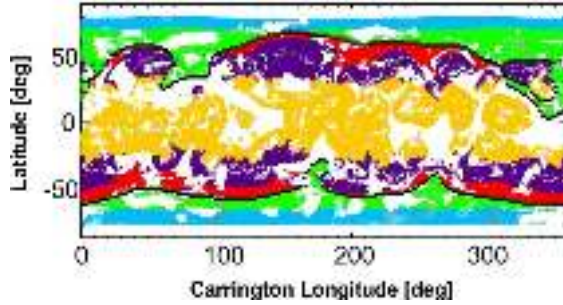


Figure 3: Physical distribution of field lines in the Coronal subregions for CR-2081 (see text).

included in an upcoming full-length article by Lloveras et al. (2017), which details an extensive comparative DEMT analysis of the last two solar minima.

As a result, closed field lines within the equatorial streamer (ES) were divided in three different groups (Fig. 3): relatively colder low-latitudes (ES-Ll, yellow), relatively hotter mid-latitudes (ES-m, violet) and boundaries (ES-b, red). The CHs were divided into two regions: low-latitudes (CH-l, green) and high-latitudes (CH-h, cyan). The CH-h region is associated to the fast component of the solar wind (SW). The flow of plasma along open field lines of the CH-l region that are closer to the O/C boundary is thought to be associated to the steady characteristics of the slow component of the SW (SSW) (Oran et al., 2015). The more intermittent features of the SSW are thought to be due to diverse causes related to magnetic reconnection events taking place around the O/C boundary, releasing plasma originally trapped in nearby closed field lines (mainly from the

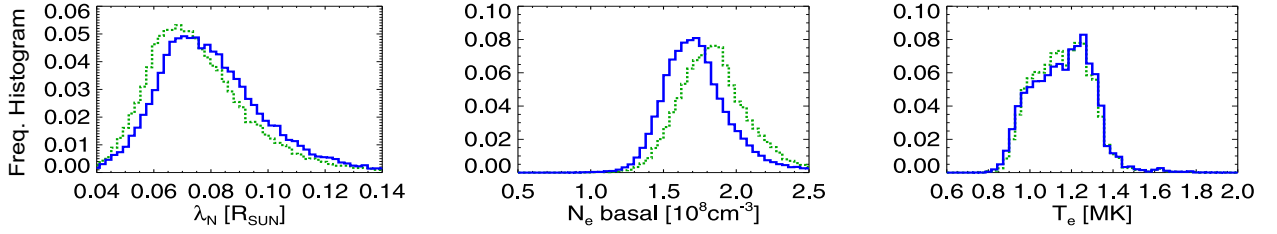


Figure 4: Statistical distribution of DENT results based on contaminated (blue-solid) and uncontaminated data (green-dashed) in the low latitudes of the equatorial streamer.

ES-b regions) into the wind flow (Kilpua et al., 2016). This classification was done for both hemispheres, for a total of 9 regions tabulated from North to South in Table 1 (note region names include a “N” or “S” suffix to discriminate hemispheres).

Along each individual field line, the electron density as a function of height is fitted to an isothermal hydrostatic solution, so that the electron basal density $N_{eb} \equiv N_e(r = 1.025 R_\odot)$ and scale height λ_N along each individual field line is determined. Temperature variations with height are much less strong, and their average value along each individual field line was determined to obtain a characteristic value for each field line. White regions in Fig. 3 correspond to field lines not selected for the statistical analysis due to the DENT results not being well fitted by the parametric fit.

The DENT+PFSS analysis was applied to the EUVI images processed with the latest preparation procedures provided by the mission data team, which does not include stray light removal. Alternatively, the analysis was also applied to stray light decontaminated images, through a PSF-deconvolution procedure implemented by the authors of this work in the SolarSoft package.

As an example, Fig. 4 shows the statistical distribution of DENT results from both image sets for the low-latitudes of the equatorial streamer (ES-L1). The effect of the EUVI PSF deconvolution becomes apparent. The density scale height λ_N systematically decreases using stray light corrected images, while the coronal base density N_{eb} systematically increases. On the other hand, temperature determinations $\langle T_e \rangle$ remain mostly unchanged. Table 1 summarizes the statistical analysis for each coronal subregion defined in Fig. 3.

4. Conclusions

The effect of stray-light decontamination of EUVI images in DENT analysis can be summarized as follows:

- The density scale height λ_N systematically decreases (by 3 % to 9 %). In the equatorial streamer the effect increases with latitude.
- The coronal base density N_{eb} systematically increases (by 7 % to 16 %).
- The temperature $\langle T_e \rangle$ remains mostly unaltered.

The systematic effect in the density scale height and basal value are clearly related to the radial gradient of the intensity being increased in decontaminated images. The fact that temperature determinations remain

Table 1: Median values of the statistical distribution of λ_N , N_{eb} and $\langle T_e \rangle$ in each coronal region. Results derived from uncorrected images are expressed in absolute values, while those derived from uncontaminated images are expressed as a percentage variation relative to the former ones.

	Med(λ_N) [$10^{-2} R_\odot$]	Med(N_{eb}) [10^8 cm^{-3}]	Med($\langle T_e \rangle$) [MK]
CH-Nh	7.0 (− 8.6%)	0.93 (+ 9.1%)	0.91 (− 0.1%)
CH-Nl	8.0 (− 5.0%)	1.04 (+16.3%)	1.06 (+ 9.4%)
ES-Nb	9.4 (− 7.4%)	1.32 (+ 6.8%)	1.33 (+ 0.7%)
ES-Nm	8.4 (− 5.9%)	1.57 (+ 7.0%)	1.37 (− 0.7%)
ES-L1	7.8 (− 5.1%)	1.73 (+ 6.9%)	1.17 (− 0.8%)
ES-Sm	8.0 (− 6.2%)	1.59 (+ 6.9%)	1.35 (− 0.7%)
ES-Sb	9.3 (− 7.5%)	1.23 (+ 7.3%)	1.38 (+ 0.0%)
CH-S1	8.6 (− 3.5%)	0.90 (+ 8.2%)	1.04 (+ 6.7%)
CH-Sh	7.0 (− 5.7%)	0.88 (+11.3%)	0.93 (− 0.3%)

mostly unaltered is a consequence of the stray light correction affecting all EUV bands by similar factors (as the temperature determination in DENT is sensible to the relative values of the image intensities in the various EUV bands). The results of this study constitute a highly valuable product for future DENT analysis.

Acknowledgements: The authors thank the anonymous referee for an insightful review that improved the content of this manuscript.

References

- Frazin R. A., Vásquez A. M., Kamalabadi F., 2009, ApJ, 701, 547
Huang Z., et al., 2012, ApJ, 755, 86
Kilpua E. K. J., et al., 2016, Sol. Phys., 291, 2441
Lloveras D. G., et al., 2016, Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina, 58, 272
Lloveras D. G., Vásquez A. M., Nuevo F. A., 2017, Sol. Phys., submitted
Oran R., et al., 2015, ApJ, 806, 55
Shearer P., et al., 2012, ApJL, 749, L8
Tóth G., van der Holst B., Huang Z., 2011, ApJ, 732, 102
Vásquez A. M., 2016, Advances in Space Research, 57, 1286



Comparación de los datos de áreas de manchas solares de los telescopios de la red SOON (“Solar Optical Observing Network”)

L. Leuzzi¹, L. Balmaceda² & C. Francile³

¹ Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, UNSJ, Argentina

² George Mason University, Fairfax VA, EE.UU.

³ Observatorio Astronómico Félix Aguilar, UNSJ, Argentina

Contacto / luisleuzzi@yahoo.com.ar

Resumen / En la actualidad diferentes estudios revelan que las observaciones del tamaño de las manchas solares realizadas por la red de telescopios SOON (*Solar Optical Observing Network*) difieren de las realizadas por otros observatorios aunque aun no hay un consenso en cuanto a la magnitud de dicha diferencia. Con el fin de tener una mejor comprensión de las causas de estas discrepancias, presentamos un estudio minucioso de las observaciones realizadas por cada uno de los observatorios que constituyen la red SOON, que cubren desde 1982 hasta el presente y cuya importancia radica en el hecho de que sirven de nexo entre el registro histórico del Observatorio Real de Greenwich (1874–1976) y las observaciones más recientes (a partir de 1976).

Abstract / At present different studies reveal that the observations of the size of sunspots made by the network of telescopes SOON (*Solar Optical Observing Network*), differ from those obtained by other observatories although there is still no consensus as to the magnitude of that difference. In order to have a better understanding of the causes that give rise to these discrepancies, we present a detailed study of the sunspot series from each of the observatories that belong to the SOON network, covering the period 1982 - present and whose importance lies in the fact that they serve as a link between the historical record of the Greenwich Royal Observatory (1874–1976) and the most recent observations (as of 1976).

Keywords / (Sun:) sunspots

1. Introducción

La importancia del registro de las manchas solares se debe a que constituye un importante trazador de la actividad solar en diversas escalas de tiempo, además de ser el más extenso, ya que comienza en 1874 y se extiende hasta el presente, cubriendo por lo menos 12 ciclos solares completos. Su análisis posibilita entre otras cosas, estudiar el comportamiento general del campo magnético del Sol, las variaciones en la irradiancia y establecer modelos de predicción de actividad solar. El motivo que nos lleva a realizar un análisis más exhaustivo de los datos del *Solar Optical Observing Network* (SOON, por sus siglas en inglés), es el hecho que diferentes telescopios registran diferentes áreas debido a los errores aleatorios introducidos por el sesgo (*bias*) del observador, además de condiciones de *seeing* variables en cada sitio de observación, dispersión de la luz en los instrumentos y las diferencias en los horarios en que se realizaron las observaciones (Balmaceda et al., 2009). Además, la red de telescopios SOON muestra diferencias en el tamaño de las áreas con respecto a otros observatorios, como por ejemplo RGO, de hasta 40-50 % menores (Balmaceda et al. (2009), Hathaway (2010)). Otros autores indican que la diferencia es considerablemente menor (Foukal (2014), Muñoz-Jaramillo et al. (2015)). Históricamente se conoce que las áreas de las manchas solares obtenidas

al medir sobre dibujos (como son generados en SOON) son menores a las obtenidas a partir de placas fotográficas (Baranyi et al., 2001); lo que a su vez se traduce en una subestimación del área de un gran número de manchas de menor tamaño en el registro diario. En este trabajo se comparan los registros diarios como así también las áreas de los grupos individuales obtenidos en los diferentes observatorios de la red SOON.

2. Características de SOON

La red de telescopios SOON está constituida por nueve telescopios solares. Los que operan en la actualidad son “Hollman Air Force” (HOLL), “Learmonth” (LEAR), y “San Vito” (SVTO), y los que cesaron sus actividades son “Ramey” (RAMY), “Mount Wilson” (MWIL), “Boulder” (BOUL), “Manila” (MANI), “Palehua” (PALE) y “Culgora” (CULG). Los datos de MWIL no fueron usados en este trabajo debido a que no poseen valores referidos al tamaño de las manchas solares. Esta serie de telescopios solares SOON es una de las más importantes y única en sus características, asegurando un continuo monitoreo del Sol durante las 24 horas del día. En la Fig. 1 se puede observar el registro de las áreas totales diarias de los telescopios SOON, evidenciando una gran diferencia para cada observatorio. Esta diferencia en el tamaño de las manchas solares de los diferentes

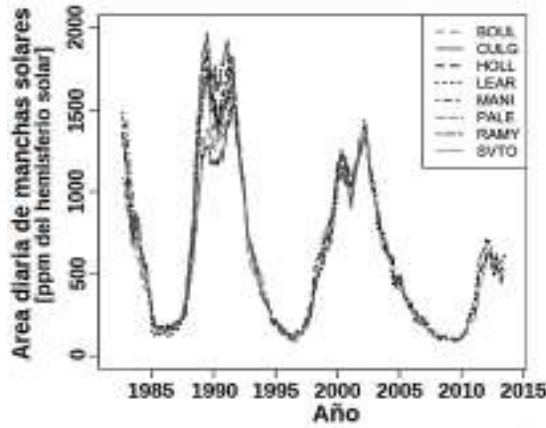


Figura 1: Comparación entre el registro de manchas solares diarias totales de los telescopios de la red SOON.

observatorios se hace más evidente durante el período de máxima actividad, no así para el mínimo de actividad. Esto se debe a que mientras mayor es la cantidad de registros de manchas, y mayores los valores de las áreas, mayor es el error que se puede cometer al estimar el valor de área. En teoría no se espera que hayan diferencias tan grandes como las que se observan debido a que los instrumentos son similares. Esto hace necesario un estudio en detalle de los datos para entender estas discrepancias que surgen entre los registros de los telescopios de la red SOON.

3. Método del Bisector

Para la comparación de las áreas diarias entre pares de observatorios se procedió a utilizar el método del bisector (Isobe et al., 1990; Eisenhauer, 2003). Este método permite obtener un factor multiplicativo para calibrar todos los datos a una misma escala. Su utilización se fundamenta en que no hay un criterio para definir cual de las dos series de datos es posible considerar como la variable independiente por lo que deben ser tratadas de forma simétrica. El factor multiplicativo dado por el método del bisector está dado por la siguiente expresión:

$$b = \frac{A_{\text{bas}}}{A_{\text{aux}}} \quad (1)$$

que representa la pendiente de la recta de regresión lineal forzada a pasar por el origen, que puede ser utilizada para corregir el área de las manchas consideradas auxiliares, A_{aux} , y obtener así valores en la misma escala/del mismo orden de las áreas consideradas como base, A_{bas} .

El procedimiento aplicado en el presente trabajo consistió en calcular en primer lugar un valor inicial de ajuste b a través del uso de la Ec. 1 utilizando todos los puntos. Con el objetivo de evitar divisiones por cero en la Ec. 1 se eliminan los puntos cuyos valores de A_{aux} y/o A_{bas} fueran cero, los que surgen de la ausencia de observaciones para un determinado grupo de manchas para un día en un observatorio debido en general a las condiciones climáticas. Este primer valor de b es tomado en cuenta para una segunda selección en que son

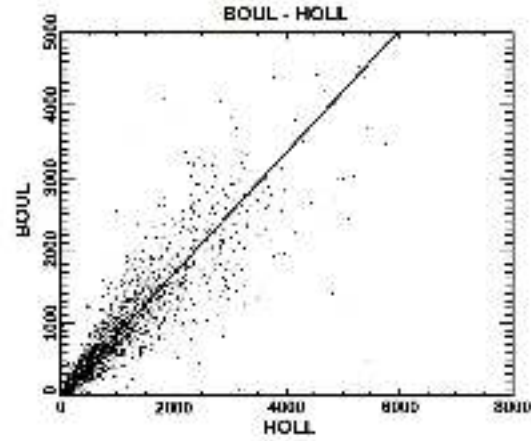


Figura 2: Resultado del método del bisector para la comparación día a día, tomando como observatorio base a Holloman (HOLL) y como auxiliar a Boulder (BOUL).

excluidos los valores cercanos al origen, los que generan sesgo (*bias*), (Balmaceda et al., 2009) en el cálculo de los coeficientes.

Las áreas más pequeñas corresponden a épocas de mínima actividad solar y se agrupan cerca del origen, teniendo mucho peso al momento de determinar el valor de la pendiente. Lo que se busca es un valor de corrección que sea más significativo en épocas de mayor actividad solar.

Se estiman las pendientes intercambiando las áreas utilizadas como base y auxiliar y finalmente se obtiene un valor final β usando la expresión:

$$\beta = (b_1 + b_2)^{-1} \left[b_1 b_2 - 1 + \sqrt{(1 + b_1^2)(1 + b_2^2)} \right] \quad (2)$$

siendo b_1 y b_2 las pendientes cuando se cambian los ejes.

4. Tipo de comparaciones

El método del bisector se aplicó de dos modos diferentes: uno usando los registros diarios de las áreas totales, día a día; y otro comparando las áreas de grupos de manchas individuales para el mismo día de observación (comparación grupo a grupo). Ambos tipos de comparaciones se realizaron para aquellos períodos de tiempo con datos simultáneos de los dos observatorios.

4.1. Comparación día a día

Debido a que puede haber más de una medición diaria del tamaño de cada grupo de manchas para un mismo observatorio, es que se tomó el promedio de las áreas para el caso de más de una medición. Posteriormente se realizó la suma de todas las áreas de las manchas solares para cada día, obteniendo de este modo el valor de área total para cada día para los dos observatorios en comparación.

4.2. Comparación grupo a grupo

El procesamiento de los datos y el método aplicado en este caso es el mismo de la comparación día a día (ver

Tabla 1: Resultados del factor de calibración β para la comparación día a día y grupo a grupo.

Obs. AUX	Obs. BAS	β Comparación grupo a grupo	β Comparación día a día
RAMY	LEAR	1.13	1.08
MANI	LEAR	1.02	1.10
BOUL	LEAR	0.88	0.87
PALE	LEAR	0.98	0.98
CULG	LEAR	0.89	0.87
RAMY	SVTO	1.03	1.05
MANI	SVTO	—	—
BOUL	SVTO	0.79	0.84
PALE	SVTO	0.93	0.96
CULG	SVTO	0.81	0.82
RAMY	HOLL	1.03	1.03
MANI	HOLL	0.91	1.07
BOUL	HOLL	0.84	0.83
PALE	HOLL	0.92	0.93
CULG	HOLL	0.87	0.82
SVTO	LEAR	1.05	1.02
HOLL	LEAR	1.06	1.03
SVTO	HOLL	0.99	0.98

Sección 4.1.). Esto permitiría, en principio, hacer comparaciones de los mismos grupos dentro de las 24 horas, asegurando que la variación en el tamaño de las áreas comparadas, debido a los cambios del tamaño de las manchas en el tiempo, sea la menor posible. Además, es posible comparar valores de áreas de manchas que poseen duraciones de algunas horas.

5. Resultados

En la Tabla 1 se muestran los resultados obtenidos al comparar los datos de área de los telescopios SOON para los dos tipos de comparaciones, día a día y grupo a grupo. En las primeras quince filas se usaron como observatorios principales a LEAR, HOLL y SVTO; y a RAMY, MANI, BOUL, PALE y CULG como observatorios a calibrar. Las últimas tres filas corresponden a las comparaciones entre los observatorios base.

Las comparaciones que arrojan un valor más distante del valor ideal de $\beta = 1$, son aquellas correspondientes a las obtenidas entre RAMY-LEAR, BOUL-LEAR, CULG-LEAR, BOUL-SVTO, CULG-SVTO, BOUL-HOLL y CULG-HOLL, con valores para la comparación grupo a grupo de 1.12, 0.88, 0.89, 0.79, 0.81, 0.84 y 0.87, respectivamente.

Además, los valores de la comparación día a día y la correspondiente a grupo a grupo, mantienen sus valores prácticamente iguales, salvo los casos de MANI-LEAR y MANI-HOLL en que los valores de factor de calibración para la comparación grupo a grupo son de 1.02 y 0.91 respectivamente, y sus correspondientes valores para la comparación día a día son 1.10 y 1.07, evidenciando una mayor discrepancia entre los valores de áreas de los observatorios comparados al pasar de la comparación día a día a grupo a grupo.

Las tres últimas filas corresponden a la comparación de los observatorios usados como base para las comparaciones. Estas presentan un valor de factor de calibración

cercano a uno para las comparaciones día a día y con diferencias entre los valores porcentuales de las áreas muy bajos. Esto puede deberse a que las comparaciones realizadas entre los observatorios principales (LEAR, HOLL y SVTO) se realizan en un periodo de tiempo mayor y de esta manera los posibles errores de observación se logran compensar. Estos valores de factor de calibración se mantienen cercanos a uno en el caso de la comparación grupo a grupo.

6. Discusión

Los resultados de las comparaciones entre los observatorios tomados como base con respecto a los considerados como auxiliares, dan valores muy distantes al valor ideal de $\beta = 1$, obteniéndose valores de porcentaje en que difieren las áreas de los observatorios base con respecto a los observatorios auxiliares que van de +2 % y -2 %, a -21 % para las comparaciones grupo a grupo de MANI-LEAR, PALE-LEAR y BOUL-SVTO respectivamente. No así para la comparación entre los tres observatorios tomados como base, ya que se obtienen valores entre -1 % y +6 %. Esta disparidad se puede deber a que las comparaciones entre los observatorios base se realizan durante un mayor período de tiempo debido a que son los que siguen en operación, compensando de este modo los errores que puedan haber en las mediciones. En cambio los datos de las estaciones con períodos de observación más cortos (MANI, CULG, PALE y BOUL) presentan mediciones que difieren bastante del resto de los observatorios y por lo tanto son menos confiables. La comparación grupo a grupo revela que existen diferencias en las mediciones de cada observatorio debido, por ejemplo, a las condiciones climáticas al momento de observar y a los diferentes criterios al generar los dibujos de manchas. Otro factor en las diferencias entre los datos diarios es la omisión de grupos en el registro.

Como trabajo a futuro se pretende obtener una estadística de la calidad de la observación para cada observatorio de la red SOON, realizar una selección de los observatorios con menor cantidad de *gaps*, recalibrar los valores del resto de los observatorios para obtener un registro de áreas con mayor precisión y comparar las funciones de distribución de cada observatorio con curvas teóricas tales como Normal, Log-Normal y Weibull (Muñoz-Jaramillo et al., 2015). Un registro mejorado de las áreas de manchas solares de SOON puede ser utilizado para aplicaciones específicas como por ejemplo el estudio de las variaciones de la irradiancia solar en largos periodos de tiempo.

Referencias

- Balmaceda L. A., et al., 2009, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 114, A07104
- Baranyi T., et al., 2001, MNRAS, 323, 223
- Eisenhauer J. G., 2003, Teaching Statistics, 25, 76
- Foukal P., 2014, Sol. Phys., 289, 1517
- Hathaway D. H., 2010, Living Reviews in Solar Physics, 7, 1
- Isobe T., et al., 1990, ApJ, 364, 104
- Muñoz-Jaramillo A., et al., 2015, ApJ, 800, 48



Analysis of a CME and EUV waves associated with a solar flare on 13 February 2011

M.L. Luoni¹, C. Francile², F.M. López³, H. Cremades^{4,5}, C.H. Mandrini^{1,6} & J.I. Castro²

¹ *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina*

² *Observatorio Astronómico Félix Aguilar, UNSJ, Argentina*

³ *Instituto de Ciencias Astronómicas, de la Tierra y del Espacio, CONICET, Argentina*

⁴ *Facultad Regional Mendoza, UTN, Argentina*

⁵ *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

⁶ *Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina*

Contact / mluoni@iafe.uba.ar

Resumen / El 13 de febrero de 2011 se produce una fulguración M6.6 originada en la región activa 11158, la cual está asociada a una eyección coronal de masa y ondas EUV. Utilizamos datos de diferentes instrumentos tales como el “H-alpha Solar Telescope for Argentina”, el “Helioseismic and Magnetic Imager” y el “Atmospheric Imaging Assembly”, los dos últimos a bordo del “Solar Dynamic Observatory”. Se estudia la evolución de las ondas EUV y se presenta el posible escenario que dio origen a las mismas.

Abstract / On 13 February 2011 a M6.6 flare occurred in active region 11158 associated with a coronal mass ejection and EUV waves. We analyse these events using observations from the ground, H-alpha Solar Telescope for Argentina, and space, Helioseismic and Magnetic Imager and Atmospheric Imaging Assembly, both onboard the Solar Dynamics Observatory. We study the evolution of EUV waves and present a possible scenario for their origin.

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

1. Introduction

Impulsive releases of large amounts of energy in flares are frequently accompanied by coronal mass ejections (CME) disturbances and wave-like features propagating in the solar corona. The physical processes that underlie these events as a whole are still unclear due to the complex mechanisms involved. In general, the coronal propagating disturbances that follow a CME cannot be properly identified due to the line-of-sight overlap of different features, such as real MHD waves or those derived from the magnetic coronal reconfiguration. With the aim of contributing to the understanding of some of these aspects, we analyse a CME and EUV waves associated to the M6.6 flare in the active region (AR) 11158, which occurred on 13 February 2011. We use ground-based observations from the H-alpha Solar Telescope for Argentina (HASTA), and space observations of the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) and the Atmospheric Imaging Assembly (AIA), onboard the Solar Dynamics Observatory (SDO).

2. The flare and the magnetic evolution

The flare was observed in the chromosphere with HASTA (Bagalá et al., 1999; Francile et al., 2008). Fig. 1 shows the H α light curve of the whole active region overlapped to the GOES 15 X-Ray measurements in both XS (0.05–0.4 nm) and XL (0.1–0.8 nm) bands. The curves are normalised by dividing by their maxi-

mum. The maximum of GOES XS band occurs at 17:36 UT with a $2.15 \times 10^{-5} \text{ W m}^{-2}$ flux (M6.6 class). The H α maximum occurs 14 s later, preceding the XL band peak at 17:38 UT. We define the flare onset time as the peak of the derivative of the H α light curve as done in Francile et al. (2016), i.e. 17:32 UT.

Fig. 2 shows the evolution of AR 11158 from 10 to 13 February 2011 as observed with HMI/SDO at 17:01 UT on each day. We identify two small bipoles that approached as they emerged. On 13 February the AR displayed a quadrupolar magnetic field configuration. We presume that the observed flux emergence, which is usually accompanied by shearing motions, probably led to the interaction of the structures anchored to the approaching bipoles with the consequent energy release that originated the M6.6 flare and CME ejection.

3. EUV waves and CME

After the flare initiation and CME disruption, coronal EUV waves were visible. We obtained running-difference images in the AIA 193 Å band. To analyse the temporal and spatial evolution of the waves we applied the intensity profile technique (Vršnak et al., 2002) to these images. The intensity profiles were computed along angular sectors traced every 5° departing from the point where the flare intensity was strongest (S20E04), which we call the radiant point (RP). The seventy two sectors were numbered in a counterclockwise direction from 0 to 71 as observed in Fig. 3.

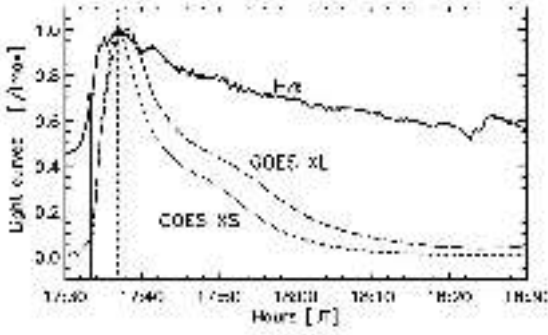


Figure 1: Flare light curve obtained from HASTA. Overimposed the GOES 15 X-Ray XS and XL bands in dotted and dashed lines, respectively. The square indicates the peak of the derivative of $H\alpha$.



Figure 3: Sector tracing performed on SDO/AIA 193 Å band images. The 5° wide sectors are centred at the RP, starting from the solar South Pole.

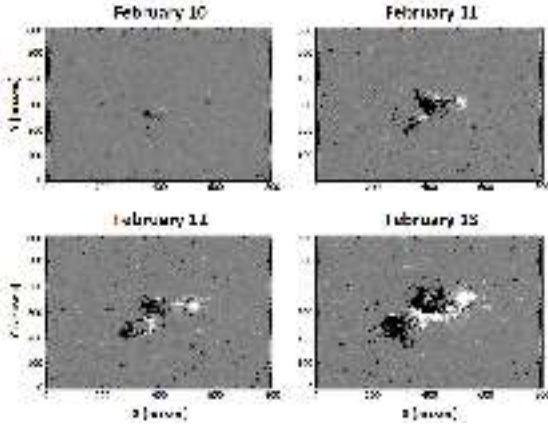


Figure 2: Magnetic evolution of AR 11158. The images correspond to HMI/SDO taken at 17:01 UT on each day. <https://sdo.gsfc.nasa.gov/data/aiahmi/>



Figure 4: Stack plots, sectors 26 to 57. The red, green, and blue arrows indicate different EUV propagating perturbations.

To investigate the evolution of the wave event in different angular sectors, we apply a stack plot procedure as done in Francile et al. (2016). Distance-time (DT) maps are shown for sectors 26 to 57 in Fig. 4. The abscissas are in seconds while the ordinates are the plane of sky distance measured from the RP.

The first appearance of a EUV disturbance is observed as a sharp, well-defined, and slowly decelerating line between sectors 29 to 51, denoted with red arrows in some of the central panels. This disturbance resembles an S-type EIT wave or a shock wavefront, which originated at the flare and CME onset. It can also be driven by the CME bubble as discussed by Patsourakos & Vourlidas (2012). The green arrows in Fig. 4 denote a second propagating disturbance, which is more blurred and exhibit a higher decelerating path, detaching from the sharp front at ≈ 100 Mm from the RP. The blue arrows indicate a thin and sharp third EUV disturbance that appears not connected to the others.

We estimate the kinematic parameters of the first appearing sharp wavefront (pointed by a red arrow in Fig. 4) by fitting linear and quadratic curves for sectors 26–51 in the time interval 17:32 to 17:37 UT. The results are shown in Table 1. A nearly homogeneous speed, with a mean of 446.7 km s^{-1} , is derived from the linear

fittings. A predominance of negative accelerations, with a mean of -0.112 km s^{-2} , results from the quadratic fittings. We also calculate the speeds extrapolated to the flare onset time (17:32 UT) and 5 min later. These values show high dispersion, with a mean of 512 km s^{-1} at the onset of the flare and a decay to approximately 478 km s^{-1} 5 minutes later.

The CME was observed by the Large Angle and Spectroscopic Coronagraph (LASCO) onboard the *Solar and Heliospheric Observatory* (SOHO) (see Fig. 5, left). According to the CDAW SOHO/LASCO CME Catalog*, the event associated with the EUV wave was a poor partial halo as seen from Earth. The height-time points measured as projected in the plane of the sky are shown in Fig. 6. A linear fit indicates a mean speed of 373 km s^{-1} . The measured points can also be fitted to a quadratic curve, which gives as a result an acceleration of 0.024 km s^{-2} and implies a speed of 517 km s^{-1} at the height of the last measured point. These speed values do not necessarily correspond to the propagation speed of the CME, but rather to its expansion speed, given the vantage point of SOHO. From the perspective of the *Solar Terrestrial Relations Observatory* (STEREO**), the CME appears in the field of view of COR1 at 17:45 UT

*https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list

**<https://stereo-ssc.nascom.nasa.gov>

Table 1: Kinematic parameters obtained for the first sharp front (red arrows).

Sector	Speed (mean) km s^{-1}	Accel. km s^{-2}	Speed (t flare) km s^{-1}	Speed (t flare + 5min) km s^{-1}
26	520.1	-0.096	584.4	555.7
27	490.9	-0.378	744.2	630.9
28	508.8	-0.659	903.0	705.4
29	477.2	-0.392	730.7	613.1
30	410.8	-0.246	590.5	516.7
31	431.2	-0.353	667.5	561.8
32	425.2	-0.264	608.8	529.5
33	506.4	0.397	278.5	397.6
34	397.3	-0.072	452.4	430.8
35	455.5	0.270	296.8	377.9
36	410.1	0.247	265.1	339.3
37	430.6	-0.056	462.1	445.3
38	429.6	-0.176	516.1	463.2
39	421.9	-0.077	459.6	436.5
40	427.4	-0.097	478.3	449.3
41	450.0	-0.149	526.4	481.8
42	468.0	0.205	369.9	431.4
43	446.9	-0.066	479.4	459.5
44	545.4	0.275	400.4	483.0
45	513.3	-0.186	628.8	573.1
46	501.8	-0.277	687.7	604.5
47	488.2	0.048	459.6	473.9
48	471.4	0.129	397.3	435.9
49	440.9	0.058	412.9	430.5
50	446.4	0.087	397.2	423.5
51	423.0	-0.030	438.3	429.4
52	409.3	-0.034	426.2	415.9
53	382.0	-0.184	474.3	419.2
54	323.0	-0.538	586.8	425.4
55	413.7	-0.005	415.8	414.4
56	453.2	-0.303	572.7	481.9
57	374.5	-0.658	665.7	468.2
Mean	446.7	-0.112	511.8	478.3

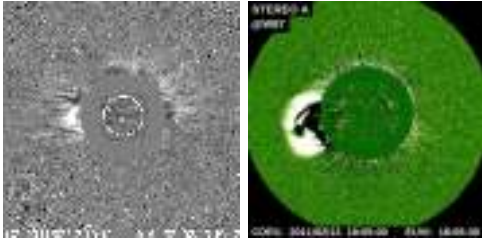


Figure 5: Appearance of the CME. Left: Composite SOHO/LASCO C2 and SDO/AIA 193 Å images at 19:12 UT. Right: Composite STEREO COR1 and EUVI images at 18:05 UT. The SOHO/LASCO image is courtesy of NASA and ESA, SDO and STEREO images are courtesy of NASA. Image processing and labelling courtesy of CDAW Data Center (<https://cdaw.gsfc.nasa.gov>).

(see COR1-A in Fig. 5, right). In the FOV of COR2, the CME is detected as an unstructured event, without exhibiting signatures of a three-part or flux rope structure. Given that by the time of the event the twin S/C were 180° apart, and that the event originates close to central meridian, the views of *STEREO* A and B are almost identical, but flipped.

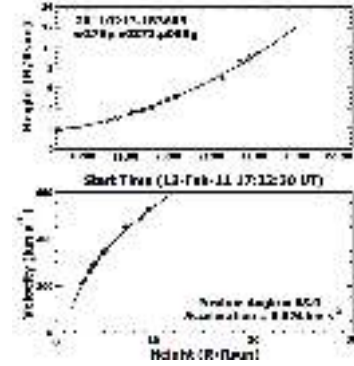


Figure 6: Quadratic fit to the height-time points and velocity of the CME, both measured projected in the plane of the sky.

4. Discussion and Conclusions

Our analysis by sectors of the first EUV wavefront indicates an almost homogeneous angular behaviour. We determine a mean speed of 447 km s^{-1} and a mean acceleration of -0.112 km s^{-2} . This wavefront has the characteristics of an MHD fast magnetosonic shock of the blast type, i.e. a shock originated by a short lived 3D piston. This 3D piston can be associated with a pressure pulse (flare origin) or with the initial acceleration of the CME (see the discussion in Francile et al., 2016). From our analysis it is not possible to discern the origin of the EUV shock.

The green arrows in Fig. 4 denote a second and slow propagating disturbance. Probably it is not a real wave because it could be originated by the outskirts of the first EUV front which interacts with the lower and denser coronal layers close to solar surface while it expands (Francile et al., 2016). The third EUV disturbance (blue arrows in Fig. 4) is probably the trace of a real MHD wave since it exhibits a well defined and thin front. We measure a mean speed of 204.8 km s^{-1} and an acceleration of -0.043 km s^{-2} , which suggest than it can be of the slow magnetosonic type and, probably, in a shock regime. Fast and slow magnetosonic shock waves are compressional waves, which could explain the observed enhancing of the EUV emissions. Existence of multiple EUV waves has been reported in several cases, see Warmuth (2015) and references therein. From the analysis of the kinematic evolution of the CME it is not possible to infer a clear relation between its expansion speed with the measured EUV waves. As a future work we intend to do a deeper analysis of this event and to extend our study to the events on the following days, i.e. 14 and 15 February 2011.

References

- Bagalá L. G., et al., 1999, in *Magnetic Fields and Solar Processes*. p. 469
- Francile C., et al., 2008, *BAAA*, 51, 339
- Francile C., et al., 2016, *Sol. Phys.*, 291, 3217
- Patsourakos S., Vourlidis A., 2012, *Sol. Phys.*, 281, 187
- Vršnak B., et al., 2002, *A&A*, 394, 299
- Warmuth A., 2015, *Living Reviews in Solar Physics*, 12, 3



Detección y análisis de pequeñas estructuras magnéticas en las regiones próximas a los polos solares

I. Cabello¹, J. Blanco Rodríguez², L. Balmaceda³ & V. Domingo²

¹ UTN-Facultad Regional Mendoza, CONICET, CEDS, Mendoza, Argentina

² Grupo de Astronomía y Ciencias del Espacio/Image Processing Laboratory, Universitat de València, España

³ George Mason University, Fairfax, VA, Estados Unidos

Contacto / IC: icabello@mendoza-conicet.gob.ar

Resumen / El campo magnético solar ejerce un papel fundamental en el comportamiento global del Sol. En la fotosfera solar, el campo magnético se manifiesta con la existencia de gran variedad de estructuras de diferentes tamaños, formas e intensidades. Los puntos brillantes (BPs, del inglés *Bright Points*) son las más pequeñas de estas manifestaciones observables con la instrumentación actual, y se reconoce su presencia en todo el disco, tanto en regiones de Sol activo como en regiones de Sol en calma. No obstante, debido a la dificultad de observar las regiones polares, la presencia de los BPs en estas zonas no es bien conocida hasta la fecha. La misión Solar Orbiter, que será lanzada en 2018 y conseguirá observar el Sol hasta 30° fuera de la eclíptica, permitirá analizar la presencia de BPs en las regiones próximas a los polos solares. Un estudio preliminar puede ser realizado teniendo en cuenta la inclinación del plano de la eclíptica con respecto al eje de rotación del Sol, de forma que es posible observar estas zonas en ciertos momentos del año. En este trabajo se utilizan imágenes en *G-band* del telescopio espacial Hinode para la detección y análisis de BPs localizados en regiones próximas a los polos solares.

Abstract / The solar magnetic field plays a fundamental role in the overall behaviour of the Sun. In the solar photosphere, the magnetic field is evidenced with a wide range of structures with different sizes, shapes and intensities. Bright Points (BPs) are the smallest of these manifestations discernible with the current instruments, and their presence is observable all over the solar disk, on both active and quiet regions. However, due to difficulties in observing polar areas, the presence of BPs in these regions is poorly known so far. The Solar Orbiter mission will be launched in 2018 and will observe the Sun up to 30° outside the ecliptic, allowing the analysis of BPs appearance in areas close to the solar poles. A preliminary study can be done considering the inclination of the ecliptic plane relative to the solar axis, so that these regions can be observed at certain times in the year. In this work, G-band images have been used to detect and analyse BPs located in areas close to the solar poles.

Keywords / Sun: photosphere — Sun: magnetic fields — Sun: activity

1. Introducción

La fotosfera solar exhibe una gran variedad de manifestaciones magnéticas, diferenciadas principalmente por su tamaño y contraste de intensidad. Las propiedades de estas estructuras dependen principalmente del flujo magnético que contienen y son explicadas a partir del modelo del tubo de flujo, en el que se considera que existen altos campos magnéticos que inhiben la convección, haciendo que el interior del mismo sea más frío que la atmósfera adyacente a la misma profundidad óptica. Entre estas manifestaciones, las manchas y poros son las más conocidas puesto que poseen las escalas mayores y se presentan oscuras en luz blanca, debido a que sus grandes diámetros ($\approx 1000\text{-}100000$ km) permiten observar el fondo de la estructura. Las estructuras magnéticas de menor escala, en el límite de resolución de los instrumentos actuales, son los puntos brillantes (BPs, del inglés *Bright Points*), que se muestran brillantes con filtros de interferencia de banda ancha en todo el disco, ya que su pequeño diámetro facilita la observación de la radiación de las paredes, impidiendo la observación del fondo oscuro (Spruit, 1976). Cerca del limbo, las pequeñas estructuras se observan como fáculas, debido

a que por perspectiva, se observa la pared caliente del tubo de flujo más alejada.

A pesar de que las pequeñas estructuras magnéticas están asociadas a intensos campos magnéticos, del orden de kilogauss, las medidas directas con magnetogramas no son eficientes (Berger & Title, 2001), debido a su pequeño tamaño ($0.1 \approx 100$ km), rápida evolución (10-100 s) y valores de flujo magnético no siempre suficientemente altos (hasta 2 kG). Es por ello que desde hace tiempo se utiliza la banda del radical CH en 4308 Å, conocida como *G-band*, la cual se considera como el mejor indicador en las observaciones de pequeñas estructuras magnéticas de la fotosfera, permitiendo tiempos de exposición muy cortos. Las imágenes en *G-band* muestran que los BPs se encuentran por toda la superficie del disco solar, no solo en las regiones activas, sino también en las de Sol en calma, tanto en los bordes de la red magnética como en el interior de la *internetwork*.

Conocer y entender bien las propiedades y la distribución de BPs en el disco solar, permite conocer la contribución de estas estructuras a las variaciones de la Irradiancia Solar Total (TSI, del inglés *Total Solar Irradiance*), que aún no está completamente comprendida.

Una forma de evaluar la contribución de las pequeñas estructuras a la TSI es mediante el análisis de la Variación del Centro al Limbo (CLV, del inglés *Center-to-Limb-Variation*) de sus propiedades (contraste de intensidad, tamaño, etc). En el trabajo de Bonet et al. (2012) se realizó un estudio de la CLV de la fracción de superficie cubierta (FCS, *fraction of covered surface*) de BPs en regiones de Sol en calma a partir de imágenes en *G-band*. La CLV obtenida muestra una tendencia decreciente de la FCS desde el centro al limbo solar.

En los últimos años se ha avanzado mucho en el conocimiento de los BPs en el centro del disco, pero no se conoce tanto sobre las estructuras próximas a los polos solares, por su dificultad para observarlas debido a efectos de proyección. La misión Solar Orbiter, que será lanzada en 2018, permitirá observar hasta 30° fuera de la eclíptica, permitiendo analizar las estructuras próximas a los polos. Sin embargo, un estudio preliminar es posible teniendo en cuenta que en los meses de marzo y septiembre, el eje de rotación del Sol se encuentra inclinado aproximadamente 7.25° con respecto al plano de la eclíptica, de modo que es posible observar la zona próxima al polo sur y norte solar, respectivamente, desde la vista terrestre. En este trabajo se ha analizado la CLV de la FCS de BPs en marzo y septiembre desde 2007 a 2015 en el meridiano central y en el ecuador solar.

2. Datos

Se han utilizado imágenes en *G-band* tomadas por el instrumento *Solar Optical Telescope* (SOT) a bordo de *Hinode* (Kosugi et al., 2007). Se han elegido los datos existentes correspondientes a distintas posiciones del disco, barriendo el meridiano central y el ecuador solar en los meses de marzo y septiembre desde el año 2007 al 2015. A estas imágenes se les han aplicado las correcciones estándares de *flat-field*, de corriente de oscuridad y de rayos cósmicos. También han sido corregidas del efecto de “oscurecimiento al limbo” y en las imágenes próximas al limbo se ha eliminado el fondo de cielo.

3. Observación y selección de estructuras

La inspección visual de las imágenes muestra que en el centro del disco los BPs se observan brillantes y con forma circular, encontrándose de forma aislada o formando cadenas de estructuras. Sin embargo, hacia el limbo estas estructuras se observan cada vez más elongadas en la dirección paralela al mismo y con mayor dificultad, sin poder discriminar las estructuras aisladas a las que corresponden, es decir, como fáculas.

Para este trabajo, la selección de estructuras se ha realizado definiendo un valor umbral proporcional a la intensidad media de cada una de las imágenes en un factor 1.3, elegido examinando visualmente las estructuras seleccionadas. De esta forma, se considera perteneciente a un BP todo pixel cuya intensidad I satisfaga $I > f \bar{I}$, donde $f = 1.3$, e $\bar{I} = \text{Media}\{I_i\}$, $i = 1, \dots, N_p$, siendo N_p el número total de píxeles que componen el disco solar en la imagen. Esta selección presenta la ventaja de dar una buena estimación mediante un procedimiento

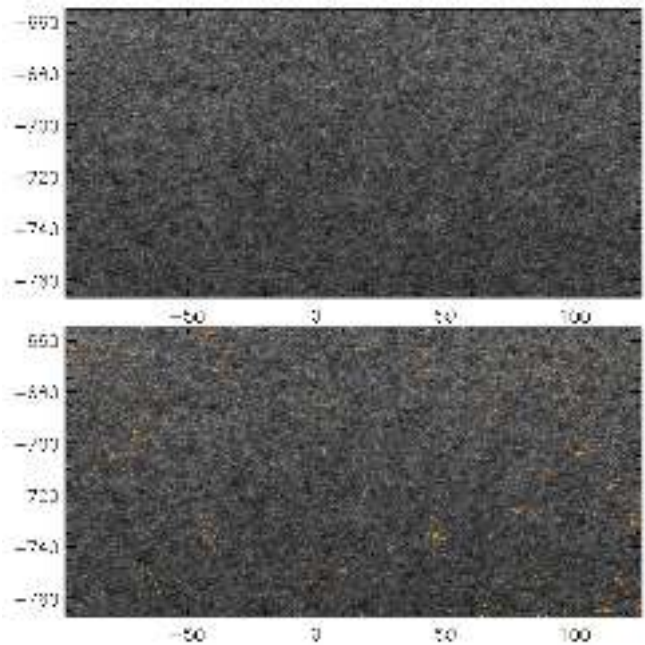


Figura 1: Imagen en *G-band* correspondiente a $\theta \approx 48^\circ$ hacia el sur en el meridiano central solar (panel superior) y la misma junto con los píxeles seleccionados realzados en color (panel inferior). Los ejes se presentan en unidades de segundo de arco, siendo (0,0) el centro del disco.

rápido, pero tiene el inconveniente de que solo se seleccionan los píxeles con cierta intensidad sin discriminar la procedencia de las estructuras a las que pertenecen, de modo que BPs (o partes de ellos) de menor intensidad no se consideran, mientras que sí se incluyen otras estructuras (o partes de ellas), como gránulos (ver Fig. 1). La definición de un umbral de intensidad es utilizada en otros trabajos para la selección de fáculas (e.g. Blanco Rodríguez et al., 2007; Domingo et al., 2005), considerando además la señal magnética de los magnetogramas correspondientes. Sin embargo, tal y como se expuso en la Sección 1., la selección de estructuras magnéticas con escalas espaciales menores, i.e. BPs, no pueden llevarse a cabo a partir de magnetogramas, ya que debido a las cortas escalas temporales de evolución de estas estructuras y los pequeños tamaños involucrados, los magnetogramas actuales carecen de la sensibilidad necesaria para su detección.

4. Variación del centro al limbo de la fracción de superficie cubierta

Para cada imagen se ha determinado la FCS como el número de píxeles seleccionados en relación al número total de píxeles de la misma. Los valores de la FCS se han representado frente al ángulo heliocéntrico θ de la posición central de los datos, considerando con valores negativos los ángulos heliocéntricos del hemisferio sur y la mitad este del Sol. Se han agrupado los resultados de los datos pertenecientes al periodo 2007-2011 por un lado, y los de 2012-2015 por otro, correspondiendo aproximadamente a épocas de mínimo y máximo de activi-

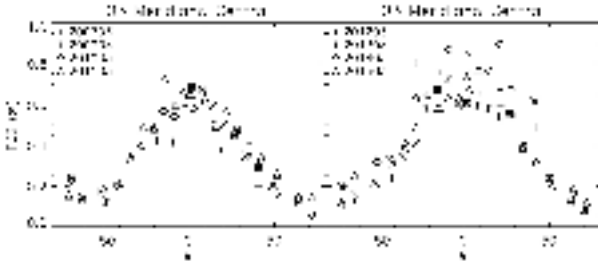


Figura 2: CLV de la FCS en el meridiano central para los meses de marzo entre los años 2007 y 2011 (panel izquierdo) y entre los años 2012 y 2015 (panel derecho).

dad solar, respectivamente. Además, se presentan por separado los resultados de los datos correspondientes a distintas latitudes en el meridiano central y a distintas longitudes en el ecuador solar.

4.1. Meridiano central

En las Figs. 2 y 3 se muestran los resultados de la FCS de las estructuras seleccionadas a lo largo del meridiano central para los meses de marzo y septiembre, respectivamente. En el panel izquierdo de ambas figuras se muestran los valores obtenidos para el periodo 2007-2011 y en el derecho, para el periodo 2012-2015. En ambos periodos, y tanto para la figura de marzo como para la de septiembre, si bien algunos resultados se alejan del conjunto de puntos, se puede apreciar un comportamiento general con valores máximos correspondientes al centro del disco, que descienden a medida que crece el valor absoluto θ , es decir, hacia posiciones más alejadas del centro. Sin embargo, en el panel izquierdo de ambas figuras, correspondiente al periodo de menor actividad, se observa que la FCS presenta un mínimo en torno a $\theta \approx -60^\circ$ y a $\theta \approx 60^\circ$, respectivamente para los datos de marzo y septiembre, y vuelve a aumentar nuevamente para posiciones más cercanas al limbo (hacia $|\theta|$ mayores). Este comportamiento se da solo para los datos correspondientes a las zonas próximas al polo sur (Fig. 2) y norte (Fig. 3) solar, que son observables desde la posición terrestre en los meses de marzo y septiembre, respectivamente. En el panel derecho de sendas figuras se observa que, para el siguiente periodo, de mayor actividad, nuevamente los valores mayores corresponden al centro del disco y los menores hacia los limbos. Sin embargo, no se aprecia un incremento a altas latitudes y además, se observa mayor dispersión que en los resultados correspondientes al periodo de menor actividad.

4.2. Ecuador

Para confirmar que el incremento de la FCS de pequeñas estructuras hallado en $|\theta| \gtrsim 60^\circ$ no es un simple efecto de perspectiva por su proximidad al limbo, se ha realizado un estudio similar para datos correspondientes al ecuador solar. En la Fig. 4 se muestra el comportamiento de la CLV de la FCS para los datos del ecuador conjuntamente en los meses de marzo y septiembre para el periodo 2007-2011 (panel izquierdo) y para el perio-

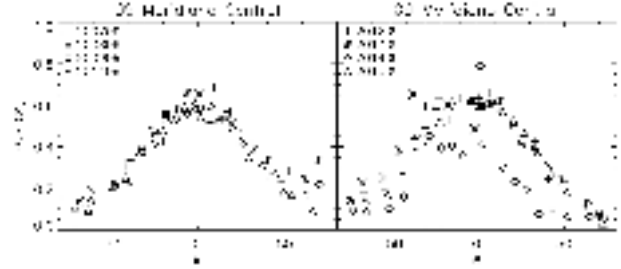


Figura 3: Igual que la Fig. 2, para los datos del meridiano central en los meses de septiembre.

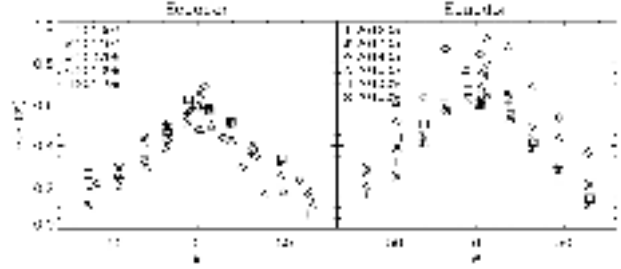


Figura 4: Igual que la Fig. 2, para los datos correspondientes al ecuador solar en los meses de marzo y septiembre.

do 2012-2015 (panel derecho). Tanto en los resultados correspondientes a los meses de marzo como a los de septiembre en ambos periodos de actividad, se observa el mismo comportamiento que en los resultados del meridiano central, en cuanto a que son mayores los valores en el centro del disco y menores hacia el limbo. Sin embargo, no se observa el incremento presente en los resultados del meridiano central alrededor de $|\theta| \gtrsim 60^\circ$.

5. Conclusiones

En este trabajo se ha analizado la CLV de la FCS de pequeñas estructuras en el meridiano central y el ecuador solar. La distribución general de dicha CLV muestra valores entre $\approx 0.5\%$ y $\approx 0.8\%$ en el centro del disco, que descienden hasta valores en torno a $\approx 0.2\%$ o inferiores hacia el limbo. Sin embargo, cuando las regiones próximas a cada uno de los polos están expuestas hacia la Tierra en periodos de baja actividad, la CLV a lo largo del meridiano central muestra un mínimo en torno a $|\theta| \approx 60^\circ$ y un aumento hacia latitudes mayores. Este comportamiento no se observa para periodos de alta actividad ni en la CLV a lo largo del ecuador, lo cual sugiere un aumento de estructuras en las regiones polares con respecto al resto del disco en los periodos de baja actividad.

El uso comparativo de diferentes algoritmos de selección de estructuras, así como observaciones espaciales directas de los polos permitirán afianzar estos resultados y dar una estimación adecuada de la incertidumbre asociada.

Agradecimientos: IC es miembro de la Carrera del Investigador

Científico de CONICET y agradece los fondos del proyecto UTN PID UTI4035TC. Este trabajo ha sido parcialmente financiado por el Ministerio de Economía y Competitividad de España, a través de los proyectos ESP2014-56169-C6-4-R y ESP2013-47349-C6-5-R, incluyendo un porcentaje de fondos FEDER europeos. Se agradece al consorcio Hinode/SOT por los datos proporcionados.

Referencias

- Berger T. E., Title A. M., 2001, ApJ, 553, 449
Blanco Rodríguez J., et al., 2007, A&A, 474, 251
Bonet J. A., Cabello I., Sánchez Almeida J., 2012, A&A, 539, A6
Domingo V., et al., 2005, Advances in Space Research, 35, 345
Kosugi T., et al., 2007, Sol. Phys., 243, 3
Spruit H. C., 1976, Sol. Phys., 50, 269



Determinación espectroscópica de enrojecimientos y edades de cúmulos abiertos de pequeño diámetro angular

M.A. Oddone¹, J.J. Clariá^{1,2} & A.V. Ahumada^{1,2}

¹ Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

² Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

Contacto / monica.oddone@gmail.com

Resumen / Continuando con nuestro proyecto sistemático de observaciones espectroscópicas integradas de cúmulos abiertos (CAs) galácticos de pequeño diámetro angular, presentamos resultados preliminares (básicamente enrojecimientos y edades) obtenidos para cuatro CAs ubicados en el tercer y cuarto cuadrantes galácticos (ESO 260-SC06, Ruprecht 75, Sher 1 y NGC 3590). Los espectros fueron obtenidos con el telescopio “Jorge Saha-de” de 2.15 m en el Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO, Argentina). Juntamente con otros espectros previamente obtenidos en el mismo lugar con el mismo instrumento y aplicando la misma técnica, serán utilizados para mejorar las bases de espectros *templates* de metalicidad típicamente solar actualmente disponibles. Los presentes resultados sugieren que ESO 260-SC06, con una edad de 2500 ± 1000 millones de años, es probablemente mucho más viejo de lo que se pensaba. Por su parte, la espectroscopía integrada aplicada a Ruprecht 75, Sher 1 y NGC 3590 conduce a edades consistentes con las derivadas a partir de estudios fotométricos en el óptico e infrarrojo cercano, aunque sugiere enrojecimientos ligeramente menores.

Abstract / As part of a systematic project of integrated spectroscopic observations of small angular size Galactic open clusters (OCs), we present preliminary results (basically reddenings and ages) obtained for four OCs located in the third and fourth Galactic quadrants (ESO 260-SC06, Ruprecht 75, Sher 1 and NGC 3590). The spectra were obtained at Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO, Argentina) using the “Jorge Saha-de” 2.15 m telescope. Together with other spectra previously obtained at CASLEO using the same instrument and applying the same technique, the present spectra will be used to improve the current available spectral *template* libraries of typically solar metallicity. The present results suggest that ESO 260-SC06, aged about (2.5 ± 1.0) Gyr, is probably much older than previously believed. On the other hand, integrated spectroscopy applied to Ruprecht 75, Sher 1 and NGC 3590 leads to cluster ages consistent with those derived from optical and near-infrared photometric studies, but it yields slightly smaller reddening values.

Keywords / technique: spectroscopic — galaxies: individual: Milky Way — galaxies: open clusters

1. Introducción

Es bien conocida la importancia que tienen los cúmulos abiertos (CAs) para delinear la evolución química y dinámica del disco Galáctico. Esto se debe, entre otras cosas, a que sus parámetros fundamentales pueden determinarse con mayor facilidad y precisión que en estrellas individuales. Entre las distintas técnicas conocidas para la determinación de edad, enrojecimiento y en ciertos casos también la metalicidad de estos sistemas, la espectroscopía integrada ha demostrado ser una herramienta de indudable valor, particularmente para CAs de pequeño diámetro angular. En efecto, a partir de esta técnica es posible obtener información independiente de la que proveen los diagramas color-magnitud (para más detalles ver Ahumada et al., 2007, en adelante A07). Usando espectros integrados derivamos en este trabajo excesos de color $E(B - V)$ y edades para cuatro CAs de pequeño diámetro angular de la Vía Láctea. Los espectros obtenidos serán próximamente usados para mejorar la resolución temporal de la base de espectros *templates* de metalicidad solar actualmente existente.

2. Observaciones

Las observaciones fueron realizadas con el telescopio “Jorge Saha-de” de 2.15 m del Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO; Argentina) durante la noche del 10 de mayo de 2013 y los días 2 y 3 de marzo de 2016. Usamos una cámara CCD TEK de 1024x1024 píxeles de 24μ de lado cada uno y el espectrógrafo REOSC en el modo de dispersión simple. Colocamos la ranura a lo largo de la dirección Este-Oeste y realizamos las observaciones barriendo el objeto en la dirección Norte-Sur, de manera de obtener un mejor muestreo de las estrellas de cada cúmulo. Utilizamos la red de 300 l/mm, cubriendo típicamente el rango espectral entre 3800 y 6800 Å. Los tiempos de exposición de cada cúmulo variaron entre 1.5 y 3 horas, dependiendo del brillo integrado de cada objeto. Las designaciones principales de los cúmulos estudiados se presentan en la Tabla 1, juntamente con las coordenadas galácticas (extraídas de Simbad), la clase morfológica de Trumpler (1930) reportada por Archinal & Hynes (2003), la fecha de observación y los valores de enrojecimiento y edad adoptados.

Tabla 1: Cúmulos abiertos Galácticos estudiados.

Cúmulo	l [°]	b [°]	Fecha de observación	Clase de Trumpler	Edad [10 ⁶ años]	$E(B - V)$
ESO 260-SC 06	266.69	-02.83	02-03/03/16	III 2	2500	0.50
Ruprecht 75	276.78	-04.48	10/05/13	II 1p	1000	0.16
Sher 1	289.63	-00.24	02/03/16	I 2p	5-10	0.66
NGC 3950	291.20	-00.18	02/03/16	I 2p	30	0.52

3. Análisis de los espectros

Las edades de los cúmulos fueron derivadas a partir del denominado “método de ajuste de *templates*”, el cual consiste en lograr el mejor ajuste posible entre un espectro integrado observado y un espectro *template* cuya edad y metalicidad se conocen bien de antemano (A07). Para ello, utilizamos los *templates* de Piatti et al. (2002), en adelante P02, y A07, juntamente con el software denominado FISA (Benítez-Llambay et al., 2012). Este software provee el flujo residual (F_r) calculado como $(F_{\text{cumulo}} - F_{\text{template}})/F_{\text{cumulo}}$. Cabe mencionar que en el presente trabajo estudiamos solamente la región central de los cúmulos seleccionados.

3.1. Discusión de los cúmulos individuales

ESO 260-SC06: Este grupo algo disperso de estrellas (Fig. 1) fue reconocido originalmente por Lauberts (1982). Kharchenko et al. (2012), en adelante K12, lo catalogaron como MWSC 1559, destacando que el mismo puede ser el remanente de un CA. ESO 260-SC06 no registra estudios previos en el óptico. Kharchenko et al. (2013), en adelante K13, reportaron parámetros astrofísicos para más de 2800 CAs, mayoritariamente confirmados como tales. A partir del ajuste de isócronas teóricas en los diagramas color-magnitud ($K_s, J - H$) y ($K_s, J - K_s$), K13 determinaron para ESO 260-SC06 una edad de ~ 126 millones de años y un exceso de color $E(B - V) = 0.73$. Los ajustes realizados por K13, sin embargo, son algo inciertos ya que no cubren buena parte de la aparente secuencia principal del cúmulo. Esto se debe a que la magnitud límite alcanzada en K_s es ~ 14.5 y aparentemente la secuencia principal se extiende por debajo de este límite. En la Fig. 2 comparamos el espectro observado de ESO 260-SC06, corregido primero por $E(B - V) = 0.60$ y luego por $E(B - V) = 0.45$, con los *templates* Ia (1000 millones de años) y Ib (3000-4000 millones de años) de la base de P02. En líneas generales, tanto el continuo como las líneas del espectro integrado exhiben las características típicas de los CAs viejos o de edad intermedia, por lo que parecería difícil que este cúmulo tenga la edad reportada por K13. La comparación del espectro integrado con los *templates* Ia y Ib muestra en general pequeños flujos residuales (Fig. 2). Más aún, si bien este flujo residual más allá de 4400 Å es aparentemente similar en las dos comparaciones, el mismo resulta claramente menor al realizar la comparación con el *template* Ib, dada la mejor coincidencia en las líneas H y K del CaII. Adoptamos entonces para ESO 260-SC06 una edad intermedia de 2500 ± 1000

millones de años, mucho mayor que la estimada por K13 y, al mismo tiempo, compatible con la posibilidad de que este objeto sea efectivamente el remanente de un CA desintegrado a lo largo del tiempo. Nótese que en cualquiera de las dos comparaciones (Fig. 2), el enrojecimiento espectroscópico resulta algo menor que el valor reportado por K13.

Ruprecht 75: También designado como BH 65 (van den Bergh & Hagen, 1975) o MWSC 1657 (K12), este objeto fue originalmente reconocido en la constelación de Vela por Ruprecht (1966). Los datos previos sobre este discreto grupo de estrellas (Fig. 1) son relativamente escasos. K13 reportan para Ruprecht 75 $E(B - V) = 0.25$ y una edad de 1230 millones de años. Por su parte, en base a un estudio fotométrico CCD en banda ancha, Ahumada (2005) derivó un valor medio de $E(B - V) = 0.24 + 0.18/-0.13$, lo que parecería sugerir la existencia de enrojecimiento diferencial en el campo de este objeto. En base a ajustes de isócronas, el mismo autor estimó la edad de Ruprecht 75 entre 1200 y 1600 millones de años, compatible con el valor reportado por K13. El espectro integrado de Ruprecht 75 (Fig. 2) tiene una razón señal-ruido (S/N) de apenas 23, claramente menor que la de ESO 260-SC06. No obstante ello, pueden apreciarse en el espectro de Ruprecht 75 algunas de las características típicas de los CAs de edad intermedia. La mejor comparación del espectro integrado la obtuvimos con el *template* Ia de P02, aunque con un enrojecimiento algo menor que el derivado por K13 (Fig 2).

Sher 1: Este es un pequeño grupo de estrellas muy compacto (Fig. 1) reconocido originalmente por Sher (1964) en Carina y catalogado muchos años después como MWSC 1881 por K12. A partir de fotometría fotoeléctrica de sólo 11 estrellas en la región de Sher 1, Moffat & Vogt (1975), en adelante MV75, estimaron tentativamente el enrojecimiento en $E(B - V) = 1.45$. Por su parte, en base a datos fotométricos en el infrarrojo cercano, K13 derivaron un enrojecimiento llamativamente similar y una edad de apenas 5 millones de años. La distribución del continuo y la presencia y profundidad de las líneas de Balmer en el espectro integrado (Fig. 2) indican que el mismo corresponde claramente a un cúmulo joven. La mejor comparación de este espectro la logramos con el *template* Yb1 (5-10 millones de años) de P02, corrigiendo antes por $E(B - V) = 0.66$ (Fig. 2), valor éste significativamente menor que el reportado por K13. Al igual que en casos anteriores, esto último podría deberse, al menos en parte, a que el espectro de Sher 1 incluye el aporte de



Figura 1: Imágenes DSS (Digitized Sky Survey) de los cúmulos observados. Campos de $7' \times 7'$. Norte hacia arriba y Este hacia la izquierda. Las líneas rojas indican las áreas barridas durante las observaciones.

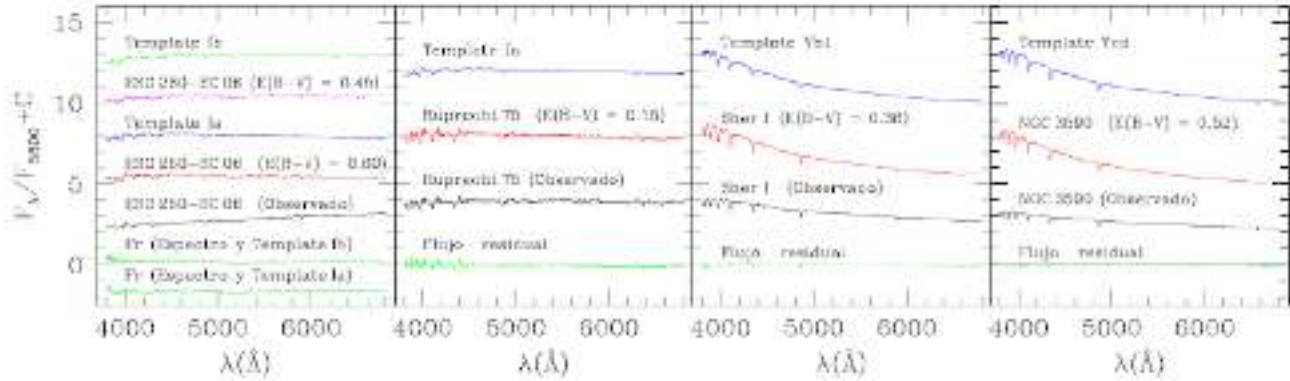


Figura 2: De izquierda a derecha. Primer panel: espectro observado de ESO 260-SC06 (negro), espectro corregido por dos enrojecimientos diferentes (rojo y magenta) y *templates* Ia (azul) y Ib (verde) de P02. Segundo panel: espectro observado de Ruprecht 75 (negro), espectro corregido (rojo) y *template* Ia de P02 (azul). Tercer panel: espectro observado de Sher 1 (negro), espectro corregido (rojo) y *template* Yb1 de P02 (azul). Cuarto panel: espectro observado de NGC 3590 (negro), espectro corregido (rojo) y *template* Ycd de A07 (azul). En la parte inferior de cada panel mostramos los respectivos flujos residuales F_r .

no miembros del cúmulo proyectados en la dirección del mismo. En cualquier caso, la espectroscopía integrada confirma la juventud de Sher 1 previamente reportada por K13.

NGC 3590: Este cúmulo comparativamente brillante de Carina (Fig. 1), conocido como BH 144 (van den Bergh & Hagen, 1975) o MWSC 1920 (K12), tiene una apariencia bastante parecida a la de Sher 1, de allí su similar tipo morfológico (Tabla 1). De acuerdo a un estudio realizado por Piatti et al. (2010), NGC 3590 podría formar parte de un sistema binario juntamente con Hogg 12. En base a mediciones fotoeléctricas UBV de una veintena de estrellas, MV75 derivaron un exceso de color medio $E(B - V) = 0.51$, estimando en b0.5 el tipo espectral más temprano sobre la secuencia principal. Por otra parte, Clariá (1976) y Molina-Lera et al. (2016) derivaron para NGC 3590 edades compatibles con el tipo b0.5 reportado por MV75. El espectro integrado de NGC 3590, corregido por $E(B - V) = 0.52$, muestra una notable similitud con el *template* Ycd (30 millones de años) de la base de A07 (Fig. 2). Algunas características espectrales, tales como la distribución del continuo, el salto de Balmer, y la presencia y profundidad de las líneas, son prácticamente idénticas en ambos espectros. Esto explica por qué el flujo residual es prácticamente nulo en toda la región observada (Fig. 2). En un estudio mucho más

reciente basado en datos del infrarrojo cercano, K13 reportan para NGC 3590 una edad de 25 millones de años y un enrojecimiento medio $E(B - V) = 0.42$, en buen acuerdo con los resultados obtenidos en el óptico. En conclusión, el espectro integrado de NGC 3590 conduce a resultados absolutamente consistentes con los determinados previamente tanto en el óptico como en el infrarrojo cercano.

Referencias

- Ahumada A. V., Clariá J. J., Bica E., 2007, A&A, 473, 437
- Ahumada J. A., 2005, Astronomische Nachrichten, 326, 3
- Archinal B. A., Hynes S. J., 2003, Star Clusters, Willman-Bell, Inc.
- Benítez-Llambay A., et al., 2012, PASP, 124, 173
- Clariá J. J., 1976, AJ, 81, 155
- Kharchenko N. V., et al., 2012, A&A, 543, A156
- Kharchenko N. V., et al., 2013, A&A, 558, A53
- Lauberts A., 1982, ESO/Uppsala survey of the ESO(B) atlas
- Moffat A. F. J., Vogt N., 1975, A&AS, 20, 125
- Molina-Lera J. A., et al., 2016, A&A, 592, A149
- Piatti A. E., et al., 2002, MNRAS, 335, 233
- Piatti A. E., et al., 2010, PASP, 122, 516
- Ruprecht J., 1966, Bull. Astron. Inst. Czechoslovakia, 17, 33
- Sher D., 1964, The Observatory, 84, 263
- Trumpler R. J., 1930, Lick Observatory Bulletin, 14, 154
- van den Bergh S., Hagen G. L., 1975, AJ, 80, 11



Población de estrellas Be en cúmulos abiertos galácticos

Y. J. Aidelman^{1,2}, L. S. Cidale^{1,2} & J. A. Panei^{1,2}

¹ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

² Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

Contacto / aidelman@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Estudiamos las estrellas Be en cúmulos abiertos con el objetivo de buscar relaciones entre las propiedades intrínsecas de estos objetos y las características de sus envolturas circunestelares, para así poder aportar datos concretos que ayuden a comprender mejor este fenómeno. Empleando el sistema espectrofotométrico BCD determinamos los parámetros fundamentales de estas estrellas y realizamos un análisis de sus espectros. Detectamos la presencia de estrellas tipo B tardío con envolturas circunestelares pero que no muestran la línea H α en emisión. Podríamos proponer que estas estrellas son la contraparte fría de las estrellas Be.

Abstract / We study the population of Be stars in open clusters with the objective of finding relationships between the intrinsic properties of Be stars and the characteristics of their circumstellar envelopes. In this way, we can provide data for a better understanding of this phenomenon. With the spectrophotometric BCD system we determine fundamental parameters of these stars and analyze their spectra. We detect late B-type stars with circumstellar envelopes, but without H α emission. These stars can be considered as the coldest counterpart of the Be stars.

Keywords / stars: fundamental parameters — stars: emission-line, Be

1. Introducción

Una estrella de tipo espectral B se clasifica como Be si exhibe (o ha exhibido alguna vez) una o más líneas de Balmer en emisión (en particular H α) y no pertenece a la clase de las supergigantes (Jaschek et al., 1981; Collins, 1987). Otra característica espectral importante es que presentan líneas fotosféricas ensanchadas por efecto de la alta rotación estelar.

Con respecto a las características del espectro continuo, las estrellas Be muestran alrededor de la discontinuidad de Balmer una distribución de energía similar a la de una estrella B normal. Sin embargo, algunas de ellas pueden mostrar dos discontinuidades de Balmer. La primera discontinuidad corresponde a la de una estrella B normal mientras que la segunda aparece en longitudes de onda más cortas que la primera, lo que significa que se forma en un medio que tiene una presión menor que la de la fotosfera de la estrella (Barbier & Chalonge, 1939; Divan, 1979).

Del análisis de las observaciones espectrofotométricas de las estrellas Be en diferentes longitudes de onda, combinadas con datos interferométricos y polarimétricos (Gies et al., 2007; Meilland et al., 2007, entre otros), se infiere la existencia de un disco ecuatorial gaseoso en rotación Kepleriana, donde los efectos de rotación jugarían un papel preponderante (Ej: Struve, 1931; Huang, 1972; Quirrenbach et al., 1994; Hirata, 1995).

A pesar de esta evidencia, aún no hay consenso sobre el o los mecanismos de formación de estas estructuras circunestelares. Hay que tener en cuenta que cualquiera sea el mecanismo propuesto, este debe ser capaz de formar una región densa hacia el plano ecuatorial, que pueda explicar la variabilidad observada y contemplar

la inyección de momento angular al medio.

El postulado de que las estrellas Be rotan a velocidades cercanas a la crítica, actualmente sigue siendo uno de los pilares fundamentales para justificar una geometría tipo disco o anillo ecuatorial en rotación Kepleriana alrededor del objeto central.

Por lo tanto, la comprensión física del fenómeno Be depende de cuán cerca esté la velocidad de rotación de las estrellas de la velocidad de rotación crítica*, v_{crit} . Si la velocidad de rotación es muy cercana a la crítica, existen muchos procesos débiles que podrían entregar material al disco circunestelar (como por ejemplo la eyección de masa impulsada por radiación y/o por pulsaciones no radiales). Pero si no es así, el incremento de la cantidad de energía y la adición de momento angular que serían necesarios para hacer girar el material en un disco Kepleriano es lo suficientemente grande para restringir en gran medida el número y tipo de fuentes potenciales (Owocki, 2005). Así, es fundamental poder determinar con exactitud cuán rápido rotan las estrellas Be.

Estas problemáticas nos motivaron a estudiar las estrellas Be con el objetivo de realizar un aporte concreto al entendimiento del proceso de formación y evolución de sus discos circunestelares. La estrategia de trabajo se basa en el estudio de las poblaciones B y Be de cúmulos abiertos (Collinder 223, Hogg 16, NGC 2645, NGC 3114, NGC 3766, NGC 4755, NGC 6025, NGC 6087, NGC 6250, NGC 6383 y NGC 6530) con edades entre 4×10^6 años y 100×10^6 años realizado por Aidelman et al. (2012, 2015) y Aidelman et al. (2017, trabajo enviado a A&A). Aquí va-

*Velocidad a la cual tendría que rotar una estrella para que la fuerza centrífuga compense a la gravitatoria en el ecuador.

mos a analizar la distribución por tipo espectral y por rango de velocidad de rotación de las estrellas Be y B con alta rotación, dado que estas últimas presentan características similares a las Be pero no tienen H α en emisión.

2. Observaciones y metodología

Durante los años 2003 y 2013 observamos estrellas de tipo espectral B y Be pertenecientes a cúmulos abiertos. De todas ellas se obtuvieron espectros de baja resolución utilizando el espectrógrafo Boller & Chivens, con una red de 600 l/mm (# 80) centrada en 4000 Å y ranuras de 250 μ m y 350 μ m, adosado al telescopio J. Sahade 2.15 m del Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO), San Juan, Argentina. Antes del año 2011 se utilizó el detector PM 512 CCD y luego se utilizó el detector CCD TEK 1024. Los rangos espectrales cubiertos fueron 3500 – 4700 Å y 3500 – 5000 Å, respectivamente. La resolución espectral efectiva obtenida para cada ranura fue de 4.53 Å y 2.93 Å cada dos píxeles respectivamente ($R \sim 900$, $R \sim 1400$). Además se obtuvieron espectros de alta resolución de algunas estrellas Be con el espectrógrafo echelle REOSC de CASLEO, y la red de 400 l/mm (# 580), empleando una ranura de 250 μ m. El rango espectral cubierto fue 4225 – 6700 Å y la resolución espectral efectiva obtenida fue de 0.19 Å por píxel ($R \sim 12600$).

El procedimiento de reducción fue realizado con los paquetes del software IRAF^{**}. Las observaciones fueron corregidas por *overscan*, *trimming*, *bias* y *flat-field*, y calibradas en longitud de onda. Todos los espectros de baja resolución también fueron calibrados en flujo.

El análisis de los datos se realizó en tres etapas. Primero trabajamos con los espectros de baja resolución a partir de los cuales se determinaron los parámetros fundamentales estelares: tipo espectral, T_{eff} , $\log g$, M_V y M_{bol} utilizando las calibraciones brindadas por el sistema espectrofotométrico BCD (Barbier & Chalonge, 1939; Chalonge, 1953) a partir de los valores medidos para la altura y la posición media de la discontinuidad de Balmer (ver más detalles en Aidelman et al., 2012, 2015). Además, para cada estrella, derivamos el exceso de color, $E(B-V)$, (a partir de la pendiente del continuo de Paschen) y el módulo de distancia^{***} (como se explica en Aidelman et al., 2012). Finalmente, con los valores de T_{eff} , $\log g$ y M_{bol} pudimos estimar la luminosidad, la masa y el radio para cada estrella. También, realizamos la identificación de aquellas estrellas que presentan una segunda discontinuidad de Balmer.

En una segunda etapa, nos dedicamos al estudio de los cúmulos abiertos y calculamos el módulo de distancia, el exceso de color y la edad para cada cúmulo (ver detalles en Aidelman et al., 2012, 2015). En total con-

tamos con una muestra de 190 estrellas de tipos espectrales entre B0 y A2.

Por último medimos la velocidad de rotación proyectada, $v \sin i$ ^{****}, en los espectros de alta resolución utilizando las líneas de HeI y MgII e inspeccionamos la apariencia del perfil de la línea H α . Para aquellas estrellas para las cuales no contamos con un espectro de alta resolución, adoptamos el valor de $v \sin i$ hallado en la literatura. De este modo contamos con una muestra de 61 estrellas con velocidad de rotación medida.

3. Resultados

Durante el proceso de búsqueda de estrellas con líneas en emisión, además de encontrar nuevas estrellas Be, detectamos otras estrellas B que presentan una doble discontinuidad de Balmer y/o alta rotación pero que no manifiestan el fenómeno Be. Para poder realizar un mejor análisis, separamos a las estrellas en tres grupos, las Be clásicas (40 estrellas), las “Bdd” (13 estrellas) y las “B ω ” (14 estrellas). El grupo de las “Bdd” está conformado por estrellas que presentan una doble discontinuidad de Balmer y no han sido reportadas como Be. El grupo de las “B ω ” incluye a las estrellas B que no presentan una segunda discontinuidad de Balmer ni fueron reportadas como Be pero rotan a velocidades tales que $v \sin i / v_{\text{crit}} = \omega \geq 0.4$. Al conjunto de estos tres grupos lo denominaremos estrellas B activas.

Analizamos la distribución de estrellas B activas por tipo espectral (ver Fig. 1a). Allí se observa que las estrellas B activas, con tipos espectrales B0-B9, manifiestan en su mayoría el fenómeno Be, con una mayor concentración de estos objetos en los tipos espectrales tempranos, B2-B3. Hacia las estrellas de tipos espectrales más tardíos que B5, comienza a aumentar el número de estrellas Bdd, con un máximo aparente en los tipos espectrales B6-B8. Por otra parte, las estrellas B ω parecen tener un máximo en los tipos espectrales B4-B6. Debido a que nuestra muestra es incompleta, habría que obtener más datos para poder comprobar esta tendencia.

Luego analizamos la distribución de las estrellas B activas con respecto a $v \sin i$ y ω (ver Figs. 1b y c). Se puede observar que la mayoría rota con velocidades entre 200 km/s y 280 km/s, es decir 100 km/s más rápido que lo estimado para las estrellas B normales de campo (Abt et al., 2002), y presentan un máximo en $\omega \sim 0.5$. Las estrellas Be presentan un comportamiento bimodal (verificado con el test *Gaussian mixture modeling*, GMM, Muratov & Gnedin, 2010) con un máximo en $v \sin i \sim 260$ km/s y un segundo máximo en $v \sin i \sim 135$ km/s. Sin embargo, en la distribución de ω se observa un máximo importante en $\omega \sim 0.5$.

4. Discusión y conclusiones

Encontramos que las estrellas Be tienen una frecuencia mayor en los tipos espectrales B2-B3, las B ω tienen su máximo en los tipos espectrales intermedios (B4-B6), y

^{**}IRAF es distribuido por el *National Optical Astronomy Observatory* (NOAO), el cual es operado por la *Association of Universities for Research in Astronomy* (AURA), Inc., en virtud del acuerdo de cooperación con la *National Science Foundation* (NSF).

^{***}Las magnitudes aparentes visuales fueron tomadas de SIMBAD.

^{****}Donde i es la inclinación del eje de rotación con respecto a la dirección de la visual.

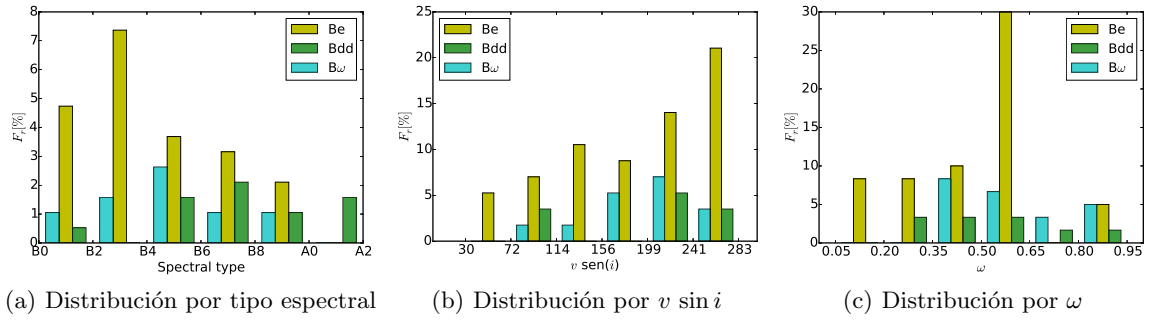


Figura 1: Distribuciones de las estrellas B activas. F_r es el porcentaje de estrellas por intervalo respecto a la cantidad total de estrellas.

las estrellas Bdd hacia los tipos espectrales más tardíos (B6-B8).

Encontramos un comportamiento bimodal en la distribución de $v \sin i$ de las estrellas Be, con máximos en ~ 260 km/s y 135 km/s. La posición del máximo principal está en excelente acuerdo con el resultado encontrado por Yudin (2001).

Por otro lado, el máximo hallado en la distribución de ω en ~ 0.5 concuerda con el reportado por Yudin (2001) y Cranmer (2005). El hecho de que las estrellas B activas contribuyen a aumentar este máximo apoyaría la idea de que las estrellas que se forman en regiones de alta densidad estelar carecen de rotadores lentos, que dominan en las regiones de baja densidad y de campo jóvenes (Wolff et al., 2007; Daffon et al., 2007).

Sin bien nuestras mediciones de $v \sin i$ no fueron corregidas por los efectos de oscurecimiento gravitatorio ni por efectos debidos a movimientos macroturbulentos o binaridad, resultados similares fueron hallados por Cranmer (2005) y Frémat et al. (2005). Además Zorec et al. (2016) encuentra que, al tener en cuenta dichos efectos, el máximo hallado en $\omega \sim 0.5$ se desplaza hacia valores de $\omega \sim 0.68$, razón por la cual la mayoría de las estrellas Be seguirían siendo rotadores subcríticos.

Otro resultado llamativo, es la presencia de numerosas estrellas tipo Bdd, cuyas envolturas se hacen evidentes a través de la presencia del segundo salto de Balmer. En su mayoría, encontramos que las Bdd son más frías que las Be pertenecientes al mismo cúmulo. Por lo que podríamos pensar que las Bdd son la contraparte fría de las estrellas Be (una idea similar fue propuesta para las estrellas Bn por Zorec et al., 2003). Estas estrellas estarían comenzando a llenar sus discos y en algún momento desarrollarían el fenómeno Be, o tal vez, nunca llegarían a desarrollarlo debido a que no tienen suficientes fotones UV capaces de ionizar la envoltura.

Dado que algunas estrellas Be son variables, y presentan cambios de fase de Be a B normal y viceversa (Ej: 88 Her y 59 Cyg Divan & Zorec, 1982a,b), podríamos pensar que las estrellas Bdd y B ω son estrellas Be (o posibles candidatas) que han cambiado su fase. Para confirmar esta hipótesis es necesario obtener más datos.

Agradecimientos: Este trabajo se enmarca en los subsidios de CONICET (PIP 0177) y de la Universidad Nacional de La Plata (Programa de Incentivos G11/137 y “Jóvenes Investigadores” 2016),

Argentina.

Referencias

- Abt H. A., Levato H., Grosso M., 2002, ApJ, 573, 359
 Aidelman Y., et al., 2012, A&A, 544, A64
 Aidelman Y., et al., 2015, A&A, 577, A45
 Aidelman Y. J., et al., 2017, A&A
 Barbier D., Chalonge D., 1939, ApJ, 90, 627
 Chalonge D., 1953, C.N.R.S, 15, 201
 Collins II G. W., 1987, in Slettebak A., Snow T. P., eds., IAU Colloq. 92: Physics of Be Stars. pp 3–19
 Cranmer S. R., 2005, ApJ, 634, 585
 Daffon S., et al., 2007, AJ, 134, 1570
 Divan L., Zorec J., 1982a, in Jaschek M., Groth H.-G., eds., IAU Symposium Vol. 98, Be Stars. pp 61–63
 Divan L., Zorec J., 1982b, in Rolfe E., Heck A., eds., ESA Special Publication Vol. 176, Third European IUE Conference.
 Divan L., 1979, in M. F. McCarthy, A. G. D. Philip, & G. V. Coyne ed., Ricerche Astronomiche Vol. 9, IAU Colloq. 47: Spectral Classification of the Future. pp 247–256
 Frémat Y., et al., 2005, A&A, 440, 305
 Gies D. R., et al., 2007, ApJ, 654, 527
 Hirata R., 1995, PASJ, 47, 195
 Huang S.-S., 1972, ApJ, 171, 549
 Jaschek M., Slettebak A., Jaschek C., 1981, Be star terminology., Be Star Newsletter
 Meilland A., et al., 2007, A&A, 464, 59
 Muratov A. L., Gnedin O. Y., 2010, ApJ, 718, 1266
 Owocki S., 2005, in Ignace R., Gayley K. G., eds., Astronomical Society of the Pacific Conference Series Vol. 337, The Nature and Evolution of Disks Around Hot Stars. p. 101
 Quirrenbach A., et al., 1994, A&A, 283, L13
 Struve O., 1931, ApJ, 73, 94
 Wolff S. C., et al., 2007, AJ, 133, 1092
 Yudin R. V., 2001, A&A, 368, 912
 Zorec J., et al., 2003, Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina, 46, 30
 Zorec J., et al., 2016, A&A, 595, A132



Large and Small Magellanic Clouds age-metallicity relationships

G.I Perren^{1,2}, A.E. Piatti^{1,3} & R.A. Vázquez^{1,2}

¹ Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

² Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

³ Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

Contact / gabrielperren@gmail.com

Resumen / Presentamos una nueva determinación de la relación edad-metalicidad para ambas Nubes de Magallanes, estimadas mediante el análisis homogéneo de 239 cúmulos estelares observados. Todos los cúmulos en nuestra muestra fueron observados con los filtros CT_1 del sistema fotométrico Washington. El paquete de Análisis Automatizado de Cúmulos Estelares (ASteCA) fue empleado para obtener los parámetros fundamentales de los cúmulos, en particular sus edades y metalicidades, a través de un proceso no asistido. Encontramos que nuestras relaciones edad-metalicidad (AMRs) no pueden ser ajustadas completamente por ninguna de las estimaciones presentadas en doce trabajos previos, y son mejor explicadas por una combinación de varias de ellas en diferentes intervalos de edad.

Abstract / We present a new determination of the age-metallicity relation for both Magellanic Clouds, estimated through the homogeneous analysis of 239 observed star clusters. All clusters in our set were observed with the CT_1 filters of the Washington photometric system. The Automated Stellar cluster Analysis package (ASteCA) was employed to derive the cluster's fundamental parameters, in particular their ages and metallicities, through an unassisted process. We find that our age-metallicity relations (AMRs) can not be fully matched to any of the estimations found in twelve previous works, and are better explained by a combination of several of them in different age intervals.

Keywords / Magellanic Clouds — methods: statistical — techniques: photometric — galaxies: star clusters: general — galaxies: formation

1. Introduction

The Large and Small Magellanic Clouds (L/SMC) are two of the closest galaxies to the Milky Way, located at ~ 18.5 mag (~ 50 kpc) and ~ 18.9 mag (~ 60 kpc) respectively. This proximity makes them an invaluable asset to study galactic structure and evolution. The age-metallicity relation (AMR) of a galaxy is an important tool to better understand its formation, and chemical enrichment history. Usually, a galaxy's AMR is obtained by averaging metallicity values in manually selected age bins. We develop a new method, based primarily on Gaussian kernel density estimates (KDEs, Rosenblatt, 1956; Parzen, 1962), to remove otherwise necessarily arbitrary decisions on the binning performed.

The entire set of clusters was observed through the CT_1 filters of the Washington photometric system. Its fundamental parameters (metallicity, age, distance, reddening, binary fraction, and total initial mass) are simultaneously obtained, to prevent introducing biases via their known correlations. We employed the ASteCA package (Perren et al., 2015), which allows a homogeneous and statistically valid parameter estimation. Fig. 1 shows the spatial distribution of the 150 LMC and 89 SMC clusters, along with 3740 clusters taken

from the Bica et al. (2008) database for reference.

2. Fundamental parameters

The clusters' fundamental parameters are obtained automatically by the code, starting from center coordinates and a radius value assigned to the cluster region. Over 70% of the sample had these values calculated by ASteCA via a star density analysis. The remaining clusters were either too contaminated or contained very little members for the star density analysis to produce reasonable results. In these cases, the values were set manually. A decontamination algorithm is applied to assign membership probabilities to stars within the cluster region. This aims at preventing field stars located at the foreground/background of the cluster from disrupting the fundamental parameters finding process.

Instead of having to fit a theoretical isochrone by eye, ASteCA handles the obtention of a clusters' fundamental parameters via a minimum likelihood analysis of a large set of synthetic clusters. These are generated from a set of theoretical isochrones (PARSEC Bressan et al., 2012), and a selected IMF (Chabrier, 2001). The match between the observed cluster and a large set of synthetic clusters is assessed applying the Poisson likelihood rate developed by Dolphin (2002). A bootstrap process assigns errors to each derived

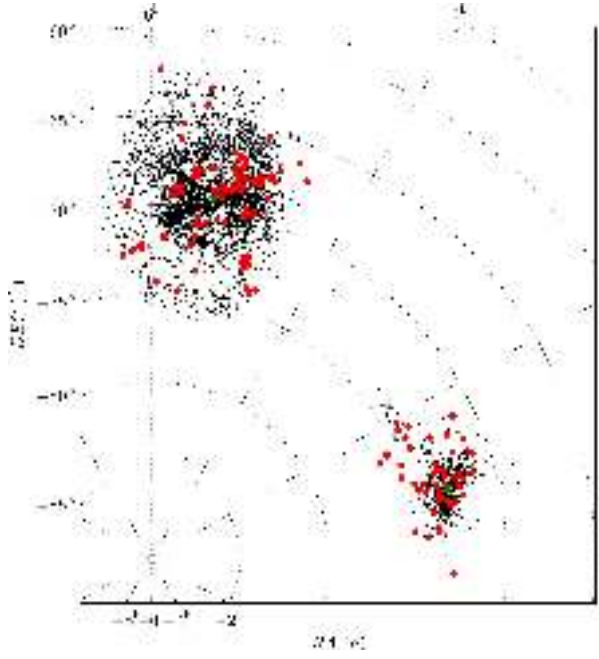


Figure 1: Our database of 239 observed clusters (large red circles) plotted over the 3740 clusters in the Bica et al. (2008) database (small black circles). The centers of the clouds are marked with a green triangle.

parameter in a statistically valid way.

In Fig. 2 we show the obtained age and metallicity values given by **ASteCA**, for the entire cluster sample. A two-dimensional Gaussian KDE is plotted, to better visualize the distribution of these parameters. The SMC values are shown to be much more dispersed in both age and metallicity. Age values estimated for LMC clusters are mainly concentrated around $\log(\text{age}/\text{yr}) \approx 9.1$ dex, while SMC ages show $\log(\text{age}/\text{yr})$ overdensities between 8 and 9 dex. The known LMC age gap between 3-10 Gyrs (Balbinot et al., 2010) is visible as a marked drop in density around $\log(\text{age}/\text{yr}) \approx 9.5$ dex.

3. Age-metallicity relationships

We develop a method to derive the AMRs of both Clouds, based on an error weighted two-dimensional Gaussian KDE. It has the advantage of naturally incorporating the uncertainties in ages and metallicities, while simultaneously bypassing the arbitrary decision of bin widths (necessary in the standard method where metallicities are averaged in age bins).

The top plot of Fig. 3 shows the AMRs generated for both galaxies, as red and blue continuous lines. Stars show the position of all clusters in our sample, with sizes scaled according to their radii. Shaded regions represent the 1σ standard deviations, spanning $[\text{Fe}/\text{H}]$ widths of ~ 0.2 dex for the entire age range. Middle (LMC) and bottom (SMC) plots show our AMRs compared to literature relationships taken from twelve studies. These studies constitute a representative sample of the different methods and data used in the litera-

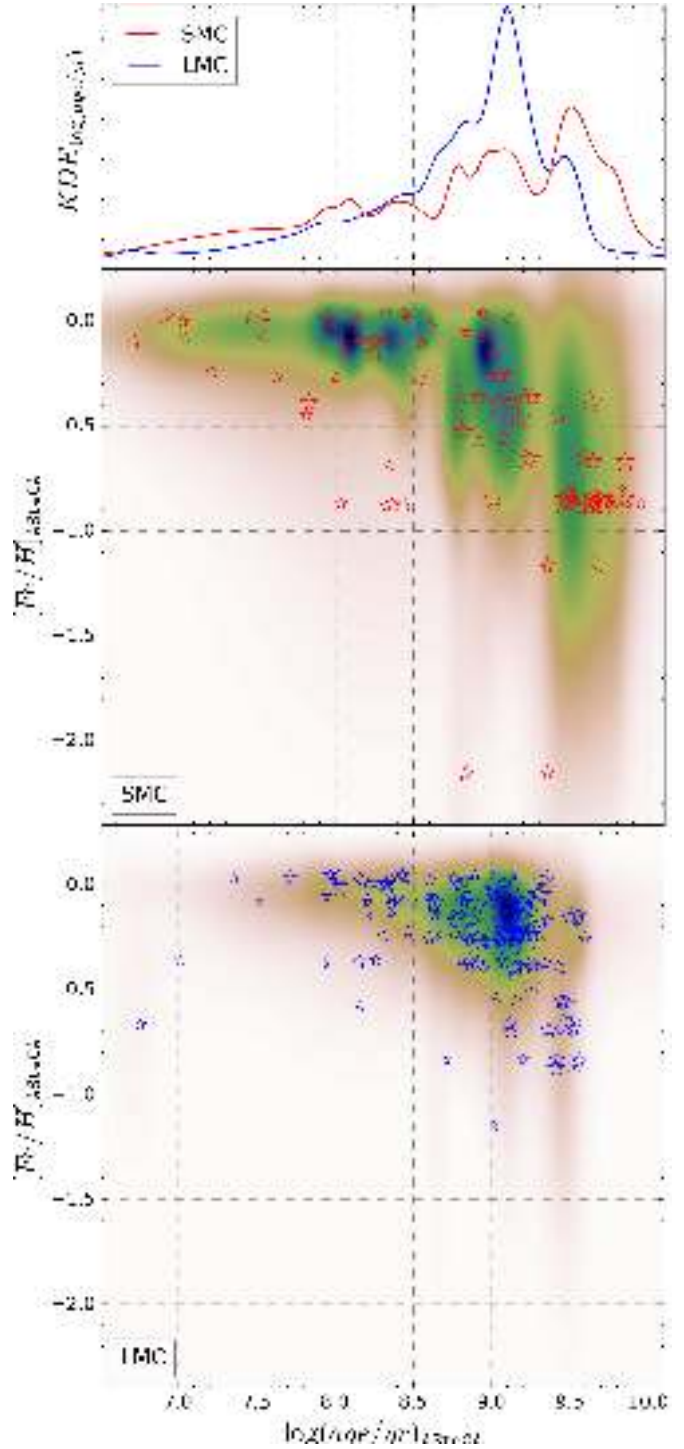


Figure 2: Top row: estimated KDE for the $\log(\text{age}/\text{yr})$ distribution of both galaxies. Center row: ages and metallicities for clusters in the SMC (red stars). Gaussian KDE map is also shown; darker colors indicate higher densities. Bottom row: idem for the LMC (blue stars).

ture over the past twenty years, for these two galaxies: Pagel & Tautvaišienė (1998, PT98, bursting models), Geha et al. (1998, G98, closed-box model with Holtzman SFH), Harris & Zaritsky (2004, HZ04), Carrera et al. (2008a, C08a, average of four disk frames), Carrera

et al. (2008b, C08b, average of thirteen frames), Harris & Zaritsky (2009, HZ09), Noël et al. (2009, N09, 5th degree polynomial fit to the AMRs of their three observed regions), Tsujimoto & Bekki (2009, TB09, 1: no merger model, 2: equal mass merger, 3: one to four merger), Rubele et al. (2012, R12, four tiles average), Cignoni et al. (2013, C13, B: Bologna, C: Cole), Piatti & Geisler (2013, PG13), and Meschin et al. (2014, M14, 0: field LMC0, 1: field LMC1, 2: field LMC2). These articles used field stars to derive their AMRs. As far as we are, this is the first work where the AMRs are generated using only observed star clusters.

Most of the $[\text{Fe}/\text{H}]$ values in the literature are obtained using a solar metallicity of $z_{\odot}=0.019$. In this work we used the more recent value of $z_{\odot}=0.0152$, associated to the PARSEC theoretical isochrones. This difference alone means our $[\text{Fe}/\text{H}]$ estimates will be ~ 0.1 dex above abundances taken from the literature. Beyond this, the trend of both AMRs coincides with what has already been found in previous works, namely that the metallicity increases rather steadily with younger ages (particularly below 3 Gyr).

Overall, our AMRs can not be explained by any single model or empirical AMR function, and are best reproduced by a combination of several of these. A similar result was found in PG13, although their AMRs – derived from field star population – are significantly different from ours, mainly for the SMC case. It is important to note that the AMRs estimated using the ages and metallicities derived via **ASteCA**, are averaged over the structure of both Magellanic Clouds. In Fig. 1 we showed that our set of clusters covers a large portion of the surface of these galaxies. If more clusters were available so that the AMRs could be instead estimated by sectors in the S/LMC, it is possible that different results would arise. When clusters in our set are divided by sectors, statistically low numbers are assigned to each – particularly for the SMC – which makes this more detailed study not feasible.

References

- Balbinot E., et al., 2010, MNRAS, 404, 1625
 Bica E., et al., 2008, MNRAS, 389, 678
 Bressan A., et al., 2012, MNRAS, 427, 127
 Carrera R., et al., 2008a, AJ, 135, 836
 Carrera R., et al., 2008b, AJ, 136, 1039
 Chabrier G., 2001, ApJ, 554, 1274
 Cignoni M., et al., 2013, ApJ, 775, 83
 Dolphin A. E., 2002, MNRAS, 332, 91
 Geha M. C., et al., 1998, AJ, 115, 1045
 Harris J., Zaritsky D., 2004, AJ, 127, 1531
 Harris J., Zaritsky D., 2009, AJ, 138, 1243
 Meschin I., et al., 2014, MNRAS, 438, 1067
 Noël N. E. D., et al., 2009, ApJ, 705, 1260
 Pagel B. E. J., Tautvaisiene G., 1998, MNRAS, 299, 535
 Parzen E., 1962, Ann. Math. Statist., 33, 1065
 Perren G. I., Vázquez R. A., et al. 2015, A&A, 576, A6
 Piatti A. E., Geisler D., 2013, AJ, 145, 17
 Rosenblatt M., 1956, Ann. Math. Statist., 27, 832
 Rubele S., et al., 2012, A&A, 537, A106
 Tsujimoto T., Bekki K., 2009, ApJL, 700, L69

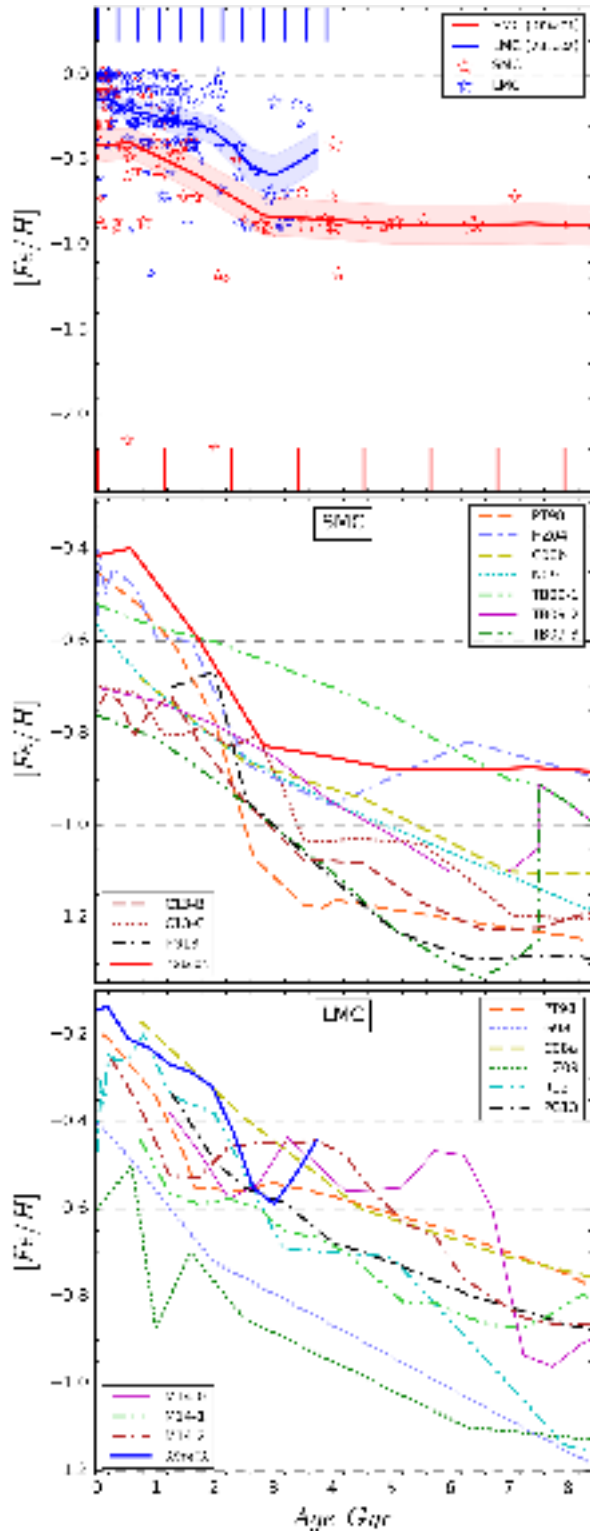


Figure 3: Top: **ASteCA** age-metallicity relationships estimated with our cluster sample. Center: comparison of our LMC AMR with literature estimations. Bottom: idem for the SMC.



Fotometría de Washington de cúmulos abiertos galácticos

C.G. Oviedo¹, M.C. Parisi^{2,3}, J.J. Clariá^{2,3}, G. Carraro⁴, T. Palma^{5,6}, A.V. Ahumada^{2,3}

¹ *Facultad de Matemática, Astronomía y Física, UNC, Argentina*

² *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*

³ *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

⁴ *Universidad de Padova, Italia*

⁵ *Instituto Milenio de Astrofísica, Santiago, Chile*

⁶ *Universidad Andrés Bello, Santiago, Chile*

Contacto / coviedo@unc.edu.ar

Resumen / Presentamos resultados preliminares obtenidos a partir del estudio fotométrico de cuatro cúmulos abiertos galácticos de características poco conocidas. Las observaciones fueron realizadas con los filtros C y T_1 del sistema fotométrico de Washington, usando el telescopio de 0.9 m del Observatorio Inter-Americano de Cerro Tololo (Chile). Los presentes resultados incluyen la determinación de algunos parámetros astrofísicos de los cúmulos estudiados y representan la continuación de un estudio sistemático que viene siendo realizado en el Observatorio Astronómico de Córdoba. Este estudio forma parte de un proyecto mayor que prevé la caracterización de casi un centenar de cúmulos abiertos galácticos observados en el sistema de Washington y analizados de manera semejante. En algunos casos se encuentran discrepancias entre los presentes resultados y los inferidos a partir de datos fotométricos obtenidos en el infrarrojo cercano.

Abstract / We present preliminary results obtained from the photometric study of four galactic open clusters (OCs) with little known characteristics. The observations were made with the C and T_1 filters of the Washington photometric system, using the 0.9 m telescope of the Cerro Tololo Inter-American Observatory (Chile). The results include the determination of some astrophysical parameters of the studied clusters and represent the continuation of a systematic study that is being carried out at the Astronomical Observatory of Córdoba. This study is part of a larger project that aims at characterising almost one hundred galactic OCs observed in the Washington system, which are being analysed in a similar way. In some cases, discrepancies are found between the present results and those inferred from photometric data obtained in the near-infrared spectral region.

Keywords / Galaxy: open clusters and associations: general

1. Introducción

Nuestro grupo viene realizando estudios sistemáticos de cúmulos abiertos galácticos utilizando distintos telescopios del Observatorio Inter-Americano de Cerro Tololo (CTIO, Chile) y filtros del sistema fotométrico de Washington (SFW). Estos estudios han contribuido de manera significativa no sólo a la caracterización individual de estos sistemas (e.g., Marcinioni et al. 2014) sino también al entendimiento global de algunas propiedades de la Vía Láctea (e.g., Clariá et al. 2007). Presentamos aquí algunos resultados preliminares de este estudio en gran escala para cuatro cúmulos seleccionados, a saber: ESO 493-SC03, Collinder 347, Basel 5 y Berkeley 82. Dos de ellos (Collinder 347 y Basel 5) están asociados con nebulosidad y se encuentran proyectados casi exactamente en dirección hacia el centro galáctico, en tanto que ESO 493-SC03 no registra observaciones previas en el óptico. Ninguno de estos objetos había sido estudiado usando las bandas del SFW.

2. Observaciones y reducción de datos

Para los cuatro cúmulos incluidos en el presente estudio, se obtuvieron imágenes en las bandas C y T_1 del SFW.

En las mismas bandas se obtuvieron, además, imágenes de estrellas estándares correspondientes a algunos campos estelares definidos por Geisler (1996). Las observaciones se realizaron con el telescopio de 0.9 m de CTIO, con un CCD de 2048×2048 píxeles y un *seeing* típico de $1''$. La Tabla 1 presenta, para cada cúmulo, sus coordenadas ecuatoriales, juntamente con los tipos morfológicos tomados de Archinal & Hynes (2003) y las diferentes denominaciones.

La corrección por efectos aditivos tales como bias, flats, etc., se realizó utilizando el paquete QUADPROC de IRAF. Mayores detalles sobre estas correcciones pueden verse en Marcinioni et al. (2014). Sobre las imágenes reducidas, se realizó la fotometría PSF (*Point Spread Function*), utilizando la versión del paquete DAOPHOT II de Stetson (1994). Las magnitudes instrumentales en las bandas C y T_1 fueron corregidas por extinción atmosférica y transformadas al sistema estándar mediante la aplicación de las ecuaciones 1 y 2 incluidas en Marcinioni et al. (2014). Para la determinación de los correspondientes coeficientes de transformación, se realizó fotometría de apertura sobre las estrellas estándares observadas y se ajustaron los mencionados coeficientes haciendo uso de las tareas PHOT y FITPARAM de IRAF, respectivamente. En la Fig. 1 puede apreciarse la cali-

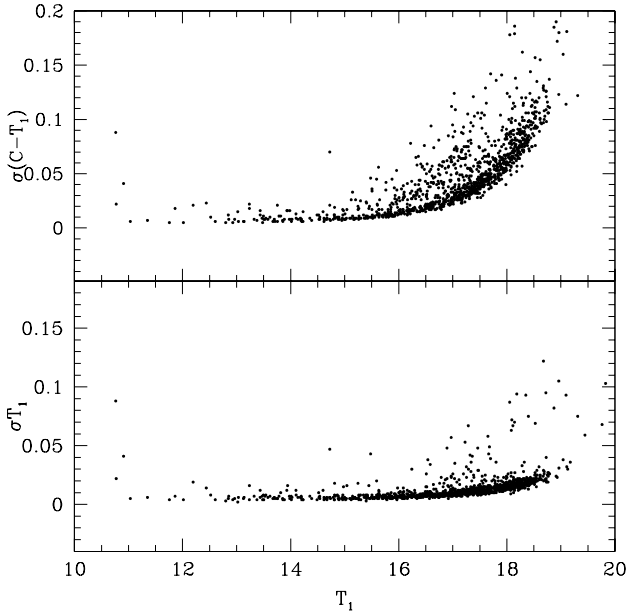
Tabla 1: Coordenadas y características básicas de los cúmulos.

Cúmulo	α (J2000)	δ (J2000)	Tipo
Basel 5	17:52:27	-30:06:00	III-2m,n
C1749-300			
MWSC 2727			
Collinder 347	17:46:18	-29:20:00	II-2m,n
C1743-292			
BH 244			
MWSC 2688			
Berkeley 82	19:11:24	+13:04:00	III-1p
C1998+129			
MWSC 3065			
ESO 493-SC03	07:39:45	-27:17:36	I-2
MWSC 130			

Tabla 2: Resultados obtenidos y comparación con datos de la literatura.

Cúmulo	E(B-V)	Edad [Ma]	Distancia [pc]	Ref.
Basel 5	0.38	631(+130/-163)	2089	(1)
	0.34	708	995	(2)
	0.32	741	766	(3)
Cr 347	0.80	4.5(+2/-3)	1738	(1)
	1.44	4	1852	(2)
	1.16	12	1514	(3)
	1.16	b0.5	1510	(4)
Be 82	0.85	79(+10/-9)	1820	(1)
	0.92	115	1125	(2)
	1.02	31	860	(3)
	1.01	60-80	980	(5)
ESO 493-3	0.10	282(+73/-58)	1400	(1)
	0.10	243	1400	(2)

Referencias: (1) Este estudio. (2) Kharchenko et al. (2013). (3) Dias et al. (2002). (4) Moffat & Vogt (1975). (5) Forbes (1986).


 Figura 1: Errores fotométricos de T_1 y $C - T_1$ en función de T_1 para Berkeley 82.

dad de la fotometría, para el caso particular del cúmulo Berkeley 82. Resultados similares se observaron en los gráficos de los otros tres cúmulos.

3. Análisis y resultados

Para Collinder 347, Basel 5 y Berkeley 82, se construyeron perfiles radiales efectuando recuentos estelares y ajustes de funciones gaussianas a las distribuciones estelares proyectadas. En cada caso, se adoptó como radio la distancia al centro del cúmulo donde el perfil radial interseca la densidad del fondo estelar. Dicho perfil no pudo construirse para ESO 493-SC03, debido a la escasa población del campo donde se encuentra proyectado este objeto. Se adoptó entonces para este cúmulo el radio r_1 calculado por Kharchenko et al. (2013), en adelante K13.

Es importante destacar la fuerte contaminación por estrellas del campo en ESO 493-SC03, Collinder 347 y Basel 5, no así en cambio en Berkeley 82. Sólo en este último cúmulo pudo minimizarse esta contaminación aplicando el procedimiento descrito por Piatti & Bica (2012). En los otros tres casos, dada la extensión de los cúmulos en relación al tamaño de las imágenes obtenidas, no resultó posible seleccionar campos de comparación suficientemente alejados como para aplicar este procedimiento. Por lo expresado, en las Figs. 2 a 5 se muestran los diagramas color-magnitud (CM) construidos con las estrellas ubicadas dentro de los radios adoptados de ESO 493-SC03, Collinder 347 y Basel 5 (2.6', 4.0' y 2.0', respectivamente) y el diagrama “descontaminado” de Berkeley 82.

En todos los casos se ajustaron isócronas teóricas de Bressan et al. (2012), adoptando metalicidad solar ($Z = 0.019$). En las Figs. 2 a 5 puede verse, en color rojo, el mejor ajuste obtenido en cada caso y las isócronas asociadas a los errores estimados. Dentro de cada diagrama se indican los parámetros resultantes. En la Tabla 2 se resumen los resultados preliminares encontrados y una comparación de los mismos con los obtenidos por otros autores en trabajos previos. Si bien los cuatro cúmulos tienen parámetros determinados en base a datos del catálogo 2MASS (Tabla 2), en algunos casos se advierten discrepancias con los presentes resultados. En efecto, de acuerdo a la fotometría de Washington, Collinder 347 y Berkeley 82, por ejemplo, parecen estar afectados por un enrojecimiento menor del que reportan K13. Nótese, sin embargo, el buen acuerdo obtenido en la determinación de todos los parámetros tanto para Basel 5 como para ESO 493-SC03.

Agradecimientos: Esta investigación ha sido parcialmente financiada por las instituciones Argentinas CONICET, SECYT (Universidad Nacional de Córdoba) y Agencia Nacional de Promoción Científica y Tecnológica (ANPCyT).

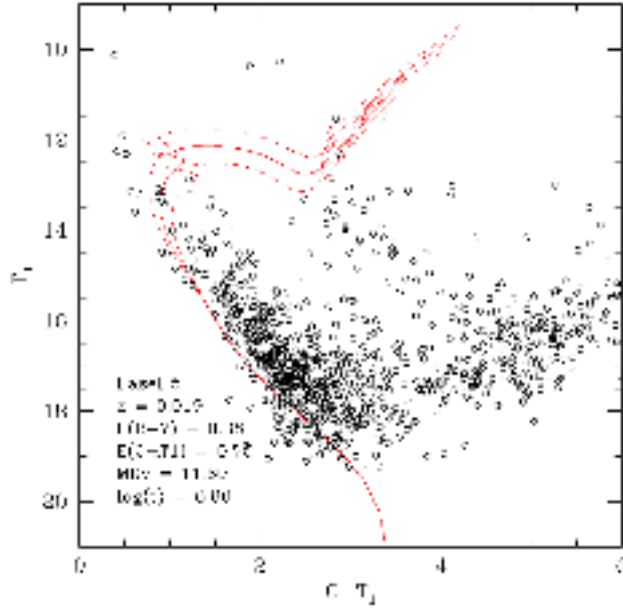


Figura 2: Diagrama CM correspondiente al radio adoptado de Basel 5. Se indican en líneas rojas (continuas y a trazos) los mejores ajustes e isócronas asociadas a los errores. Dentro del diagrama se indican los parámetros finalmente adoptados.

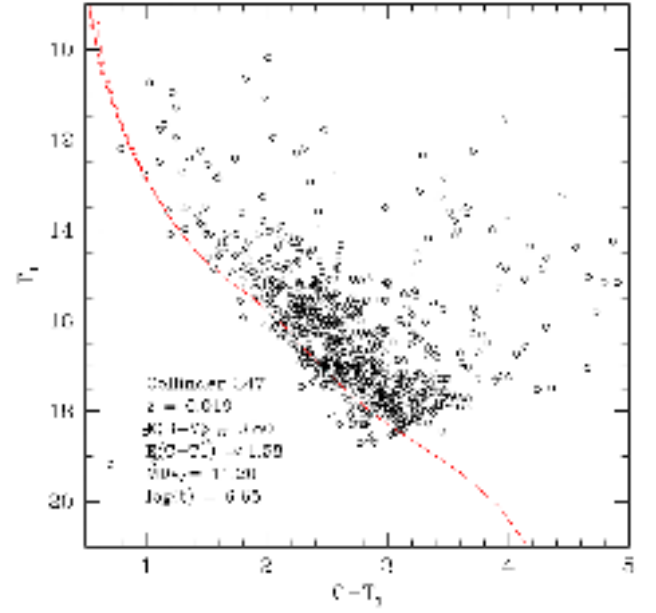


Figura 4: Idem Fig. 2, para el cúmulo Collinder 347.

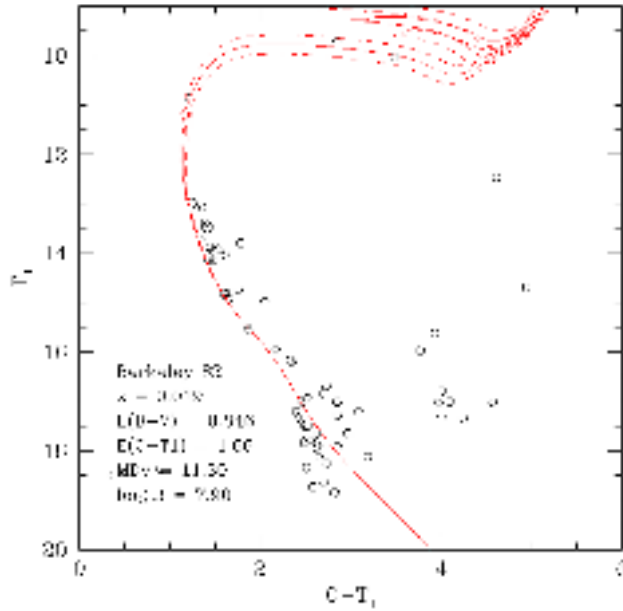


Figura 3: Idem Fig. 2, para el cúmulo Berkeley 82.

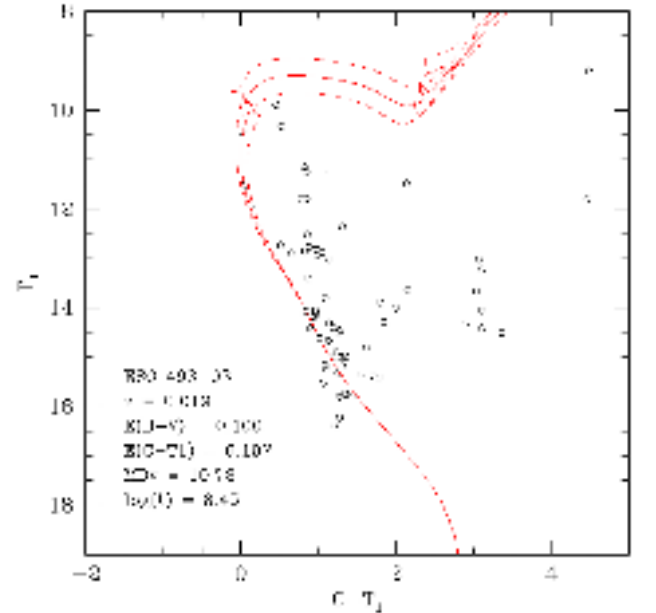


Figura 5: Idem Fig. 2, para el cúmulo ESO 493-SC03.

Referencias

- Archinal B. A., Hynes S. J., 2003, *Star clusters*
 Bressan A., et al., 2012, *MNRAS*, 427, 127
 Clariá J. J., et al., 2007, *MNRAS*, 379, 159
 Dias W. S., et al., 2002, *A&A*, 389, 871
 Forbes D., 1986, *PASP*, 98, 218
 Geisler D., 1996, *AJ*, 111, 480
 Kharchenko N. V., et al., 2013, *A&A*, 558, A53

- Marcionni N., et al., 2014, *New A.*, 33, 14
 Moffat A. F. J., Vogt N., 1975, *A&AS*, 20, 155
 Piatti A. E., Bica E., 2012, *MNRAS*, 425, 3085
 Stetson P. B., 1994, *PASP*, 106, 250



La región del cúmulo NGC 2669

T. Canavesi¹, E.E. Giorgi^{1,2}, G.R. Solivella^{1,2} & R.A. Vázquez^{1,2}

¹ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

² Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

Contacto / tcanavesi@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Se presenta un estudio de la región del cúmulo abierto NGC 2669 localizado en la constelación de Vela ($l = 270.8^\circ$, $b = -6.09^\circ$) basado en observaciones fotométricas multilongitud de onda y clasificación espectral de algunas de las estrellas más brillantes de la región. Se analizan los parámetros fundamentales.

Abstract / We present a study of the region of the open cluster NGC 2669 located in the Vela constellation ($l = 270.8^\circ$, $b = -6.09^\circ$) based on multi wavelength photometric observations and spectral classification of some of the brightest stars in the region. Fundamental parameters are analysed.

Keywords / (Galaxy:) open clusters and associations: individual (NGC 2669) — Galaxy: structure — stars: variables: RR Lyrae

1. Introducción

En el tercer y cuarto cuadrante de la Vía Láctea se encuentran varios cúmulos abiertos, algunos de los cuales tienen escasa o nula información fotométrica y espectroscópica. A fin de delinear la estructura de nuestra galaxia, en los últimos años nuestro grupo de investigación ha seleccionado y estudiado cúmulos abiertos de ésta zona (Giorgi et al., 2016; Vázquez et al., 2008).

En este trabajo nos centramos en la región del cúmulo NGC 2669 ($\alpha_{2000} = 08 : 46 : 22$, $\delta_{2000} = -52 : 56 : 54$) ubicado en la frontera entre el tercer y cuarto cuadrante, y que según el catálogo Dias et al. (2002), se encuentra muy próximo a la posición asignada al cúmulo Van den Bergh Hagen 52 (BH 52; $\alpha_{2000} = 08 : 46 : 30$, $\delta_{2000} = -52 : 54 : 00$). En el mencionado catálogo, NGC 2669 se encuentra a 1046 pc y un $E(B - V) = 0.18$, mientras que BH 52 está ubicado a 667 pc y posee un $E(B - V) = 0.05$.

La inspección de las imágenes obtenidas muestra una concentración de estrellas alrededor de las coordenadas asignadas a NGC 2669, mientras que al norte de las coordenadas asignadas a BH 52 se destaca la presencia de dos estrellas brillantes: HD 75227 y OQ Vel que es una estrella variable RR Lyrae. Nuestras observaciones fotométricas hasta $V \approx 20$ nos permiten hacer una redeterminación de los parámetros fundamentales de NGC 2669 y analizar la existencia del cúmulo BH 52.

Para el estudio de ésta región utilizamos observaciones fotométricas CCD *UBVI* y espectroscópicas de algunas de las estrellas más brillantes.

2. Observaciones

Las observaciones fotométricas CCD *UBVI* fueron realizadas el 21 de febrero del 2015 en CASLEO utilizando el telescopio de 2.15 m equipado con el CCD Roper 1300B de 1340×1315 píxeles, con el cual se obtuvieron

cinco campos a efectos de cubrir toda la región de estudio. Se observaron además varios campos de estrellas para calibrar las observaciones al sistema estándar (Landolt, 1992).

Por otra parte, los datos espectroscópicos fueron obtenidos en un turno de observación de marzo del 2016, también en CASLEO, en esa oportunidad se utilizó REOSC-DS para obtener espectros de las estrellas de la región en el rango clásico de clasificación espectral MK comprendido entre 3900 Å y 6000 Å.

3. Analisis de la región

En la Fig. 1 se muestra la región estudiada, donde los campos observados cubren una región del cielo de aproximadamente $20'$ por $20'$. En la misma están señaladas las estrellas de las cuales se obtuvo su clasificación espectral. Para estas estrellas se combinaron los datos surgidos de la clasificación espectral con los datos fotométricos y se obtuvieron las distancias individuales mediante el método de las paralajes espectroscópicas (ver Tabla 1). La estrella más brillante que se observa en la imagen es del tipo RR Lyr (OQ Vel) y estaría situada a una distancia de alrededor de 190 pc (van Leeuwen, 2007). Como puede verse en la Tabla 1 entre las estrellas observadas espectroscópicamente se encuentran seis estrellas de secuencia principal cuyos tipos espectrales son más tempranas que A0 y cuyas distancias calculadas van desde alrededor de 770 a 1600 pc.

Para realizar el estudio fotométrico se construyeron los diagramas color-magnitud y color-color de la región. En ambos diagramas se observa claramente la secuencia principal del cúmulo (ver Fig. 2 y Fig. 3). En el diagrama $U - B$ vs $B - V$ se distingue un grupo de estrellas con exceso $E(B - V) = 0.19$, y mediante el ajuste de la secuencia principal de edad cero (ZAMS, por sus siglas en inglés Schaifers & Voigt, 1982) en los diagramas color-magnitud podemos estimar la distancia a este grupo de

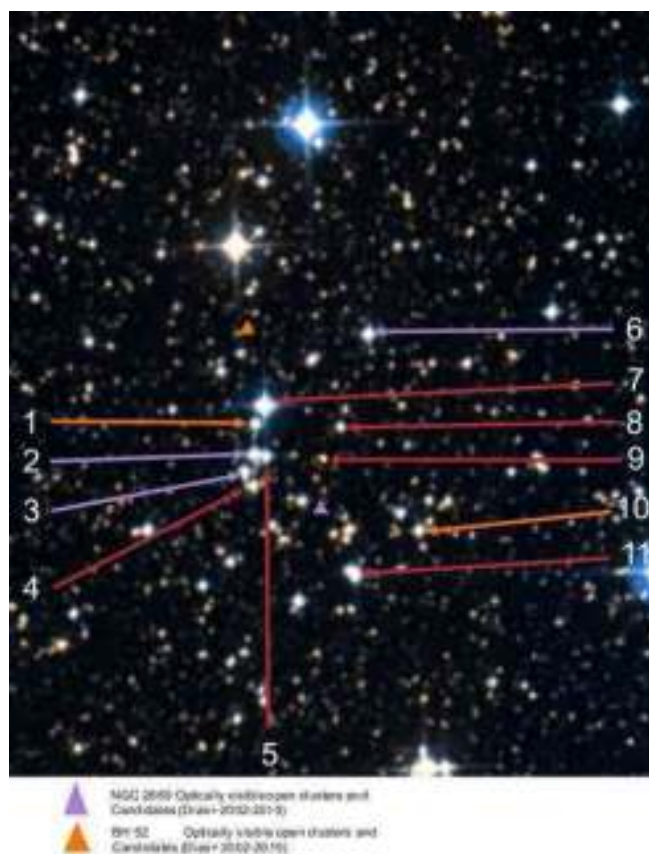


Figura 1: Región observada alrededor de NGC 2669. Se indica la posición de NGC 2669 y BH 52 de acuerdo al catálogo Dias et al. (2002).

estrellas en alrededor de 1200 pc.

En el diagrama V vs $B - V$ de la Fig. 2 se observa también un grupo de estrellas que estarían ubicadas a una distancia de unos 500 pc. En este grupo se pueden incluir la estrella 10, la estrella 1 y otras estrellas más débiles hasta magnitud $V \approx 18$.

Del análisis de la Tabla 1, se deduce que las estrellas 3 y 6 (cuyos espectros se muestran en la Fig. 4) se encuentran a distancias similares, y con $E(B - V) \approx 0.19$. Además observamos que las estrellas 1 y 10 (cuyos espectros se muestran en la Fig. 5) se encuentran a unos 520 pc, y con $E(B - V) \approx 0.17$.

4. Conclusiones

De acuerdo al análisis fotométrico y espectroscópico que llevamos a cabo en la región del cúmulo abierto NGC 2669 se observa que este estaría formado por un grupo de estrellas, entre las que se encuentran la estrella número 6 (B9V) y la #3 (A0V), con un exceso promedio $E(B - V) = 0.19$ y que se ubican a una distancia de 1200 pc. De los diagramas y de las distancias espectrofotométricas se puede deducir que hay un grupo de estrellas entre las que se encuentran la #10 (F0V) y la #1 (F2V) que estarían ubicadas alrededor de 500 pc. Se observaron varias estrellas de tipo espectral temprano pero ubicadas a distintas distancias. No está clara la presen-

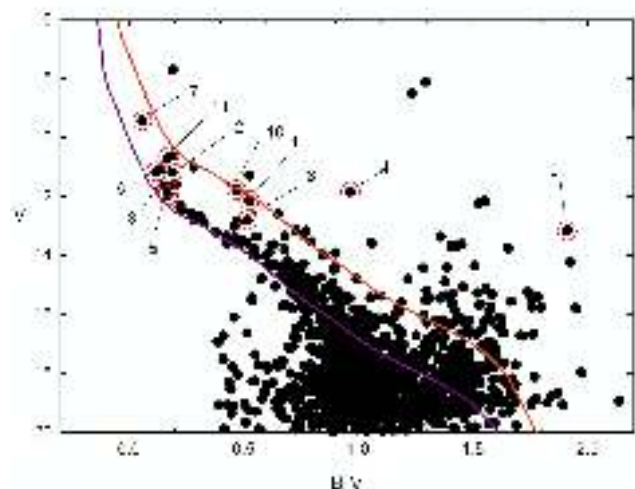


Figura 2: Diagrama V vs $B - V$ de las estrellas observadas. La línea continua en color violeta representa la ZAMS ajustada a una distancia de 1200 pc. La línea naranja representa la ZAMS ajustada a una distancia de 500 pc. Los números indican las estrellas analizadas espectroscópicamente.

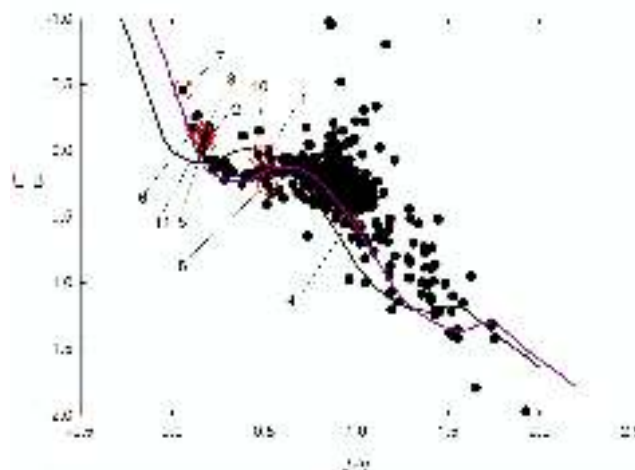


Figura 3: Diagrama $U - B$ vs $B - V$ de las estrellas observadas. Se representa la ZAMS en su posición intrínseca (línea negra) y desplazada un $E(B - V) = 0.19$ (línea violeta). Los números indican las estrellas analizadas espectroscópicamente.

cia de un segundo cúmulo en la región, por lo que se hace necesario contar con más información espectroscópica y un análisis minucioso de los movimientos propios.

Agradecimientos: E.E. Giorgi y G.R. Solivella: astrónomos visitantes del Complejo Astronómico El Leoncito operado bajo un acuerdo entre el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina y las Universidades Nacionales de La Plata, Córdoba y San Juan.

Referencias

- Dias W. S., et al., 2002, A&A, 389, 871
 Giorgi E. E., Solivella G., Vázquez R. A., 2016, Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina,

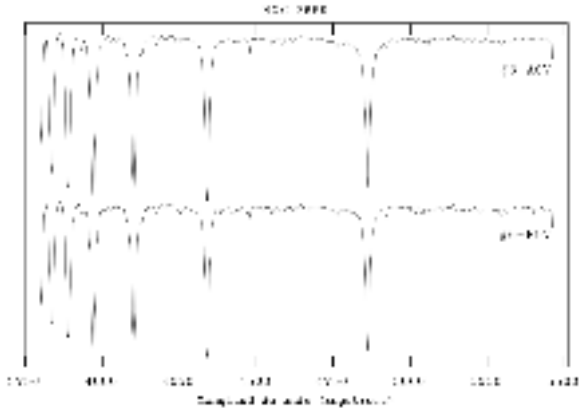


Figura 4: Espectros de las estrellas #3 y #6.

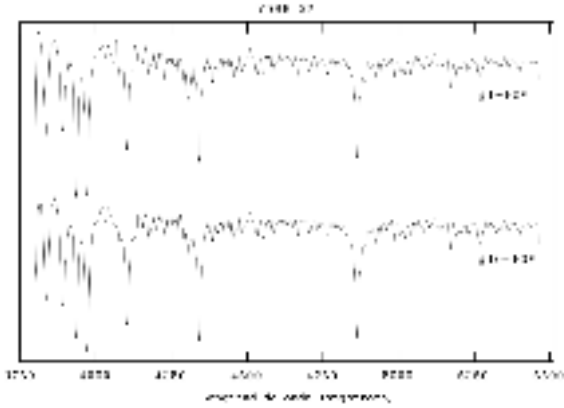


Figura 5: Espectros de las estrellas #1 y #10.

Tabla 1: Distancias obtenidas para las estrellas observadas espectroscópicamente.

Nro.	d [pc]	$(B - V)_0$	Tipo espectral
1	527	0.175	F2V
2	1093	0.259	B9V
3	1253	0.188	A0V
4	144	0.056	K2V
5	1605	0.241	B9V
6	1187	0.190	B9V
7	778	0.188	B7V
8	771	0.217	F0V
9	2271	0.390	K6III
10	515	0.168	F0V
11	878	0.056	B9V

58, 64

Landolt A. U., 1992, AJ, 104, 340

Schaifers K., Voigt H. H., 1982, Journal of the British Astronomical Association, 92, 206

van Leeuwen F., 2007, A&A, 474, 653

Vázquez R. A., et al., 2008, ApJ, 672, 930



Estudio de dos cúmulos abiertos del tercer cuadrante galáctico

G.R. Solivella^{1,2}, E.E. Giorgi^{1,2}, R.A. Vázquez^{1,2} & M.A. De Laurenti³

¹ *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

² *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina*

³ *Observatorio Astronómico Municipal de Mercedes, Buenos Aires, Argentina*

Contacto / gladys@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Se presentan resultados de observaciones fotométricas en los cúmulos Ruprecht 42 y Ruprecht 43. En este último caso se agregaron observaciones espectroscópicas. Se confirma la entidad de cúmulo abierto de Ruprecht 42 que no había sido estudiado previamente. Mientras que el análisis preliminar de Ruprecht 43 sugiere que este no existe, al mismo tiempo se encuentran evidencias de una población azul lejana en la misma dirección. La conexión de ambos cúmulos con la estructura espiral cercana es comentada.

Abstract / Results from photometric observations in the open clusters Ruprecht 42 and Ruprecht 43 are presented. In the last case spectroscopic observations were added. The open cluster entity of Ruprecht 42, not previously studied, is confirmed. While the preliminary analysis of Ruprecht 43 suggests that it does not exist, at the same time evidences of a blue distant population in the same direction are found. The connection of both clusters with the near spiral structure is commented.

Keywords / Galaxy: open clusters and associations: individual (Ruprecht 42) — open clusters and associations: individual (Ruprecht 43) — Galaxy: structure

1. Introducción

Hace más de una década que venimos presentando, discutiendo y reconfigurando un nuevo cuadro de la estructura espiral en el tercer cuadrante galáctico por medio de datos ópticos (cúmulos abiertos y estrellas azules de campo) y fuentes de CO distribuidas a lo largo de 60° en longitud galáctica (Vázquez et al., 2008; Carraro et al., 2005; Moitinho et al., 2006; Carraro et al., 2015; Giorgi et al., 2015). Hasta el momento, nuestros trabajos han logrado confirmar la existencia y extensión del *warp* (en óptico y CO), la existencia del Brazo Exterior, y sugieren que el Brazo Local (cuyo eje está a $l = 240^\circ$) se extiende desde el Sol hasta su encuentro con el Brazo Exterior atravesando el Brazo de Perseo. No se ha logrado encontrar evidencias definitivas sobre la traza del Brazo de Perseo excepto por unos pocos cúmulos abiertos que, sin embargo, también podrían ser relacionados al Brazo Local (Moitinho et al., 2006).

Recientemente, (Xu et al., 2013) presentaron determinaciones de paralajes trigonométricas para un gran número de regiones de formación estelar que extienden el Brazo Local hacia atrás en el primer cuadrante galáctico y que, simultáneamente, introducen una serie de preguntas acerca de la entidad del Brazo Local: ¿es una rama de Perseo, es parte de un brazo mayor o es un brazo espiral independiente? La intrincada estructura hacia el exterior del Brazo Local ligeramente por encima de $b = 0^\circ$ a lo largo de la constelación de Puppis ha sido tratada en Carraro et al. (2015) donde encontramos población azul extendiéndose ininterrumpidamente hasta casi 9 kpc del Sol.

Para completar el cuadro debemos incluir más cúmulos abiertos con parámetros bien determinados. Nuestro programa observacional continuo está diseñado para mejorar parámetros de cúmulos conocidos y estimar los de aquellos con ninguna información. Esta tarea es fundamental para encontrar trazadores espirales lejanos y poder reconocer la estructura de gran diseño en cualquier parte de la Galaxia.

Reportamos aquí, resultados obtenidos con fotometría en los campos de Ruprecht 42 y Ruprecht 43, combinada en este último caso con observaciones espectroscópicas. Ambos cúmulos están proyectados contra la constelación de Puppis en el tercer cuadrante galáctico.

2. Observaciones

Se obtuvieron imágenes CCD *UBVI* en el Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO) utilizando el telescopio de 2.15 m en marzo de 2013 para Ruprecht 42 ($l = 243.326^\circ$, $b = 1.639^\circ$) y en marzo de 2016 para Ruprecht 43 ($l = 246.06^\circ$, $b = 0.39^\circ$). Se utilizó el detector TEK 2048x2048 que cubre 5 minutos de arco por lado. En ambos casos se observaron varios campos de estrellas (Landolt, 1992) para llevar los datos al sistema estándar. En el caso de Ruprecht 42 se observó un solo campo y en el caso de Ruprecht 43, cuatro.

Por otra parte, se realizaron observaciones espectroscópicas para clasificar estrellas en el sistema MK en región de Ruprecht 43 entre los años 2013 y 2016. El instrumento usado fue el espectrógrafo REOSC en modo simple acoplado al telescopio de 2.15-m del CASLEO.

Los métodos de reducción de datos fotométricos y espectroscópicos son iguales a los detallados en (Giorgi et al., 2015). Los diagramas fotométricos color-color $[(U - B, B - V)$ y $(B - V, V - I)]$ y color-magnitud $(V, B - V)$ están mostrados para Ruprecht 42 en los paneles superiores de la Fig. 1 y para Ruprecht 43 en los inferiores de dicha figura. La Tabla 1 contiene la numeración de las estrellas de Ruprecht 43 en nuestro catálogo, magnitudes visuales aparentes y absolutas, el tipo espectral determinado, el color corregido y el exceso junto con la distancia.

3. Análisis

3.1. Ruprecht 42 ($l = 243.3^\circ$, $b = 1.64^\circ$)

Esta es la primera vez que se estudia este objeto tan débil. El diagrama color-magnitud (panel medio superior en la Fig. 1) indica que el cúmulo recién es evidente para $V \geq 14$ mag lo que explica que haya permanecido tanto tiempo sin ser observado. Como nuestra fotometría se concentra en la zona central de este objeto los parámetros determinados son altamente confiables. Encontramos que el exceso medio de color es $E(B - V) = 0.41 \pm 0.03$ como se muestra en el panel superior izquierdo donde mostramos la secuencia principal de edad cero (ZAMS, por sus siglas en inglés Schmidt-Kaler, 1982) con una línea roja suave desplazada por dicha cantidad hasta ajustar las estrellas de Ruprecht 42. Ciertamente hay una ligera contaminación por estrellas de campo que, sin embargo, no impide la apreciación de la verdadera entidad de cúmulo que este objeto tiene. Con este exceso de color la mejor superposición de la ZAMS en el panel medio ocurre para un módulo de distancia aparente $V - M_V = 15.27 \pm 0.15$ equivalente a una distancia de 6.3 kpc cuando se corrige de absorción visual. La edad fue determinada ajustando isócronas (Girardi et al., 2000) calculadas con metalicidad solar (línea roja a trazos). En verdad este objeto es relativamente viejo, $\log(t) = 8.5 \pm 0.2$, equivalente a 316 millones de años. Nótese la presencia de algunas estrellas gigantes entre $1.0 \leq B - V \leq 1.5$ sin relación con Ruprecht 42. También hay otras estrellas que por su posición serían de los tipos A-F que están sobre la ZAMS. Esto sugiere que la absorción visual es escasa por delante del cúmulo mismo. No aparecen en nuestros diagramas estrellas azules de campo a lo largo de la línea de visión. El panel derecho, el diagrama color-color $(B - V, V - I)$ de Ruprecht 42 muestra que la ley de extinción en esta zona es normal caracterizada por $R = 3.1$ ya que las estrellas siguen la línea roja recta de pendiente $E(V - I)/E(B - V) = 1.244$ (Dean et al., 1978). Las líneas a trazos son las posiciones esperadas para estrella de clases de luminosidad V y III.

3.2. Ruprecht 43 ($l = 246^\circ$, $b = 0.39^\circ$)

Kharchenko et al. (2005) usando una veintena de estrellas observadas en BV (hasta $V=13$) indican que Ruprecht 43 es un cúmulo abierto ubicado a 1.3 kpc, afectado por un enrojecimiento $E(B - V) = 0.27$ y con una edad de 295 Ma. Nuestro análisis sugiere una situación

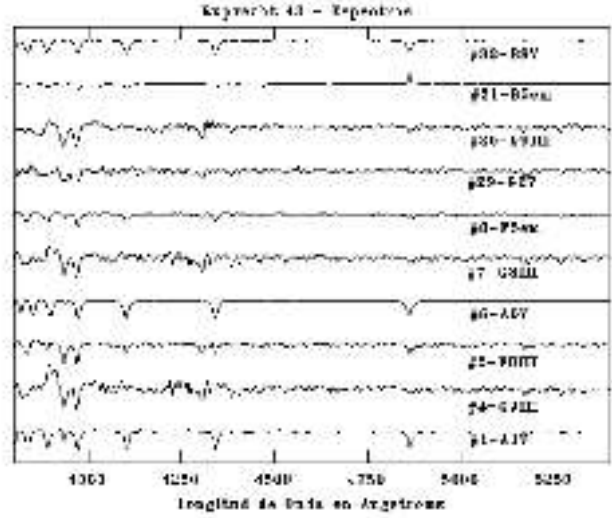


Figura 2: Espectros estelares en la región de Ruprecht 43

completamente diferente: el diagrama color-color (panel izquierdo inferior en la Fig. 1) muestra la presencia de estrellas azules con solución única de enrojecimiento afectadas por diferentes enrojecimientos. Sin embargo, hay un grupo afectado por un enrojecimiento medio de $E(B - V) = 0.50 \pm 0.03$ que se distingue claramente como una secuencia lejana de estrellas en el diagrama color-magnitud (ajustadas por la ZAMS) emergiendo a $V = 18$ mag aproximadamente de lo que es población del disco fino. El módulo de distancia aparente de este conjunto estelar es $V - M_V = 15.3 \pm 0.2$ que corregido de absorción visual corresponde a una distancia de 5.6 kpc. La clasificación espectral MK se realizó para algunas de las estrellas más brillantes cuyos espectros se muestran en Fig. 2, y están indicadas con círculos rojos en los diagramas fotométricos. La Tabla 1 contiene la clasificación espectral adoptada para las estrellas mencionadas anteriormente y las distancias respectivas determinadas con el método de las paralajes espectroscópicas (Giorgi et al., 2015). Allí se indica que tan sólo dos son azules (31 y 32) y otras dos, 6 y 1, son de tipos A sin relación espacial entre ellas. El resto son estrellas tardías incluso gigantes. Concluimos que la estimación de Kharchenko et al. (2005) respecto de los parámetros de Ruprecht 43 es inexacta y ponemos en duda la existencia física de Ruprecht 43 hasta tanto la fotometría de un área más extensa esté disponible. El panel derecho, el diagrama $B - V, V - I$ tiene el mismo significado que en el caso de Ruprecht 42.

4. Conclusiones

La Fig. 3 representa en el plano XY de la galaxia la posición obtenida para cada uno de los objetos del presente estudio. La línea gris indica la traza del Brazo de Perseo según Vallée (2005). El Sol está en la coordenada 0,0 indicada por la circunferencia negra. La línea continua negra marca aproximadamente la posición del eje del Brazo Local según (Moitinho et al., 2006). El cúmulo Ruprecht 42 y la población joven asociada a la zona

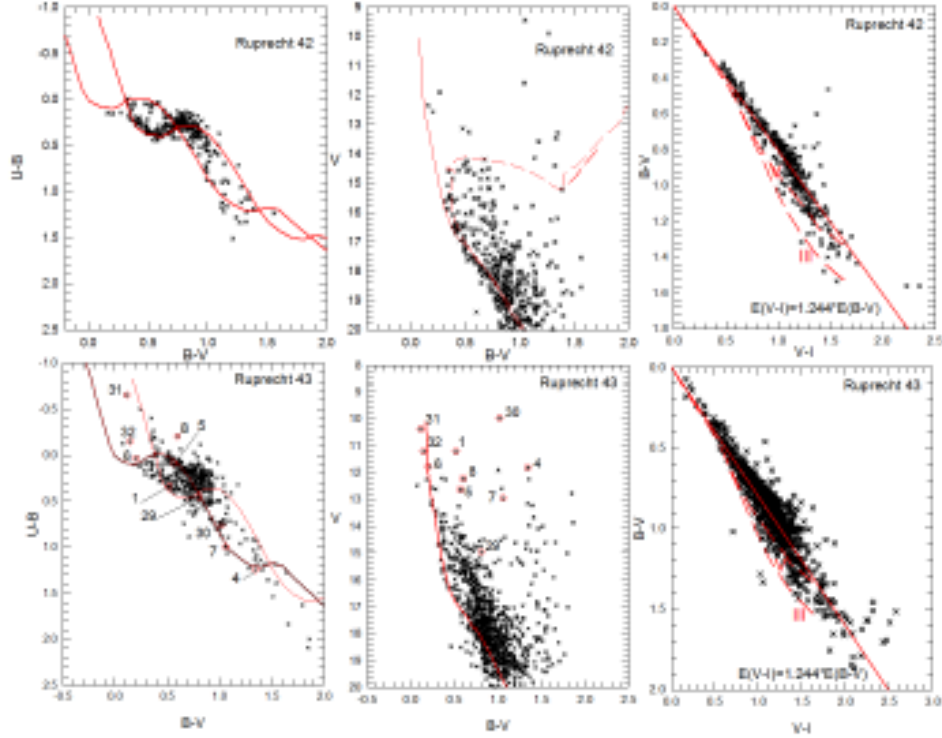


Figura 1: Diagramas fotométricos de las regiones de Ruprecht 42 (panel superior) y de Ruprecht 43 (panel inferior).

Tabla 1: Distancias obtenidas para las estrellas observadas espectroscópicamente.

Nro.	V	TE	M_V	$(B-V)_0$	$E(B-V)$	d [pc]
1	11.22	A1V	1.00	0.01	0.51	534
4	11.83	G9III	0.75	0.97	0.37	967
5	12.64	F8III	1.30	0.54	0.03	1777
6	11.79	A0V	0.65	-0.02	0.22	1228
7	12.96	G8III	0.80	0.25	0.81	852
8	12.23	F5pec	2.70	0.30	0.30	526
29	14.97	G2V	4.70	0.63	0.18	877
30	9.98	G9III	0.75	0.97	0.05	652
31	10.37	B5e	-1.20	-0.26	0.37	1212
32	11.22	B9V	0.20	-0.07	0.21	1180

de Ruprecht 43 están mostrados por círculos encerrados por una circunferencia roja. Los círculos negros indican la posición de las estrellas con tipos espectrales de la Tabla 1. A modo de ilustración ponemos los tipos espectrales de las dos estrellas azules vistas en el campo de Ruprecht 43. Es evidente, por su edad, que Ruprecht 42 no es trazador espiral pero la población joven en Ruprecht 43 tiende a coincidir con lo que sería el borde más externo del Brazo de Perseo. La escasa dispersión en distancia de este grupo recuerda más un cúmulo distante que población dispersa de campo. Se necesitan más observaciones para confirmar la verdadera naturaleza de este conjunto. De todos modos, sea población azul de campo o un cúmulo relativamente joven resulta difícil considerarlo trazador espiral de Perseo toda vez que también coincide con el eje del Brazo Local.

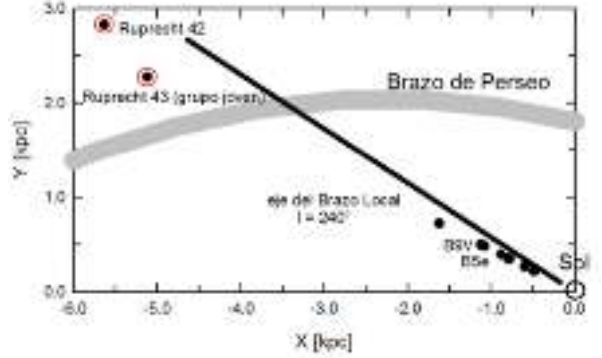


Figura 3: Ubicación en la galaxia de los cúmulos observados

Referencias

- Carraro G., et al., 2005, ApJL, 630, L153
 Carraro G., et al., 2015, AJ, 149, 12
 Dean J. F., Warren P. R., Cousins A. W. J., 1978, MNRAS, 183, 569
 Giorgi E. E., et al., 2015, New A., 40, 87
 Girardi L., et al., 2000, A&AS, 141, 371
 Kharchenko N. V., et al., 2005, A&A, 440, 403
 Landolt A. U., 1992, AJ, 104, 340
 Moitinho A., et al., 2006, MNRAS, 368, L77
 Schmidt-Kaler T., 1982, in Landolt-Börnstein VI/2b
 Vallée J. P., 2005, AJ, 130, 569
 Vázquez R. A., et al., 2008, ApJ, 672, 930
 Xu Y., et al., 2013, ApJ, 769, 15



Planetas extrasolares: la búsqueda fuera de la secuencia principal

M. Gómez¹

¹ Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

Contacto / mercedes@oac.unc.edu.ar

Resumen / La gran mayoría de los más de 3500 planetas extrasolares catalogados en la actualidad orbitan estrellas de secuencia principal similares al Sol. Si bien estos planetas son interesantes por diversos motivos, esta contribución se focaliza en la presencia de planetas en las etapas iniciales y finales de la vida de las estrellas. Esto es, en la búsqueda de planetas en estrellas jóvenes, aún en proceso de formación (estrellas de tipo T Tauri) asociadas a discos circunestelares primigenios proto-planetarios, y estrellas de post-secuencia principal. En particular, se considera la evidencia observacional actual en favor de la existencia de sistemas planetarios en estrellas viejas de tipo enanas blancas, con discos de polvo o de escombros, y en púlsares. Teniendo en cuenta este contexto, se destaca la diversidad de sistemas planetarios conocidos al presente, en particular con relación a las estrellas que los albergan.

Abstract / The vast majority of the more than 3500 extrasolar planets cataloged at present orbit main-sequence stars similar to the sun. While these planets are interesting for various reasons, this contribution summarizes the existence of planets in the early and late stages of the life of stars. In this sense, this presentation focuses on the search for planets around young stars, still in formation process (T Tauri stars), associated with primordial circumstellar proto-planetary disks and in stars off the main-sequence (i.e., evolved or post-main sequence stars). In particular, the current observational evidence in favor of the existence of planetary systems in white dwarf stars, with debris disks, and in pulsars is discussed. Within this context, the diversity of planetary systems known at present, in particular with regard to the host stars, is highlighted.

Keywords / protoplanetary disks – (stars:) circumstellar matter – stars: pre-main sequence – stars: evolution – (stars:) planetary systems

1. Introducción

De los más de 3500 planetas extrasolares detectados en la actualidad*, sólo una pequeña fracción está asociada a estrellas que no se encuentran en la secuencia principal. Algunos de ellos han sido descubiertos en estrellas jóvenes de masa solar, en pre-secuencia principal de tipo T Tauri (edades de 1 a 10 millones de años) y otros en objetos en las etapas finales de la evolución como púlsares. Esta contribución está focalizada en este grupo de planetas orbitando estrellas fuera de la secuencia principal, con el propósito de destacar la presencia de los mismos en las distintas etapas evolutivas de la estrella central.

En la sección 2. se sintetizan algunos aspectos relevantes de los planetas en estrellas de secuencia principal; en la 3., los planetas en estrellas en formación de tipo T Tauri. La detección de planetas en estrellas evolucionadas es discutida en la sección 4.; en particular, en gigantes y subgigantes (4.1.), en púlsares (4.2.), en enanas blancas (4.3.) y en estrellas pulsantes (sub-enanas de tipo B) y variables cataclísmicas (4.4.). En la sección 5. se hace referencia a la diversidad de estados evolutivos de las estrellas que albergan planetas extrasolares, y finalmente, en la sección 6. se presentan las conclusiones.

2. Planetas en estrellas de secuencia principal

Uno de los aspectos más interesantes de los planetas en estrellas de secuencia principal es el número de sistemas planetarios múltiples, con casi 600 donde más de 50 poseen al menos cuatro planetas (Hobson & Gómez, 2015). Los mismos presentan, además, una amplia variedad de arquitecturas, entre las cuales se destacan sistemas compactos constituidos por planetas pequeños, en tanto que los planetas de gran tamaño se encuentran en sistemas menos compactos (Ford, 2014). La gran mayoría de estos sistemas parecerían ser estables, de acuerdo al criterio de Hill, y además, curiosamente obedecen la ley de Titius-Bode (Lovis et al., 2011; Lissauer et al., 2011, 2014).

En cuanto a las propiedades de las estrellas, se han detectado planetas tanto en estrellas de tipo solar como más tempranas, principalmente de tipo F, y más tardías, en estrellas K y M**. Es interesante notar que

**Sin embargo, existe al presente, un marcado predominio del tipo espectral G entre las estrellas con planetas. Esto se debe, por un lado, a la presencia de numerosas líneas metálicas delgadas que facilitan la medición de velocidades radiales de precisión en estrellas de tipo G, y por otro, al hecho de que la mayor parte de los relevamientos por tránsitos (por ejemplo, la misión Kepler, Borucki et al., 2010), han sido fo-

*<http://exoplanet.eu/catalog/>

los tipos espectrales F–K son los llamados o considerados astrobiológicamente interesantes (Porto de Mello et al., 2006). Estrellas más tempranas que F poseen tiempos de permanencia en secuencia principal, y por lo tanto de estabilidad ($\lesssim 2000$ millones de años, Iben, 1967), menores a los requeridos para el desarrollo de la vida (Forget, 1998). Tipos tardíos como M son estables por periodos de tiempo mucho mayores (decenas de miles de millones de años); sin embargo, las estrellas de este tipo poseen la zona de habitabilidad estelar*** muy cerca (en general, $d \lesssim 0.1$ UA), lo cual tendería a la sincronización de los periodos orbital y rotacional del planeta (Grießmeier et al., 2009). Esto no sería a priori favorable para el desarrollo de una biosfera, dado que implicaría la existencia de un hemisferio caliente y otro frío en la superficie del planeta impidiendo el ciclo día-noche. Sin embargo, el tamaño relativamente pequeño de las estrellas M (algunas décimas de $R_{\odot}$), con relación al de los planetas, hace que la profundidad de los tránsitos sea mayor que en el caso de estrellas de tipo solar****.

Vale la pena mencionar que, recientemente, la misión K2 (Howell et al., 2014) ha detectado alrededor de una decena de planetas en cúmulos jóvenes como las Híades, Praesepe y M 44 (Mann et al., 2016a; Obermeier et al., 2016; Mann et al., 2016c; Libralato et al., 2016) y en las cercanías de las Pleiades (Gaidos et al., 2017). Estos esfuerzos se suman a otras búsquedas desde Tierra como las de Brucalassi et al. (2016) en M 67 y Malavolta et al. (2016) en Praesepe, entre otras. De este modo, el desarrollo tecnológico reciente permite la detección de planetas fuera de la vecindad solar.

Sin lugar a duda, de los más de 3500 planetas detectados, los más interesantes son aquellos de tamaño comparable a la Tierra y que se encuentran en la zona de habitabilidad de sus estrellas huéspedes. La Fig. 1 sintetiza aquellos descubiertos por la misión Kepler. Un recuento más reciente de estos planetas indicaría que en la actualidad se han detectado $\sim 20^{\dagger}$. Cabe notar que en los últimos años se ha descubierto este tipo de planeta principalmente en enanas M (ver, por ejemplo, Affer et al., 2016; Vanderburg et al., 2016). Finalmente, otro ejemplo que no puede dejar de mencionarse, es el del planeta recientemente descubierto en Proxima Centuri, con $M_{\text{sen } i} > 1.3 M_{\text{Tierra}}$, $P \sim 11.2$ días, a ~ 0.05 UA, dentro de la zona de habitabilidad de la estrella (Anglada-Escudé et al., 2016).

3. Planetas y discos en estrellas en formación

Las estrellas T Tauri son estrellas de baja masa ($< 2 M_{\odot}$), de pre-secuencia principal, con edades de 1 a 10 millones de años. Se las clasifica en dos sub-tipos, según

calizados en este tipo de estrellas en búsqueda de análogos terrestres.

***Rango de distancias en las cuales un planeta puede sostener la existencia de agua líquida en su superficie.

**** $\Delta F = R_p/R_*$ (Seager & Mallén-Ornelas, 2003).

$\dagger$ El número de planetas o candidatos a planetas del tamaño de la Tierra, no necesariamente en la zona de habitabilidad, es del orden de varios cientos.



Figura 1: Planetas confirmados, obtenidos por la misión Kepler, que poseen tamaños $< 2 R_{\text{Tierra}}$ y que se encuentran en la zona de habitabilidad de sus respectivas estrellas huéspedes. Los tamaños de los planetas han sido incrementados en un factor 25 con relación al de la estrella. Figura tomada del sitio web: <http://www.nasa.gov/ames/kepler/a-keplers-dozen-small-habitable-zone-planets>.

presenten signos observacionales de acreción de materia, CTTS –*Classic T Tauri Stars*–, o no, WTTS –*Weak Emission T Tauri Stars*– (Kenyon et al., 2008; Furlan et al., 2011). Mientras que en las primeras, la presencia de discos primigenios de gas (y polvo) está bien establecida, no todas las WTTS presentan evidencias de la existencia de discos. Además, entre aquéllas que sí lo hacen, los discos parecerían tener características muy diversas (Padgett et al., 2006; Cieza et al., 2007; Espaillat et al., 2014). Dentro de este contexto, no se puede dejar de mencionar el disco asociado a HL Tau, una T Tauri de unos pocos millones de años, en la nube molecular de Taurus (ALMA Partnership et al., 2015). La Fig. 2, panel izquierdo, muestra la imagen obtenida por ALMA de este disco, evidenciando una sucesión alternada de anillos brillantes y surcos oscuros. La imagen del lado derecho en 7 mm ha sido obtenida con el VLA (Carrasco-González et al., 2016). Clásicamente, se suponía que los surcos oscuros indicaban una incipiente formación planetaria, donde el material faltante habría sido empleado en la formación de planeta/s. Sin embargo, la imagen de Carrasco-González et al. (2016) cuestiona esta suposición y proponen que los planetas podrían estar formándose en las zonas brillantes, en aglomerados de mayor densidad.

Mediante las técnicas de velocidades radiales y tránsitos planetarios, a la fecha, se han detectado 4 candidatos a planetas de tipo *Hot-Jupiter* ‡ en 4 estrellas T Tauri: CVSO 30 b (van Eyken et al., 2012), V830 Tau b (Donati et al., 2016), CI Tau b (Johns-Krull et al., 2016), K2–33 b (David et al., 2016; Mann et al., 2016b). En todos los casos se trata de planetas de gran tamaño ($R_p \sim 2\text{--}10 R_{\text{Jup}}$), que orbitan entre $\lesssim 0.01$ y 0.06 UA de la estrella central, la cual posee una edad de entre 2 y 10 millones de años. La Fig. 3 muestra el tránsito de K2–33 b con una profundidad de 0.02 mag y una duración de 4.2 h. El planeta posee un período de 5.4 días y un radio de $5.8 R_{\text{Tierra}}$.

‡ Planeta con $a \lesssim 0.1$ UA y masa $\gtrsim 0.5 M_{\text{Jup}}$.

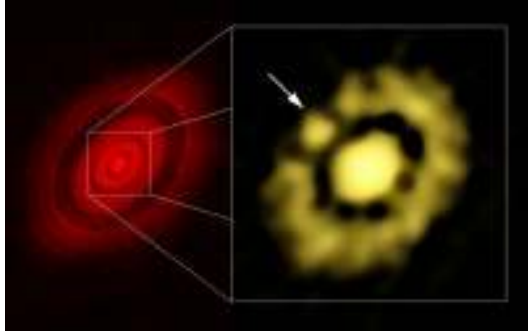


Figura 2: Panel izquierdo: Imagen en 0.87 y 2.9 mm de HL Tau (ALMA Partnership et al., 2015). La resolución en las respectivas longitudes de onda es de $0.025''$ (~ 3.5 UA) y de $0.075''$ (~ 10 UA). Panel derecho: Imagen en 7 mm obtenida con el VLA (Carrasco-González et al., 2016). Figura tomada del sitio web: <http://www.agenciasinc.es/Noticias/Los-secreto-de-un-embrion-de-planeta-en-la-estrella-HL-Tau>.

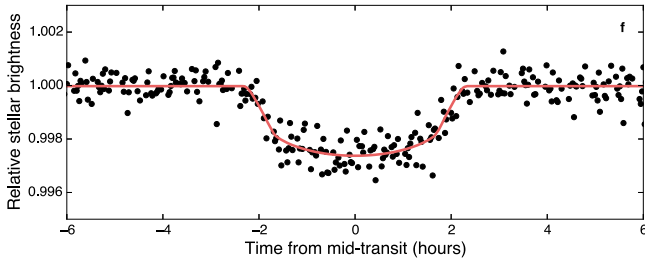


Figura 3: Tránsito del planeta K2-33 b, asociado a una estrella joven de 5–10 millones de años perteneciente a la región Superior de Escorpio. Figura tomada del trabajo de David et al. (2016).

Una característica de estas estrellas que dificulta la detección de planetas es la presencia de manchas frías y calientes, en el caso de las CTTS, y de manchas frías en las WTTS. Las primeras, tienen un origen magnético, en tanto que las segundas, se asocian a la acreción de material desde el disco a la incipiente estrella central (Herbst et al., 1994; Carroll et al., 2012).

Alrededor de 20 planetas han sido detectados por imagen directa en estrellas jóvenes. En todos los casos se trata de planetas gigantes y masivos ($\sim 10 M_{\text{Jup}}$) que orbitan a varias decenas o centenas de UA de la estrella central. Las incertezas en sus masas no permiten excluir que en algunos casos, en realidad, se trate de enanas marrones jóvenes y no de planetas gigantes[§]. Notar que éste no es un problema exclusivo de los planetas jóvenes, sino más bien, de los planetas gigantes, de diversas edades, sin determinaciones confiables (dinámicas) de masas. La Fig. 4, tomada del trabajo de Bowler (2016), muestra los modelos evolutivos de Burrows et al. (1997) para estrellas (línea roja), enanas marrones (línea verde) y planetas gigantes (línea celeste). Notar como la luminosidad estelar se mantiene constante durante un largo periodo de tiempo (correspondiente al tiempo de permanencia en la secuencia principal). Por el contrario, si

[§]En general, el límite entre planetas y enanas marrones se establece en $\sim 13 M_{\text{Jup}}$ (Basri, 2000).

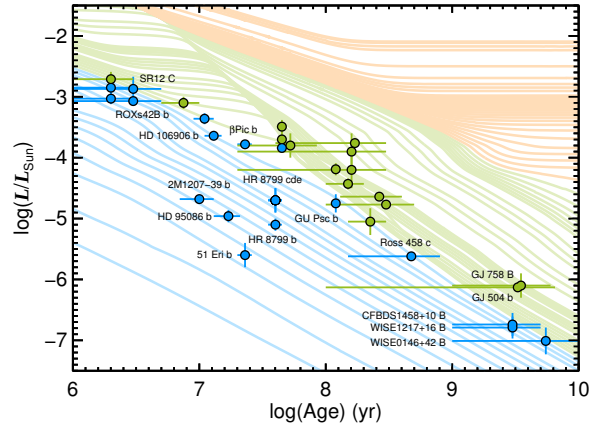


Figura 4: Modelos evolutivos de Burrows et al. (1997) para estrellas (línea roja), enanas marrones (línea verde) y planetas gigantes (línea azul). Sobre los mismos se ha superpuesto una muestra de enanas marrones y planetas gigantes. Figura tomada del trabajo de Bowler (2016).

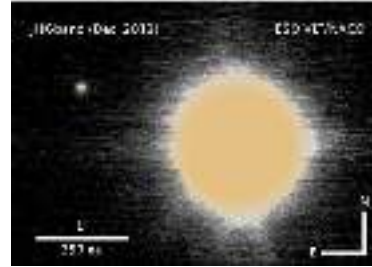


Figura 5: Imagen CVSO 30 c, tomada del trabajo de Schmidt et al. (2016).

bien las enanas marrones pueden experimentar periodos con luminosidad relativamente constante (cuando queman deuterio o litio[¶]), éstas son etapas transitorias de corta duración, después de lo cual la luminosidad disminuye en forma continua.

En el caso de los planetas, la luminosidad siempre disminuye en forma sostenida ya que no poseen ninguna fuente interna de energía. Sobre las trayectorias evolutivas de la Fig. 4 se ha superpuesto una muestra de enanas marrones y de planetas gigantes. Puede apreciarse que las incertezas en luminosidad y edad hacen que, en algunos casos, no sea posible asegurar si se trata de una enana marrón o, en su defecto, de un planeta gigante. La Fig. 5 muestra como ejemplo a CVSO 30 c, segundo planeta asociado a esta estrella (CVSO 30), con $M \sim 5 M_{\text{Jup}}$ y $P \sim 27000$ años, descubierto por imagen directa y confirmada su asociación a la estrella joven astrométricamente (Schmidt et al., 2016). El primer planeta, CVSO 30 b, como se dijo, es un objeto muy cercano, con un período orbital de ~ 10.8 h (van Eyken et al., 2012).

[¶]Las temperaturas de fusión del H, Li y deuterio (D) son de 3, 2.5 y 0.5×10^6 K, por lo tanto transitoriamente las enanas marrones pueden, en la quema del Li y del D, encontrar una fuente interna de generación de energía.

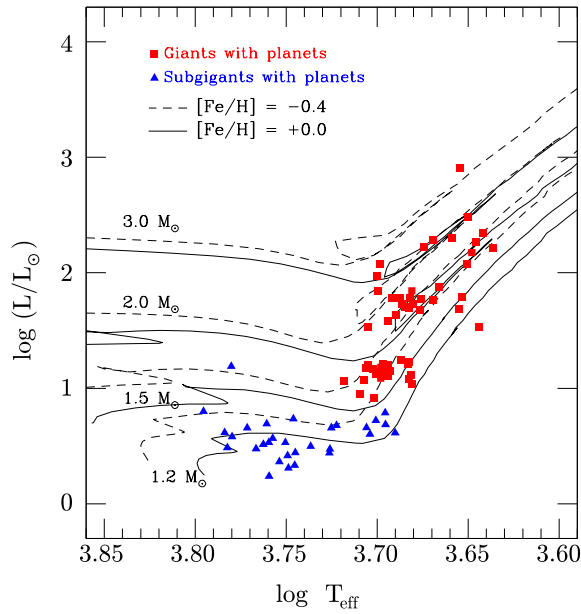


Figura 6: Diagrama HR que muestra la ubicación de las subgigantes (triángulos azules) y gigantes (cuadrados rojos) con planetas. Las trayectorias evolutivas corresponden a masas entre 1.2 y $7 M_{\odot}$ (Girardi et al., 2000). Las líneas quebradas corresponden a $[Fe/H] = -0.4$ dex y las continuas a $[Fe/H] = +0.0$ dex. Figura adaptada del trabajo de Jofré et al. (2015).

4. Planetas en estrellas evolucionadas

Se han detectado planetas, o indicios de la presencia de ellos, prácticamente en todas las etapas evolutivas de post-secuencia principal de las estrellas, desde planetas en estrellas subgigantes hasta sistemas planetarios en púlsares.

4.1. En gigantes y subgigantes

Los planetas en gigantes y subgigantes han sido detectados mediante las técnicas de velocidades radiales y tránsitos y constituyen la muestra más numerosa en estrellas evolucionadas. La Fig. 6, adaptada de Jofré et al. (2015), muestra el diagrama HR con la ubicación de estas estrellas. Al presente se han identificado planetas en ~ 50 subgigantes y ~ 90 gigantes. Como ejemplo, se considera el caso de Kepler 432, una estrella K2 III, asociada a dos planetas: Kepler 432b, $P \sim 52$ días y $R_p \sim 1.5 R_{Jup}$, y Kepler 432c, $P \sim 411$ días (Quinn et al., 2015; Ciceri et al., 2015; Ortiz et al., 2015).

4.2. En púlsares

Paradójicamente, el primer sistema planetario extrasolar fue detectado alrededor de un púlsar (PSR 1257+12). Se trata de tres planetas relativamente pequeños (con masas entre $2 M_{Luna}$ y $5 M_{Tierra}$) y cercanos al objeto central (entre 0.2 y 0.5 UA), descubiertos por Wolszczan & Frail (1992) y Wolszczan (1994). La técnica de detección empleada es la de *timing*, que consiste en medir un ligero retraso o adelanto en la llegada de la señal prove-

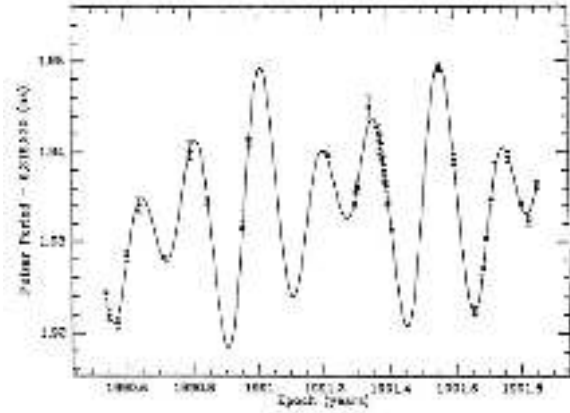


Figura 7: Variación del periodo determinado para PSR 1257+12 en comparación con el modelo de dos planetas. Figura tomada del trabajo de Wolszczan (1992).

niente del púlsar debido al movimiento del mismo alrededor del centro de masa del sistema púlsar+planetas. En la Fig. 7, presentada por Wolszczan (1992), se destaca la inusual irregularidad del periodo de este púlsar.

Dada la cercanía entre los planetas y el objeto compacto central, es de esperar que estos planetas se hayan formado luego de la explosión de supernova y a partir del material residual eyectado por la misma. Por este motivo se trataría de planetas de segunda generación o planetas Fénix, ya que surgen de las cenizas del objeto central. Según este escenario, parte del material eyectado durante el evento de supernova que dio origen al púlsar, quedaría orbitando en un disco circunestelar. El telescopio espacial Spitzer ha detectado la presencia o indicios de la presencia de polvo circunestelar en algunos púlsares (Wang et al., 2006; Kaplan et al., 2009; Wang, 2014).

Otro caso es el de PSR 1719–14 (Bailes et al., 2011), el cual alberga un planeta con una masa similar a Júpiter, con un periodo de 2.2 h ($a = 0.004$ UA), pero con una densidad > 23 g/cm³. En realidad, se supone que este planeta es una enana blanca de carbón de masa ultra baja; por lo tanto, en este caso, el planeta sería el remanente de una compañera estelar que está siendo fagocitada por el objeto compacto, habiendo perdido sus capas más externas, quedando solamente un núcleo de elementos pesados de escasa masa, orbitando el púlsar. En definitiva, este planeta tendría, entonces, un origen estelar. Otro ejemplo a destacar es PSR J1807–2455A,b con una masa de $10 M_{Jup}$ y $P \sim 1.7$ h perteneciente al cúmulo NGC 6544 (Ransom et al., 2001). A la fecha se conocen ~ 7 planetas en púlsares todos ellos detectados a través de la técnica de *timing*.

4.3. Indicios de planetas en enanas blancas

La detección de tránsitos planetarios en enanas blancas presenta algunas dificultades técnicas debido a las propias características de estos objetos. En particular, se trata de objetos débiles, muy pocos de ellos con $V < 13$ y la mayoría con $V > 14$. Notar que este factor

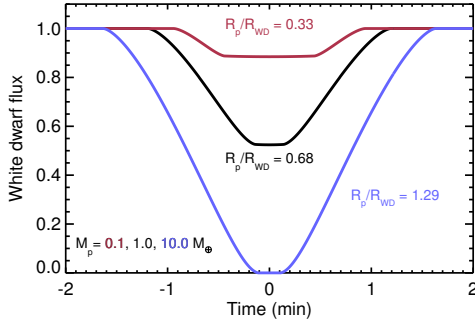


Figura 8: Tránsito de un planeta de tipo Tierra orbitando en la zona de habitabilidad ($a = 0.013$ UA) de una enana blanca con una masa de $0.6 M_{\odot}$. Se consideran masas planetarias de $0.1 M_{\text{Tierra}}$ (línea roja), $1 M_{\text{Tierra}}$ (línea negra) y $10 M_{\text{Tierra}}$ (línea azul). Las razones entre el radio planetario y estelar (R_p/R_{WD}) se indican en la figura. Figura tomada del trabajo de Agol (2011).

también limita la posibilidad de detectar planetas por velocidades radiales de precisión. Para la ocurrencia del tránsito se requieren inclinaciones orbitales próximas a 90° , factor que se vuelve estadísticamente crucial cuando el número de objetos es pequeño. Sin embargo, no todas son desventajas, al tratarse de estrellas del tamaño de la Tierra, los eclipses de planetas serían muy profundos, aunque de escasa duración (típicamente de unos pocos minutos). En este sentido, en el caso de tránsitos planetarios en enanas blancas, el factor determinante no es la precisión en magnitud sino más bien la cadencia o el intervalo de tiempo entre observaciones sucesivas (Agol, 2011). La Fig. 8 ejemplifica este efecto.

Si bien no hay prueba directa de la presencia de planetas en enanas blancas, existen evidencias observacionales muy notables en tal sentido. En la década de los 80s, Zuckerman & Becklin (1987) encontraron excesos infrarrojos en la SED (*spectral energy distribution*) de una enana blanca (WD 29–38), que atribuyeron a la existencia de polvo en un disco circunestelar. En años más recientes, observaciones de los telescopios Spitzer y WISE permitieron incrementar el número de enanas blancas con excesos en forma significativa (Jura et al., 2007; Hoard et al., 2013). La Fig. 9, panel izquierdo, tomado del trabajo de Farihi (2016), muestra la SED de una enana blanca GD 133 con excesos infrarrojos.

Por otro lado, todas las enanas blancas con excesos evidencian la presencia de elementos pesados, tales como: Ca, Mg, Si, Fe, etc., en sus atmósferas (Dufour et al., 2010). La Fig. 9, panel derecho, muestra una serie de espectros de enanas blancas contaminados por elementos pesados. Este hecho no resulta simple de explicar ya que la alta gravedad superficial de estos objetos compactos ($\log g \sim 8$) provocaría que cualquier elemento pesado se hunda en un tiempo muy breve. En consecuencia, la presencia de estos elementos contaminando las atmósferas no tendría un origen primordial.

La explicación más aceptada para ambas evidencias observacionales (excesos infrarrojos y contaminación atmosférica) es la acreción de material circunestelar que yace en un disco residual (*debris disk*). Este material

sería el resultado de la destrucción tidal de cuerpos planetarios menores que originalmente formaron el sistema planetario que orbitaba la estrella central (Jura, 2003; Gänsicke et al., 2012). Recientemente, Vanderburg et al. (2015) reportaron el hallazgo de una enana blanca (WD 1145+017), la cual estaría siendo transitada por varios planetesimales en proceso de desintegración. En particular, el tránsito principal, con un periodo de 4.5 h, es muy variable tanto en su profundidad como en la forma de su perfil, sugiriendo que el objeto transitante podría ser un objeto pequeño con una cola cometaria. En la actualidad existen ~ 45 enanas blancas con evidencias indirectas de planeta/s.

4.4. En variables cataclísmicas y estrellas pulsantes evolucionadas

Los sistemas eclipsantes enanas blanca+enana roja de secuencia principal más comunes son del tipo variables cataclísmicas, las cuales presentan cambios repentinos y muy notables del brillo y periodos orbitales cortos, entre 1.5 y 14 h (Coppejans et al., 2016). NN Ser es un ejemplo de este tipo de sistemas con dos planetas detectados (Beuermann et al., 2010; Parsons et al., 2014). La técnica empleada es la de variación del tiempo del eclipse (ETV, *eclipsing timing variation*). Esta técnica se basa en la detección de variaciones en la cadencia de los eclipses en un sistema binario debido a la presencia de un tercer cuerpo, lo cual ocasiona una modulación periódica en el diagrama O–C^{||}. La Fig. 10 muestra este diagrama para NN Ser, correspondiente al modelo que incorpora dos planetas. Los mencionados planetas poseen masas de 2.3 y $7 M_{\odot}$, periodos de 2830 y 5560 días, y orbitan a 3.4 y 5.4 UA de la binaria, respectivamente. En la actualidad se han detectado ~ 10 planetas en sistemas binarios con una componente enana blanca mediante la técnica de ETV.

Las sub-enanas de tipo espectral B (sdB), son variables pulsantes de elevada temperatura (20000 – 40000 K), $M \sim 0.5 M_{\odot}$, $R \sim 0.2 R_{\odot}$ (Heber, 2009) y corresponden a estadios evolutivos muy avanzados de post-secuencia principal. El planeta detectado en la sub-enana pulsante V391 Peg fue uno de los primeros de este tipo (Silvotti et al., 2007). En este caso, como en otros en estrellas evolucionadas pulsantes, se emplea la técnica de *timing*. V391 Peg, con $T = 30000$ K, se encuentra en la rama horizontal del diagrama HR, quemando He en su interior, y posee pulsaciones extremadamente estables. Sin embargo, la presencia de un cuerpo adicional puede producir ligeras variaciones en el instante de llegada de la señal. Silvotti et al. (2007) determinaron para el planeta (V391 Peg b) los siguientes parámetros: $M_{\text{sen}} = 3.2 M_{\text{Jup}}$, $a = 1.7$ UA, $P = 3.2$ años.

Otro ejemplo lo constituye KIC 10001893, con tres planetas de periodos $P_1 = 5.273$ h, $P_2 = 7.807$ h y $P_3 = 19.48$ h, respectivamente (Silvotti et al., 2014). El

^{||} Cabe mencionar que existen otros efectos que también pueden producir variaciones en el diagrama O–C, tales como: transferencia de masa entre las componentes de la binaria y el mecanismo Applegate, los cuales quedan fuera del marco de esta contribución. La forma del diagrama O–C permite discernir entre los mismos.

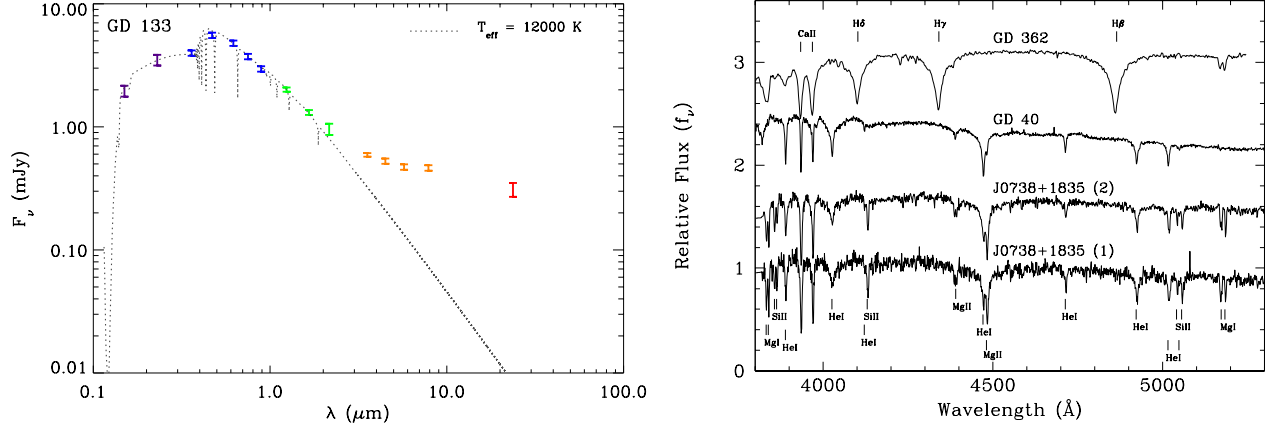


Figura 9: Panel izquierdo: SED de GD 133. Junto con los flujos observados se muestra el correspondiente modelo de atmósfera estelar (línea de puntos). Figura tomada del trabajo de Farihi (2016). Panel derecho: Espectros de enanas blancas con atmósferas contaminadas por la presencia de distintos metales. Figura tomada del trabajo de Dufour et al. (2010).

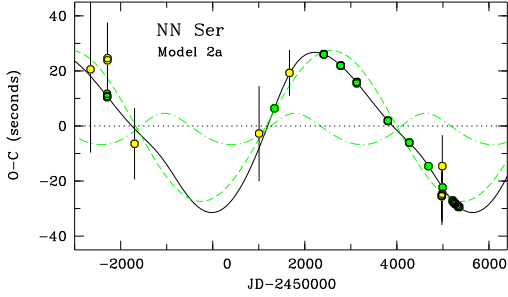


Figura 10: Diagrama O–C de NN Ser para un modelo que incluye dos planetas circumbinarios. La contribución de planeta b es indicada con línea de rayas y la del planeta c con línea de rayas y de puntos. La línea continua indica el efecto combinado. Figura tomada de Beuermann et al. (2010).

periodo orbital menor (P_1) es del orden de 4 veces el periodo de las pulsaciones. Además se trata de planetas resonantes (P_2/P_1 3:2, P_3/P_2 5:2). La Fig. 11 muestra el diagrama O–C de este sistema, el cual evidencia tres componentes periódicas, reflejos del movimiento orbital inducido por cada planeta. Al presente se conocen ~ 7 planetas en este tipo de sistemas.

5. Diversidad de estrellas huéspedes

De las secciones anteriores surge la idea de que los planetas acompañan todo el ciclo evolutivo de las estrellas huéspedes, desde su formación hasta las etapas finales de las mismas. En la Tabla 1 se muestra un recuento actual del número de planetas asociados a estrellas en distintas etapas evolutivas. Cabe mencionar que esta tabla no pretende reflejar un recuento riguroso, sino más bien, proporcionar una idea de la relación actual de planetas en estrellas de secuencia principal y fuera de ella.

De la Tabla 1 resulta que sólo un $\sim 7\%$ de los planetas conocidos están asociados a estrellas fuera de la secuencia principal. Sin embargo, este número bien podría representar sólo una cota inferior. Además de los vicios

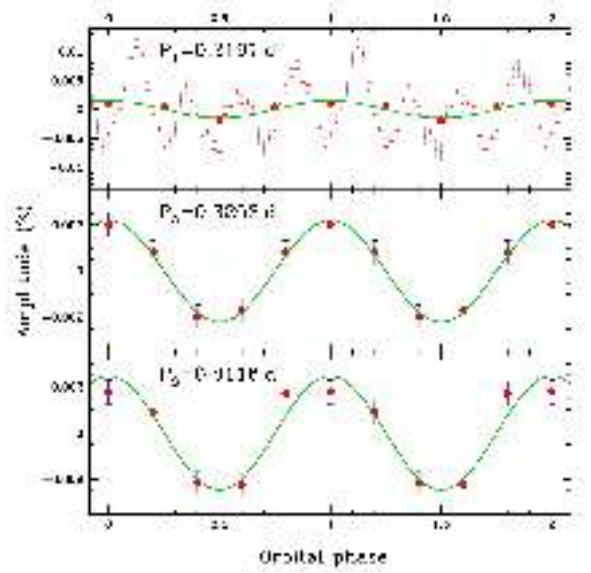


Figura 11: Diagrama O–C de la sub-enana pulsante KIC 10001893 con tres planetas. Notar que el panel superior muestra que el planeta más interno posee un período muy próximo a 4 veces el período principal de pulsación de la estrella. Figura tomada del trabajo de Silvotti et al. (2014).

conocidos en las técnicas de detección, se debería tener en cuenta que las estrellas evolucionadas no han sido los blancos prioritarios en las búsquedas actuales. Por este motivo se podría pensar que los planetas de la Tabla 1, sólo representan la punta del *iceberg*, quedando muchos todavía por ser detectados. Es de notar que la existencia de planetas en estas estrellas podría tener diversos orígenes. Por ejemplo, como se mencionó en el caso de los púlsares, los planetas podrían no ser primigenios sino haberse formado del material eyectado por la explosión de supernova, que circunda el remanente estelar. El otro escenario indica que podrían ser remanentes de núcleos estelares de masas planetarias, que están siendo desintegrados por la atracción del objeto compacto.

Tabla 1: Recuento de planetas en estrellas en distintas etapas evolutivas

Clase de estrellas	No de planetas
T Tauri	~ 25
Secuencia Principal	~ 3200
Sub-gigantes	~ 50
Gigantes	~ 90
Púlsares	~ 7
Enanas blancas*	~ 45
Variables cataclísmicas	~ 10
Sub-enanas B (sdB) pulsantes	~ 7

*Evidencias indirectas de la presencia de planeta.

6. Conclusiones

Si bien el porcentaje de planetas en estrellas fuera de secuencia principal es pequeño ($\sim 7\%$), su estudio es muy importante ya que la muestra actual puede sólo representar la punta del *iceberg*, donde los planetas en estrellas en formación o ya evolucionadas podrían ser tan frecuentes como en estrellas de secuencia principal.

Existen diversas misiones espaciales que en los próximos años podrían aportar a nuestro conocimiento de los planetas en estrellas fuera de la secuencia principal. Sin embargo, ninguna de ellas ha sido pensada o diseñada con este objetivo específico. La Enciclopedia de Planetas Extrasolares** proporciona un listado de las distintas misiones relacionadas con la búsqueda y caracterización de los planetas extrasolares. Un rápido recuento indica que existen en la actualidad alrededor de 75 programas desde Tierra y otras ~ 25 misiones espaciales de distinto tipo. El grado de avances de cada una de ellas es muy diverso y, en algunos casos, son sólo proyectos que se encuentran en una etapa de estudio de factibilidad. Otros son telescopios y/o instrumentos que están en completa operación. De todas ellas, y a manera de ejemplo, se pueden citar la misión K2^{††} actualmente en curso, y el telescopio espacial James Webb (JWST^{‡‡}).

Así como en el siglo pasado se avanzó significativamente en nuestro conocimiento de la evolución estelar, el presente siglo debería revelar de qué manera se ven afectados los planetas a medida que la estrella huésped evoluciona. Otro de los enigmas a develarse se relaciona con las características de estos exóticos planetas.

Agradecimientos: Al COL y COC de la 59 Reunión de la AAA.

Referencias

Affer L., et al., 2016, A&A, 593, A117
 Agol E., 2011, ApJL, 731, L31
 ALMA Partnership et al., 2015, ApJL, 808, L3
 Anglada-Escudé G., et al., 2016, Nature, 536, 437
 Bailes M., et al., 2011, Science, 333, 1717
 Basri G., 2000, ARA&A, 38, 485
 Beuermann K., et al., 2010, A&A, 521, L60
 Borucki W. J., et al., 2010, Science, 327, 977

** <http://exoplanet.eu/research/>

†† <https://keplerscience.arc.nasa.gov/>

‡‡ <http://www.jwst.nasa.gov/origins.html>

Bowler B. P., 2016, PASP, 128, 102001
 Brucalassi A., et al., 2016, A&A, 592, L1
 Burrows A., et al., 1997, ApJ, 491, 856
 Carrasco-González C., et al., 2016, ApJL, 821, L16
 Carroll T. A., et al., 2012, A&A, 548, A95
 Ciceri S., et al., 2015, A&A, 573, L5
 Cieza L., et al., 2007, ApJ, 667, 308
 Coppejans D. L., et al., 2016, MNRAS, 456, 4441
 David T. J., et al., 2016, Nature, 534, 658
 Donati J. F., et al., 2016, Nature, 534, 662
 Dufour P., et al., 2010, ApJ, 719, 803
 Espaillat C., et al., 2014, Protostars and Planets VI, pp 497–520
 Farihi J., 2016, New A. Rev., 71, 9
 Ford E. B., 2014, Proceedings of the National Academy of Science, 111, 12616
 Forget F., 1998, Earth Moon and Planets, 81, 59
 Furlan E., et al., 2011, ApJS, 195, 3
 Gaidos E., et al., 2017, MNRAS, 464, 850
 Gänsicke B. T., et al., 2012, MNRAS, 424, 333
 Girardi L., et al., 2000, A&AS, 141, 371
 Grießmeier J.-M., et al., 2009, Icarus, 199, 526
 Heber U., 2009, ARA&A, 47, 211
 Herbst W., et al., 1994, AJ, 108, 1906
 Hoard D. W., et al., 2013, ApJ, 770, 21
 Hobson M. J., Gómez M., 2015, Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina, 57, 260
 Howell S. B., et al., 2014, PASP, 126, 398
 Iben Jr. I., 1967, ARA&A, 5, 571
 Jofré E., et al., 2015, A&A, 574, A50
 Johns-Krull C. M., et al., 2016, ApJ, 826, 206
 Jura M., Farihi J., Zuckerman B., 2007, ApJ, 663, 1285
 Jura M., 2003, ApJL, 584, L91
 Kaplan D. L., et al., 2009, ApJ, 700, 149
 Kenyon S. J., Gómez M., Whitney B. A., 2008, Low Mass Star Formation in the Taurus-Auriga Clouds. p. 405
 Libralato M., et al., 2016, MNRAS, 463, 1780
 Lissauer J. J., et al., 2011, ApJS, 197, 8
 Lissauer J. J., et al., 2014, ApJ, 784, 44
 Lovis C., et al., 2011, A&A, 528, A112
 Malavolta L., et al., 2016, A&A, 588, A118
 Mann A. W., et al., 2016a, ApJ, 818, 46
 Mann A. W., et al., 2016b, AJ, 152, 61
 Mann A. W., et al., 2016c, ArXiv e-prints
 Obermeier C., et al., 2016, ArXiv e-prints
 Ortiz M., et al., 2015, A&A, 573, L6
 Padgett D. L., et al., 2006, ApJ, 645, 1283
 Parsons S. G., et al., 2014, MNRAS, 438, L91
 Porto de Mello G., del Peloso E. F., Ghezzi L., 2006, Astrobiology, 6, 308
 Quinn S. N., et al., 2015, ApJ, 803, 49
 Ransom S. M., et al., 2001, ApJL, 546, L25
 Schmidt T. O. B., et al., 2016, A&A, 593, A75
 Seager S., Mallén-Ornelas G., 2003, ApJ, 585, 1038
 Silvotti R., et al., 2007, Nature, 449, 189
 Silvotti R., et al., 2014, A&A, 570, A130
 van Eyken J. C., et al., 2012, ApJ, 755, 42
 Vanderburg A., et al., 2015, Nature, 526, 546
 Vanderburg A., Bieryla A., Duvé D. A. e. a., 2016, ApJL, 829, L9
 Wang Z., Chakrabarty D., Kaplan D. L., 2006, Nature, 440, 772
 Wang Z., 2014, Planet. Space Sci., 100, 19
 Wolszczan A., Frail D. A., 1992, Nature, 355, 145
 Wolszczan A., 1992, in 23rd Lunar and Planetary Science Conference. p. 53
 Wolszczan A., 1994, Science, 264, 538
 Zuckerman B., Becklin E. E., 1987, Nature, 330, 138

Exploring new worlds

A review on extrasolar planet observations

R.F. Díaz^{1,2}

¹ *Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina.*

² *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina.*

Contact / rodrigo@iafe.uba.ar

Resumen / El campo de los planetas extrasolares es uno de los más activos y de rápida evolución de la astrofísica. En este artículo presento una descripción de algunos de los aspectos observacionales principales del campo, haciendo hincapié en las técnicas de velocidad radial y de tránsitos y en sus resultados. A la hora actual, la limitación del campo está impuesta por los fenómenos astrofísicos que ocurren en las estrellas huésped, conocidos como actividad estelar. Discuto las principales características de estos fenómenos y describo los métodos y técnicas que se utilizan para sobreponerse a sus efectos. Finalmente, resumo brevemente la manera en la que las observaciones avanzan nuestra comprensión de los mecanismos de formación y evolución de planetas, y nos permiten caracterizar en detalle planetas individuales.

Abstract / The field of extrasolar planets is one of the most active and rapidly evolving ones in astrophysics. In this article I present a review of some of the main observational aspects of extrasolar planet research, focusing on the radial velocity and transit techniques, and their results. The current limitation of the field is imposed by astrophysical phenomena occurring in the planet host star, and known collectively as stellar activity. I discuss the main characteristics of these phenomena and describe the methods and techniques being used to overcome their effects. Finally, I give a short overview on the way observations advance our understanding of planet formation and evolution, and allow us to characterise in detail individual planetary objects.

Keywords / planetary systems — techniques: radial velocities — techniques: photometric

1. Introduction

The detection of the first Earth-like* habitable planets is one of the most exciting scientific achievements of the last decade, and one that stirred the attention and imagination of scientists and the general public alike. In particular, the recent detection of seven terrestrial planets around the ultracool star TRAPPIST-1 (Gillon et al., 2017), and the discovery of a rocky planet in the habitable zone of the closest star to the Sun, Proxima Centauri (Anglada-Escudé et al., 2016), had large media coverage by some of the most important newspapers in the world. The old dream of exploring new worlds which started in 1995 with the breakthrough discovery of the first giant planet around a Solar-like star (Mayor & Queloz, 1995) gave a new step forward with the appearance of these Earth-mass and Earth-size objects orbiting stars like the Sun (e.g. Mayor et al., 2009; Udry et al., 2007; Léger et al., 2009; Batalha et al., 2011; Pepe et al., 2013; Díaz et al., 2016b). Furthermore, it was quickly understood that Earth-mass planets were far more numerous than the easier-to-detect more massive Jupiter-like planets. More than half the solar-like stars in the night sky harbour at least one planet less

massive than Neptune (Mayor et al., 2011). Moreover, a precious handful of the Earth-like planets detected to date are in the habitable zone of their stars (e.g. Jenkins et al., 2015; Anglada-Escudé et al., 2016), a region where conditions can in principle allow for liquid water to exist in the surface of rocky planets.

In Section 2. we present the main techniques used to detect extrasolar planets and discuss some of the results they provided. In Section 3. we briefly review the recent discoveries of rocky planets in the habitable zone of low-mass stars. Section 4. deals with the main current limitation of the radial velocity and transit techniques: stellar activity, and in Section 5. we describe briefly how exoplanet observations help in advancing our knowledge on planet formation and evolution.

2. Detection techniques

In this Section we review the two most successful techniques used to detect extrasolar planets: radial velocity and transit photometry. For more specialised reviews on radial velocity instrumentation and the history of radial velocity surveys, see Pepe et al. (2014) and Mayor et al. (2014), respectively.

*We use the term Earth-like to mean planets with a mass and radius similar to that of planet Earth, and we reserve the term Earth analogues to describe Earth-like planets orbiting in the habitable zone of Sun-like stars.

2.1. Radial velocity

The technique relies on the Doppler effect to precisely measure the line-of-sight velocity of stars. The variations in the stellar radial velocity induced by a single orbiting body are accurately described by a Keplerian curve:

$$V = V_0 + K [\cos(\nu + \omega) + e \cos \omega] , \quad (1)$$

with

$$K = \left(\frac{2\pi G}{P} \right)^{1/3} \frac{1}{\sqrt{1 - e^2}} \frac{m_2 \sin I}{(m_1 + m_2)^{2/3}} , \quad (2)$$

and where G is the Universal gravitation constant, ν is the true anomaly, ω is the argument of pericentre, e is the orbital eccentricity, and P is the orbital period. m_1 and m_2 are, respectively, the mass of the star and the mass of the planet, and I is the inclination of the orbit with respect to the plane of the sky. V_0 is an integration constant corresponding to the velocity of the center-of-mass of the star-planet system with respect to the observer on Earth. For a detailed derivation of these formulae, see Murray & Dermott (2000); Murray & Correia (2010).

Over the last few decades, the development of ultra-stable spectrographs and the improvement in the data reduction techniques (e.g. Pepe et al., 2002) have permitted achieving precisions of the order of 1 m/s, or even better. This corresponds to shifts in the stellar spectroscopic features smaller than 1/1000th of a pixel in the detector. Furthermore, very stable spectrographs, like HARPS at the 3.6-m ESO telescope in La Silla (Mayor et al., 2003) or SOPHIE at the 1.93-m telescope at the Observatoire de Haute Provence (Bouchy et al., 2013) are stable at this precision level over many years, which enables the detection of planetary objects on Jupiter-like orbits (e.g. Boisse et al., 2012b; Díaz et al., 2016a). The evolution of the technique is dramatically attested by the decrease of the masses of the planets detected by radial velocity in time (Fig. 1). The downward trend seems to have stopped over the last years, probably due to stellar activity effects (see Section 4.).

If m_2 is neglected with respect to m_1 in the denominator of equation 2, which is reasonable in the typical star-planet system, we see that the radial velocity signal scales linearly with the mass m_2 of the orbiting companion, and inversely with $P^{1/3}$. Note that the RV amplitude depends on the combination of m_2 and $\sin I$. Using RV data alone it is therefore not possible to measure the real mass of the planets, but only the so-called "minimum mass", $m_2 \sin I$.

A large fraction of the detections come from large-scale long-term radial velocity surveys, like the HARPS search for Southern extrasolar planets (Mayor et al., 2003) or the Eta-Earth survey carried out with the HIRES spectrograph at the Keck telescope (Howard et al., 2010). Some of them have run for over a decade, although the instruments have been upgraded or otherwise changed (see Díaz et al., 2016a). After several years of observations on well-defined samples, these surveys have reached an outstanding result: about half of the solar-type stars in the Solar Neighbourhood harbour

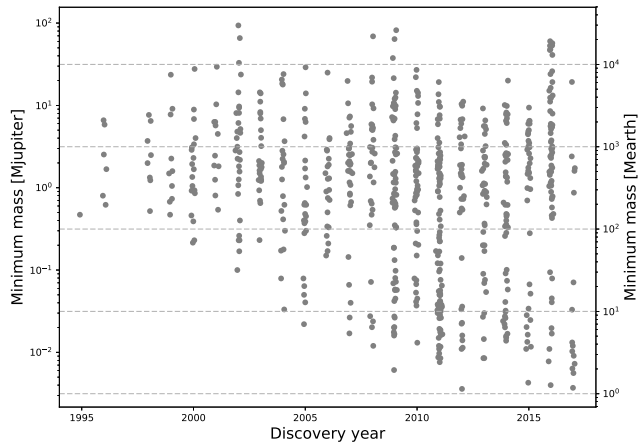


Figure 1: Minimum masses measures with the radial velocity technique as a function of their discovery year. A clear downward trend is seen in the lower envelope of the points, until around the year 2012. A small random jitter was introduced in the horizontal axis to improved visibility.

at least one Neptune-mass or Super-Earth planet on orbits of less than 100 days (Mayor et al., 2011; Howard et al., 2010). Furthermore, small-mass planets are often found in multi-planetary systems, specially for small-mass host stars (e.g. Mayor et al., 2011; Bonfils et al., 2013; Udry et al., 2017).

Besides the fundamental measurement of the planetary mass, the radial velocity technique allows characterising the orbital eccentricity and obliquity (e.g. Hébrard et al., 2008; Husnoo et al., 2011; Triaud et al., 2010; Moutou et al., 2011), which give important clues and constrains for the models of planetary formation and evolution. In addition, the radial velocity instruments are usually needed to establish the planetary nature of most of the candidates coming from transit surveys, which can be plagued by false positives (e.g. Santerne et al., 2012, 2016). The radial velocity technique is therefore of paramount importance in exoplanet science, be it for the detection of small-mass objects, to establish the nature of small-size transiting candidates, or to characterise their orbits.

2.2. Transit photometry

When the orbit of a planet is aligned with the line-of-sight from Earth, the planet is seen to transit in front of its host star. This produces periodical dimmings of the star flux, with a fractional amplitude of around $k^2 = (R_p/R_s)^2$, where R_p and R_s are the planetary and stellar radius, respectively (Seager & Mallén-Ornelas, 2003). Therefore, by measuring the transit light curve, the relative size of the planet with respect to the star can be measured. However, using a more realistic model including the stellar limb darkening effect (Mandel & Agol, 2002), the transit depth becomes covariate not only with the planet-to-star size ratio but also to other model parameters, such as the limb darkening coefficients and the scaled semi-major axis, a/R_s . Furthermore, the correlations are non-linear, and the inference

on the planet size given some photometric data requires therefore numerical methods. The transit contains, furthermore, information on the bulk density of the star. This can be easily seen by dividing through by R_s^3 in Kepler's Third Law and re-arranging the terms slightly:

$$\rho_s + k^3 \rho_p = \frac{3\pi}{G} \frac{1}{P^2} \left(\frac{a}{R_s} \right)^3, \quad (3)$$

where a is the semi-major axis of the relative orbit between the planet and the star, and the mean (bulk) density is $\rho_s = M_s (4\pi R_s^3/3)^{-1}$, and an equivalent expression for ρ_p . In the usual case in which $k \ll 1$ and $M_p \ll M_s$, the second term on the left hand side of equation 3 can be neglected and the stellar mean density can be estimated by measuring the orbital period and a/R_s .

The first transiting planet was detected in 2000 (Charbonneau et al., 2000; Henry et al., 2000) and paved the way for a number of ground-based wide-field searches for transiting planets. Among them, Super-WASP (Pollacco et al., 2006) and HAT-net (Bakos et al., 2004) proved to be the most successful ones. They discovered over a hundred and fifty transiting planets, mostly Jupiter-sized objects on short-period orbits. However, due to the limitations associated with ground-based observatories, like limited precision and incomplete phase coverage, these surveys could not thoroughly probe the population of planets at periods longer than around 10 days, or with transit depths below around five parts-per-thousand.

These limitations were overcome by spaced-based transit searches. The pioneering mission CoRoT (Baglin et al., 2006; Auvergne et al., 2009) discovered the first transiting super-Earth, CoRoT-7 b (Léger et al., 2009; Queloz et al., 2009), with a depth of 350 parts-per-million (ppm), and the first temperate Jupiter-like planet, CoRoT-9 b (Deeg et al., 2010), with an orbital period of 92 days. The space mission Kepler (Borucki et al., 2010; Koch et al., 2010) brought forward a gigantic advance in our understanding of extrasolar planets. Launched in 2009 on an Earth-trailing heliocentric orbit, Kepler is the first space mission fully devoted to extrasolar planets. The 0.95-m aperture telescope is capable of reaching a shot noise level of 14 ppm in 6.5 hr $V=12$ solar-like star (Koch et al., 2010), in principle allowing the detection of transits of Earth-size planets around solar stars. This is achieved thanks to the stability associated with the heliocentric orbit and to the outstanding pointing performance of the spacecraft and the thermal stability of the CCDs. The Kepler mission observed a single field for over four years, measuring the flux of over 150 000 stars, mostly previously selected FGK dwarves. The continuing monitoring coupled with the exquisite precision, allowed Kepler to detect over 4000 planetary transit candidates, some with radii as small as those of Mercury or Mars (e.g. Borucki et al., 2013; Barclay et al., 2015; Jontof-Hutter et al., 2015). Many of the small-size candidates appear in multi-transiting systems, in close agreement with the HARPS result mentioned in Section 2.1. The relevance of the Kepler mission results is partially seen in Fig. 2, where the radius of the detected transiting planets is shown as function

of their discovery year. The red vertical line represents the launch date of Kepler. Out of the thousands of planets candidates detected by Kepler, only a few have dynamical measurements of their mass. This is mostly due to the faintness of the Kepler target stars, which make them unsuitable for precise radial velocity follow-up, combined with the fact that most of the candidates are small-sized transits, for which the expected radial velocity amplitude is small.

A fraction of the large Kepler candidate catalogue is expected to be, in fact, false positives produced by astrophysical contamination, such as eclipsing binary systems gravitationally bound to or aligned by chance with a foreground of background bright star. For a thorough discussion on false positive scenarios see, e.g., Díaz et al. (2014) and Santerne et al. (2013). The percentage of false positives was originally estimated to be around 10% (Morton & Johnson, 2011). However, subsequent radial velocity follow-up of a sample of giant planet candidates demonstrated the fraction of false positives is closer to 0.35 or 0.5 (Santerne et al., 2012, 2016). The false positive probability for small-size candidates is still not fully understood, but it was shown that objects appearing in multi-transiting systems have a high probability of being *bona fide* planets (Lissauer et al., 2012). This allowed validating, i.e. securely establishing as planets despite a lack of a dynamical mass measurement, hundreds of Kepler candidates (Lissauer et al., 2014b; Rowe et al., 2014).

Furthermore, in many multiple-transiting systems, mutual planet interactions produce transit timing variations (TTV), the departure of the transit from strict periodicity. TTV allow for the mass of the candidates to be measured without recurring to radial velocity measurements, and have permitted the detection of the planets with masses as small as that of Mars (e.g. Jontof-Hutter et al., 2015).

The extreme precision of the Kepler photometry and the large sample of stars monitored by the mission permitted detecting the first circumbinary planets (Doyle et al., 2011; Orosz et al., 2012; Kostov et al., 2014), i.e. planets in orbit around binary stars, post-common envelope planets (Charpinet et al., 2011), and other rarities, such as the still-unexplained variability of the star KIC8462852 (Boyajian et al., 2016). For a detailed review of the Kepler discoveries up to 2014, see Lissauer et al. (2014a).

3. Habitable zone planets

Despite the outstanding success of Kepler, and the upcoming space missions TESS (Ricker et al., 2014), CHEOPS and PLATO (Rauer et al., 2014), a few very recent discoveries highlight the important role ground-based transit surveys still play. The seven rocky planets orbiting the ultracool dwarf TRAPPIST-1 (Gillon et al., 2017), three of which could potentially harbour liquid water in their surface, were first revealed by a small 60-cm aperture telescope located at the ESO La Silla observatory. Similarly, the detection of a transiting planet in the habitable zone of the cool M dwarf LHS1140 (Dittmann et al., 2017) was possible thanks

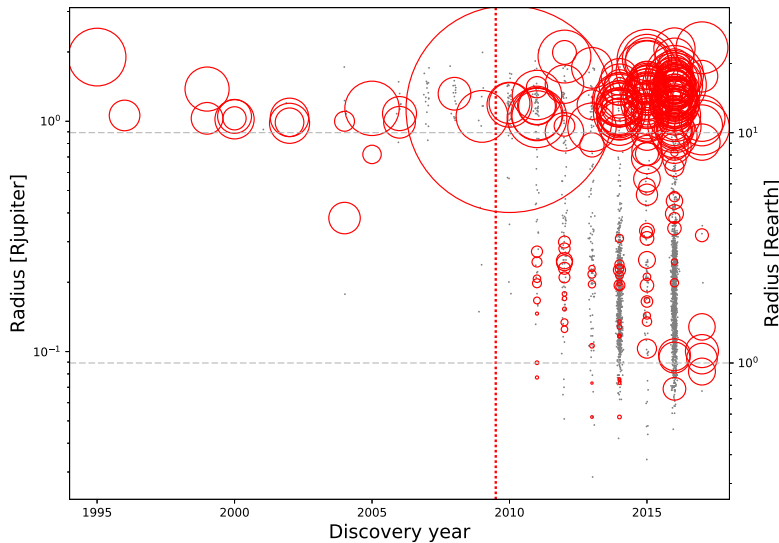


Figure 2: Radius of detected planets as a function of their discovery year. Red circles represent planets with a dynamical measurement of their mass, and their size are proportional to the planet-to-star radius ratio. The vertical dashed line indicate approximately the Kepler launch date. A small random jitter was introduced in the horizontal axis to improve visibility.

to the Mearth survey (Berta et al., 2012), which operates two identical sets of eight 40-cm aperture telescopes from the Fred Lawrence Whipple Observatory and from Cerro Tololo.

The importance of these planets becomes evident in Fig. 2, where they appear as the bottommost red circles in the last two columns (corresponding to the years 2016 and 2017). Their relative large transit depths with respect to previous Earth-size detections by Kepler make them prime targets for atmospheric characterisation using the James Webb Space Telescope (JWST). Furthermore, the stars TRAPPIST-1 and LHS1140 are relatively bright, specially in the infrared wavelength range (see Section 5.).

4. Stellar Activity

The continuous technical improvements of radial velocity and transit surveys have yielded a vast number of important discoveries and conclusions: multiple planets systems, planets on misaligned orbits, short-period eccentric planets, circumbinary systems, among many others. However, these same improvements have revealed important limitations of astrophysical origin. In particular, the phenomena known collectively as stellar activity hinder the detection of Earth-like planets, can bias the characterisation of the planetary objects (Pont et al., 2011; Barros et al., 2014; Haywood et al., 2014) and even produce signals that can be mistaken by the signature of a planetary object (e.g. Queloz et al., 2001). Because of this, and in spite of the large deduced occurrence of Earth-like planets, less than 40 objects have masses below 10 Earth masses, with both radius and mass measured with a precision better than 30

The main stellar activity phenomena affecting radial velocity measurements are activity cycles, the presence

of active regions in the stellar surface, and surface granulation. These phenomena occur over a large range of frequencies and amplitudes, which means that a single technique or observational strategy will probably fail to account for, correct, or minimise all of them simultaneously. Therefore, a battery of methods needs to be employed, each conceived to deal with a given phenomenon.

Stellar activity cycles often have periods ranging from a few years to over a decade (Baliunas et al., 1995; Lovis et al., 2011). They induce radial velocity signals of the order of up to ten meters-per-second (Lovis et al., 2011; Dumusque et al., 2011a). The effect in the velocities is usually well correlated with activity proxies based on the strength of some lines, like the Mount Wilson S index. These proxies are therefore commonly used to decorrelate the radial velocity measurements. However, if the radial velocity effect of the cycle is not corrected accurately, spurious high-frequency signals can appear in the periodograms of the radial velocity time series. Díaz et al. (2016b) present a methodology to correctly account for the uncertainty in the shape of the magnetic cycle when correcting the radial velocities, which consists in modelling the variations seen in the activity proxy by a slowly varying function and then using this information in the model for the velocities by means of Bayesian prior distributions.

Stellar rotational modulation is produced by active regions (mainly composed of spots and faculae) that come in and out of view as the star rotates. The induced amplitude can be of up to several tens of meters per second (e.g. Queloz et al., 2001), and the typical signal appears at the frequency of the stellar rotation and its first two harmonics (Boisse et al., 2011). Modelling the velocity variation induced by active regions is complicated, as it depends on many factors, such as the size and position of active regions, and their wavelength-dependent

contrast with respect to the quiet stellar photosphere. This leads to models with a large number of parameters and usually very computationally expensive (e.g. Boisse et al., 2012a; Dumusque et al., 2014). This is an important inconvenience in the context of iterative procedures such as Markov Chain Monte Carlo, or even for classical optimisers such as the Levenberg-Marquardt algorithm. Important progress has been made recently by using non-parametric models such as Gaussian process regression to take into account the intricate variations induced by active regions (e.g. Haywood et al., 2014; Rajpaul et al., 2015, 2016; Donati et al., 2017; Cloutier et al., 2017; Damasso & Del Sordo, 2017).

Granulation has typical timescales that range from a few minutes to slightly over a day and induce velocity variations with an amplitude of about 1 m/s (Dumusque et al., 2011b, and references therein). In practice, when a given star is observed over different nights separated by a few days, granulation appears as an additional white noise component, as the coherence time of granules is much shorter than the time between observations. This effectively reduces the precision of the observations and hinders the detection of small-mass planets. However, by choosing the correct observing strategy, the effect of granulation can be overcome. The strategy consists, basically, in observing the star many times per night to average out the effects of granulation, which are expected to change in a few hours, while the velocity of the star is assumed constant (Dumusque et al., 2011b). The strategy is, therefore, quite expensive observationally, and difficult to use on a large sample of stars. Recent work approach the issue using numerical simulations of the effects of granulation to produce a standardised power spectrum that is less affected by granulation (Sulis et al., 2017), thus allowing for more confident detection of signals in the presence of coloured noise.

In the case of photometric observations, as planetary transits have timescales of a few hours, the most relevant activity phenomenon is that of granulation. In fact, granulation is believed to be at the origin of the high-frequency jitter seen in Kepler photometry (Cranmer et al., 2014). In this respect, approaches using Gaussian processes are also being applied with success to the analysis of Kepler light curves (e.g. Barclay et al., 2015), but it is not clear whether they could provide a mean to improve the transit detection limits. On the other hand, granulation amplitude was found to be tightly correlated to surface gravity (e.g. Kallinger et al., 2014), which provides a novel method to characterise stellar hosts using high-cadence high-precision photometry alone.

Stellar activity is generally considered today as the main obstacle impeding the detection and characterisation of a real Earth-analogue. It comes as no surprise, then, that a considerable amount of effort, time and resources is being invested by the exoplanet community to overcome this limitation. On the instrumental side, infrared spectrographs with HARPS-like radial velocity precision have recently been or will be commissioned in the near future (CARMENES, SPIRou, NIRPS). They should produce some advances with respect to their visible-light counterparts, as the effects

of activity are expected to be reduced at infrared wavelengths (see, e.g., Huélamo et al., 2008). The amplitude of the reduction, however, depends on the details of the active regions, such as temperature contrast and spectral appearance (Reiners et al., 2010).

5. An Era of Characterisation

After twenty years of continuous observations and discoveries, the field of exoplanets is slowly moving from an era of discovery to one of characterisation. In this context, the combination of radial velocity and transit measurements has provided very important elements to understand planet formation and evolution as well as to characterise the atmospheres and internal compositions of individual objects.

Precise densities

The combination of radius provided transit measurements and the masses measured through radial velocity allows measuring the density of transiting planets. In turn, the estimate of the mean density can be used to constrain the interior composition of objects through models (e.g. Fortney et al., 2010). Over 400 planets with both mass and radius measurements are known to date. These measurements have revealed a large diversity of composition for giant planets. Extremely dense giant planets can be promptly explained by invoking a large fraction of heavy elements in their cores (e.g. Sato et al., 2005). However, the issue remains of how these dense planets can form in the first place remains. Inflated planets, on the other hand, require an additional source of energy which is not yet clearly identified. Possible sources are eccentricity tides (Bodenheimer et al., 2001), the deposition of kinetic wind energy deep in the planet atmosphere (Guillot & Showman, 2002), obliquity tides (Winn & Holman, 2005), or ohmic dissipation in the planet's magnetic fields (Batygin & Stevenson, 2010). For more details, see Fortney et al. (2010).

For smaller-size planets, the measurement of the mass is challenging, mostly due to the typical faintness of the star. As a consequence, the vast majority of the planets with measured radii below 5 Earth radii have densities determined with a precision worse than 20%. Claims for a large density diversity in this size regime may be based on unreliable measurements. Future space missions PLATO (Rauer et al., 2014) and TESS (Ricker et al., 2014) will uncover hundreds of planets around the closest brightest stars in the sky. These planets will be prone to follow-up spectroscopic measurements that will produce a mass measurement with high precision. In the meantime, it has been shown that a thorough modelling of the light curves of multi-transiting planets exhibiting TTV can provide accurate mean densities without the need to separately obtain masses and radii (Almenara et al., 2015; Almenara et al., 2016). This method has the added advantage of being independent of stellar models, which are often the main limitation in the accuracy of planetary parameters.

Spin-orbit (mis)alignment

When a transiting planet crosses the disk of its star, an apparent radial velocity signal is produced as the planet blocks areas of the stellar disk blue- or red-shifted due to stellar rotation. This is called the Rossiter-McLaughlin (RM) effect, and allows measuring the angle between the stellar rotation axis and the orbital plane, projected on the plane of the sky (see Winn, 2010). Observations of the RM anomaly were performed primarily on giant transiting planets, and showed that while a large fraction of Jupiter-like planets exhibit aligned orbits, a population of planets present a large diversity in their obliquity angles (e.g. Triaud et al., 2010; Hébrard et al., 2011).

This observation is incompatible with the idea of planets forming in the outer parts of protoplanetary disks and migrating inwards by interactions with the disk. Another models for the formation of hot Jupiters invoke scattering between the planets and subsequent circularisation by tidal effects (Rasio & Ford, 1996; Ford & Rasio, 2008), or Kozai oscillations produced by a massive third body in the system. The distribution of orbital obliquities was shown to be compatible with close-in giant planets being formed by planet-planet scattering or Kozai effects (Albrecht et al., 2012).

Atmospheres

Transiting planets offer the unique possibility to study their atmospheres in great detail through the technique of transmission spectroscopy, which consists in measuring the dependence of the flux blocked by the planet with wavelength (see, e.g., Sing et al., 2016; Wyttenbach et al., 2015). Mapping surface inhomogeneities is also possible through the observation of phase curves and secondary transits (see a recent review by Cowan & Fujii, 2017). In both cases, the signal produced by the planetary atmosphere is proportional to a power of the planet-to-star radius ratio, R_p/R_s .

The instruments on the future JWST will allow performing these kind of measurements, today mostly constrained to giant planets, on a sample of small-size planets. In this context, the large transit depth of the planets discussed in Section 3. will make them prime targets for JWST. They may hold the first opportunity to characterise the atmosphere of an extrasolar rocky planet in detail.

Acknowledgements: We acknowledge the Scientific Organising Committee for the invitation to present a version of this review during the 59th meeting of the AAA. I acknowledge support by CONICET through PIP grant XXXXX. Part of this work was carried out within the frame of the National Centre for Competence in Research "PlanetS" supported by the Swiss National Science Foundation (SNSF).

References

Albrecht, S., Winn, J. N., Johnson, J. A., et al. 2012, *ApJ*, 757, 18
 Almenara, J. M., Díaz, R. F., Bonfils, X., & Udry, S. 2016, *A&A*, 595, L5

Almenara, J. M., Díaz, R. F., Mardling, R., et al. 2015, *MNRAS*, 453, 2644
 Anglada-Escudé, G., Amado, P. J., Barnes, J., et al. 2016, *Nature*, 536, 437
 Auvergne, M., Bodin, P., Boisdard, L., et al. 2009, *A&A*, 506, 411
 Baglin, A., Auvergne, M., Boisdard, L., et al. 2006, in *COSPAR Meeting*, Vol. 36, 36th COSPAR Scientific Assembly
 Bakos, G., Noyes, R. W., Kovács, G., et al. 2004, *PASP*, 116, 266
 Baliunas, S. L., Donahue, R. A., Soon, W. H., et al. 1995, *ApJ*, 438, 269
 Barclay, T., Endl, M., Huber, D., et al. 2015, *ApJ*, 800, 46
 Barros, S. C. C., Almenara, J. M., Deleuil, M., et al. 2014, *A&A*, 569, A74
 Batalha, N. M., Borucki, W. J., Bryson, S. T., et al. 2011, *ApJ*, 729, 27
 Batygin, K. & Stevenson, D. J. 2010, *ApJL*, 714, L238
 Berta, Z. K., Irwin, J., Charbonneau, D., Burke, C. J., & Falco, E. E. 2012, *AJ*, 144, 145
 Bodenheimer, P., Lin, D. N. C., & Mardling, R. A. 2001, *ApJ*, 548, 466
 Boisse, I., Bonfils, X., & Santos, N. C. 2012a, *A&A*, 545, A109
 Boisse, I., Bouchy, F., Hébrard, G., et al. 2011, *A&A*, 528, A4+
 Boisse, I., Pepe, F., Perrier, C., et al. 2012b, *A&A*, 545, A55
 Bonfils, X., Delfosse, X., Udry, S., et al. 2013, *A&A*, 549, A109
 Borucki, W. J., Agol, E., Fressin, F., et al. 2013, *Science*, 340, 587
 Borucki, W. J., Koch, D., Basri, G., et al. 2010, *Science*, 327, 977
 Bouchy, F., Díaz, R. F., Hébrard, G., et al. 2013, *A&A*, 549, A49
 Boyajian, T. S., LaCourse, D. M., Rappaport, S. A., et al. 2016, *MNRAS*, 457, 3988
 Charbonneau, D., Brown, T. M., Latham, D. W., & Mayor, M. 2000, *ApJL*, 529, L45
 Charpinet, S., Fontaine, G., Brassard, P., et al. 2011, *Nature*, 480, 496
 Cloutier, R., Doyon, R., Menou, K., et al. 2017, *AJ*, 153, 9
 Cowan, N. B. & Fujii, Y. 2017, *ArXiv e-prints* [Eprint[arXiv:1704.07832]]
 Cranmer, S. R., Bastien, F. A., Stassun, K. G., & Saar, S. H. 2014, *ApJ*, 781, 124
 Damasso, M. & Del Sordo, F. 2017, *A&A*, 599, A126
 Deeg, H. J., Moutou, C., Erikson, A., et al. 2010, *Nature*, 464, 384
 Díaz, R. F., Almenara, J. M., Santerne, A., et al. 2014, *MNRAS*, 441, 983
 Díaz, R. F., Rey, J., Demangeon, O., et al. 2016a, *A&A*, 591, A146
 Díaz, R. F., Ségransan, D., Udry, S., et al. 2016b, *A&A*, 585, A134
 Dittmann, J. A., Irwin, J. M., Charbonneau, D., et al. 2017, *Nature*, 544, 333
 Donati, J.-F., Yu, L., Moutou, C., et al. 2017, *MNRAS*, 465, 3343
 Doyle, L. R., Carter, J. A., Fabrycky, D. C., et al. 2011, *Science*, 333, 1602
 Dumusque, X., Boisse, I., & Santos, N. C. 2014, *ApJ*, 796, 132
 Dumusque, X., Lovis, C., Ségransan, D., et al. 2011a, *A&A*, 535, A55
 Dumusque, X., Udry, S., Lovis, C., Santos, N. C., & Monteiro, M. J. P. F. G. 2011b, *A&A*, 525, A140

- Ford, E. B. & Rasio, F. A. 2008, *ApJ*, 686, 621
- Fortney, J. J., Baraffe, I., & Militzer, B. 2010, *Giant Planet Interior Structure and Thermal Evolution*, ed. S. Seager, 397–418
- Gillon, M., Triaud, A. H. M. J., Demory, B.-O., et al. 2017, *Nature*, 542, 456
- Guillot, T. & Showman, A. P. 2002, *A&A*, 385, 156
- Haywood, R. D., Collier Cameron, A., Queloz, D., et al. 2014, *MNRAS*, 443, 2517
- Hébrard, G., Bouchy, F., Pont, F., et al. 2008, *A&A*, 488, 763
- Hébrard, G., Ehrenreich, D., Bouchy, F., et al. 2011, *A&A*, 527, L11
- Henry, G. W., Marcy, G. W., Butler, R. P., & Vogt, S. S. 2000, *ApJL*, 529, L41
- Howard, A. W., Marcy, G. W., Johnson, J. A., et al. 2010, *Science*, 330, 653
- Huélamo, N., Figueira, P., Bonfils, X., et al. 2008, *A&A*, 489, L9
- Husnoo, N., Pont, F., Hébrard, G., et al. 2011, *MNRAS*, 413, 2500
- Jenkins, J. M., Twicken, J. D., Batalha, N. M., et al. 2015, *AJ*, 150, 56
- Jontof-Hutter, D., Rowe, J. F., Lissauer, J. J., Fabrycky, D. C., & Ford, E. B. 2015, *Nature*, 522, 321
- Kallinger, T., De Ridder, J., Hekker, S., et al. 2014, *A&A*, 570, A41
- Koch, D. G., Borucki, W. J., Basri, G., et al. 2010, *ApJL*, 713, L79
- Kostov, V. B., McCullough, P. R., Carter, J. A., et al. 2014, *ApJ*, 784, 14
- Léger, A., Rouan, D., Schneider, J., et al. 2009, *A&A*, 506, 287
- Lissauer, J. J., Dawson, R. I., & Tremaine, S. 2014a, *Nature*, 513, 336
- Lissauer, J. J., Marcy, G. W., Bryson, S. T., et al. 2014b, *ApJ*, 784, 44
- Lissauer, J. J., Marcy, G. W., Rowe, J. F., et al. 2012, *ApJ*, 750, 112
- Lovis, C., Ségransan, D., Mayor, M., et al. 2011, *A&A*, 528, A112
- Mandel, K. & Agol, E. 2002, *ApJL*, 580, L171
- Mayor, M., Lovis, C., & Santos, N. C. 2014, *Nature*, 513, 328
- Mayor, M., Marmier, M., Lovis, C., et al. 2011, *A&A*, submitted [Eprint[arXiv]1109.2497]
- Mayor, M., Pepe, F., Queloz, D., et al. 2003, *The Messenger*, 114, 20
- Mayor, M. & Queloz, D. 1995, *Nature*, 378, 355
- Mayor, M., Udry, S., Lovis, C., et al. 2009, *A&A*, 493, 639
- Morton, T. D. & Johnson, J. A. 2011, *ApJ*, 738, 170
- Moutou, C., Almenara, J.-M., Alonso, R., et al. 2011, *A&A*, submitted
- Murray, C. D. & Correia, A. C. M. 2010, *Keplerian Orbits and Dynamics of Exoplanets*, ed. S. Seager (University of Arizona Press), 15–23
- Murray, C. D. & Dermott, S. F. 2000, *Solar System Dynamics* (Cambridge University Press)
- Orosz, J. A., Welsh, W. F., Carter, J. A., et al. 2012, *Science*, 337, 1511
- Pepe, F., Cameron, A. C., Latham, D. W., et al. 2013, *Nature*, 503, 377
- Pepe, F., Ehrenreich, D., & Meyer, M. R. 2014, *Nature*, 513, 358
- Pepe, F., Mayor, M., Galland, F., et al. 2002, *A&A*, 388, 632
- Pollacco, D. L., Skillen, I., Cameron, A. C., et al. 2006, *PASP*, 118, 1407
- Pont, F., Aigrain, S., & Zucker, S. 2011, *MNRAS*, 411, 1953
- Queloz, D., Bouchy, F., Moutou, C., et al. 2009, *A&A*, 506, 303
- Queloz, D., Henry, G. W., Sivan, J. P., et al. 2001, *A&A*, 379, 279
- Rajpaul, V., Aigrain, S., Osborne, M. A., Reece, S., & Roberts, S. 2015, *MNRAS*, 452, 2269
- Rajpaul, V., Aigrain, S., & Roberts, S. 2016, *MNRAS*, 456, L6
- Rasio, F. A. & Ford, E. B. 1996, *Science*, 274, 954
- Rauer, H., Catala, C., Aerts, C., et al. 2014, *Experimental Astronomy*, 38, 249
- Reiners, A., Bean, J. L., Huber, K. F., et al. 2010, *ApJ*, 710, 432
- Ricker, G. R., Winn, J. N., Vanderspek, R., et al. 2014, in *Proc. SPIE*, Vol. 9143, *Space Telescopes and Instrumentation 2014: Optical, Infrared, and Millimeter Wave*, 914320
- Rowe, J. F., Bryson, S. T., Marcy, G. W., et al. 2014, *ApJ*, 784, 45
- Santerne, A., Díaz, R. F., Moutou, C., et al. 2012, *A&A*, 545, A76
- Santerne, A., Fressin, F., Díaz, R. F., et al. 2013, *A&A*, 557, A139
- Santerne, A., Moutou, C., Tsantaki, M., et al. 2016, *A&A*, 587, A64
- Sato, B., Fischer, D. A., Henry, G. W., et al. 2005, *ApJ*, 633, 465
- Seager, S. & Mallén-Ornelas, G. 2003, *ApJ*, 585, 1038
- Sing, D. K., Fortney, J. J., Nikolov, N., et al. 2016, *Nature*, 529, 59
- Sulis, S., Mary, D., & Bigot, L. 2017, *IEEE Transactions on Signal Processing*, 65, 2136
- Triaud, A. H. M. J., Collier Cameron, A., Queloz, D., et al. 2010, *A&A*, 524, A25
- Udry, S., Bonfils, X., Delfosse, X., et al. 2007, *A&A*, 469, L43
- Udry, S., Dumusque, X., Lovis, C., et al. 2017, *ArXiv e-prints* [Eprint[arXiv]1705.05153]
- Winn, J. N. 2010, *Exoplanet Transits and Occultations*, ed. S. Seager (University of Arizona Press), 55–77
- Winn, J. N. & Holman, M. J. 2005, *ApJL*, 628, L159
- Wytenbach, A., Ehrenreich, D., Lovis, C., Udry, S., & Pepe, F. 2015, *A&A*, 577, A62



Metalicidad estelar, discos protoplanetarios y planetas

L. García¹, E. Jofré^{1,2}, R. Petrucci^{1,2} & M. Gómez^{1,2}

¹ Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

² Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

Contacto / lucianog@oac.unc.edu.ar

Resumen / En esta contribución se analizan las metalicidades de estrellas jóvenes, de tipo T Tauri, y se comparan con las metalicidades de estrellas de secuencia principal con y sin disco y con planetas detectados. Para ello, se seleccionaron estrellas que se encuentran en regiones de formación estelar cercanas y estrellas de secuencia principal con metalicidades disponibles en la literatura. Además, se buscan correlaciones de las metalicidades con la presencia de disco circunestelar. La comparación de metalicidades muestra que los valores medios del conjunto de estrellas jóvenes es comparable con las metalicidades medias de las estrellas de secuencia principal, independientemente de si estas últimas tienen evidencias de disco de escombros o no. Sin embargo, las distribuciones de metalicidad serían distintas, en particular cuando se compara con estrellas de secuencia principal sin disco ($p \sim 10^{-4}$): dentro de las estrellas de secuencia principal existe un conjunto de objetos de metalicidades bajas que no se encuentra en la muestra de estrellas jóvenes. Por otra parte, la muestra de estrellas de secuencia principal con planetas detectados tiene un valor medio de metalicidad más alto que las estrellas jóvenes (0.08 vs. -0.07). Éste es un resultado interesante ya que las estrellas jóvenes analizadas en este trabajo serían las progenitoras de las estrellas con planetas incluidas en nuestra muestra.

Abstract / In this contribution we study the metallicities of young T Tauri type stars and compare them with the metallicities of main-sequence stars with and without debris disks and with detected planets. For this purpose, we selected young stars in nearby star formation regions and main-sequence stars with metallicities available in the literature. In addition, we search for correlations between metallicities and the existence of circumstellar disks. The comparison of both metallicities distributions shows that the median values are comparable for young and main-sequence stars, regardless of whether the latter have evidence of disk or not. However, the metallicities distributions would be different ($p \sim 10^{-4}$): within the main-sequence stars there is a set of low metallicity objects not present in the group of young stars. On the other hand, the sample of main-sequence stars with detected planets has a higher median metallicity than the sample of young stars (0.08 vs. -0.07). This is an interesting result since the young stars analyzed in this work would be the progenitors of the stars with planets.

Keywords / stars: abundances — (stars:) circumstellar matter — stars: formation — stars: low-mass — stars: pre-main sequence — stars: variables: T Tauri, Herbig Ae/Be

1. Introducción

Diversas determinaciones de metalicidad para estrellas asociadas a planeta del tipo *Hot-Jupiter*^{*} muestran que éstas tienen, en promedio, metalicidades más altas que estrellas de campo sin planetas detectados (ver, por ejemplo, Fischer & Valenti, 2005). Actualmente, existen dos hipótesis que intentan explicar esta relación. Una de ellas propone que como consecuencia de la formación planetaria, la estrella huésped es enriquecida con elementos pesados debido a la acreción de planetesimales. La segunda hipótesis propone que las estrellas con planetas se forman en nubes primigenias ricas en metales (Udry & Santos, 2007). Por este motivo, resulta interesante explorar los cocientes $[\text{Fe}/\text{H}]$ de estrellas de tipo T Tauri progenitoras de las estrellas de tipo solar en la etapa de pre-secuencia principal. En esta contribución se recopilan, analizan y comparan las distribuciones de cocientes $[\text{Fe}/\text{H}]$ de estrellas jóvenes (edades de $1 - 10 \times 10^6$ años), de tipo T Tauri, con discos protoplanetarios y de estrellas de secuencia principal (edades 1

$- 10 \times 10^8$ años), con y sin discos de escombros, y con planetas detectados. También se investiga la posibilidad de correlaciones entre la presencia de disco y la metalicidad de la estrella huésped. En la sección 2. se describen las muestras analizadas. En la sección 3. se presenta el análisis realizado. Finalmente, en la sección 4. se discuten los resultados obtenidos.

2. Muestras estelares

Se construyeron cuatro muestras de estrellas con valores de $[\text{Fe}/\text{H}]$ disponibles en la literatura: estrellas jóvenes, estrellas de secuencia principal, con y sin disco de escombros y estrellas de secuencia principal con planetas detectados. En la Tabla 1 se lista la cantidad de objetos de cada conjunto. La muestra de estrellas jóvenes se compone de estrellas de tipo T Tauri que pertenecen a regiones de formación estelar tales como Taurus, Chamaeleon I y II, Lupus, R CrA, ρ Oph, etc., a varios grupos móviles jóvenes en la vecindad solar y a cúmulos muy jóvenes. Los cocientes de $[\text{Fe}/\text{H}]$ fueron tomados de los trabajos de Padgett (1996); James et al. (2006);

^{*}Planeta con semieje $a \lesssim 0.1$ au y masa $\gtrsim 0.5 M_{\text{Jup}}$.

Tabla 1: Valores de las medianas para las distribuciones de metalicidad de los diferentes grupos.

Grupo	Nro. de objetos	Mediana	σ
Estrellas jóvenes	143	-0.07	0.1
Estrellas de SP s/disco	119	-0.07	0.2
Estrellas de SP c/disco	68	-0.06	0.2
Estrellas de SP c/planeta	63	0.08	0.2

Santos et al. (2008); Viana Almeida et al. (2009); Biazzo et al. (2012a,b); Spina et al. (2014a,b). Las estrellas de tipo T Tauri son estrellas jóvenes (edades de $1 - 10 \times 10^6$ años) con masas de $2 M_{\odot}$ y son las progenitoras de las estrellas de tipo solar de secuencia principal. Las muestras de estrellas de secuencia principal con y sin disco y con planetas se tomaron del trabajo de Maldonado et al. (2015). Estas estrellas tienen edades en el rango de $1 - 10 \times 10^8$ años, tipos espectrales entre F - M y han sido observadas en la búsqueda de discos de escombros y planetas. Alrededor del 76% de las estrellas con planetas en la muestra están asociadas a objetos con masas mínimas comparables a la de Júpiter. El $\sim 24\%$ restante corresponde a estrellas con planetas con masas mínimas $< 30 M_{\oplus}$. Los discos en este tipo de estrellas han sido detectados mediante excesos en emisión en el infrarrojo.

3. Análisis

En el panel izquierdo de la Fig. 1 se presentan las distribuciones de metalicidad para la muestra de estrellas jóvenes, y para las estrellas de secuencia principal, con y sin disco de escombros. La Tabla 1 lista las medianas de cada distribución. Si bien sus valores resultan comparables para estos tres grupos de estrellas, el test estadístico Kolmogorov - Smirnov (test K-S, Press et al., 1992) indica una probabilidad de 0.02 de que las distribuciones de metalicidad de las estrellas jóvenes, y de las estrellas de secuencia principal con disco, representen a una misma población. La comparación de las estrellas jóvenes con las estrellas de secuencia principal sin disco arroja una probabilidad de 5×10^{-4} . Las estrellas de secuencia principal (con y sin disco) contienen un grupo de objetos de metalicidades bajas ($[\text{Fe}/\text{H}] < -0.5$) que no se encuentra en la muestra de estrellas jóvenes. En la derecha de la Fig. 1 se grafican las distribuciones de metalicidad para la muestra de estrellas jóvenes y de estrellas de secuencia principal con planetas detectados. La probabilidad de que ambas distribuciones representen a una misma población de objetos es de 3×10^{-8} . Las medianas de la Tabla 1 indican que, en promedio, las estrellas con planeta tienen valores de metalicidad mayores que las estrellas jóvenes con disco. Esta diferencia notable (0.08 vs. -0.07) es particularmente interesante ya que las estrellas jóvenes incluidas en este estudio, serían las progenitoras del tipo de estrellas de secuencia principal que albergan planetas.

Para investigar posibles correlaciones entre la presencia de disco y la metalicidad de la estrella huésped se definió el coeficiente $\chi_{\lambda} = (F_{\lambda}^{\text{Obs}} - F_{\lambda}^{\text{Pred}})/\sigma_{\lambda}$, donde F_{λ}^{Obs} y $F_{\lambda}^{\text{Pred}}$ son los flujos observados y predichos por el modelo de continuo estelar y σ_{λ} es el error en el flujo

observado. Para el continuo estelar se adoptó un modelo de cuerpo negro correspondiente a la T_{eff} de la estrella. Los cálculos para χ_{λ} se hicieron usando datos de WISE (*Wide-field Infrared Survey Explorer***), en las bandas W1 ($3.4 \mu\text{m}$) y W4 ($22.1 \mu\text{m}$). Aquellos sistemas con $\chi_{\lambda} > 3$ muestran un exceso en emisión significativo para la longitud de onda considerada. En el panel izquierdo de la Fig. 2 se confrontan los valores de χ_{λ} y $[\text{Fe}/\text{H}]$, para estrellas con edades $\sim 10^6$ años. El panel de la derecha corresponde a estrellas con edades $> 10^7$ años. Las figuras no muestran una correlación clara entre la metalicidad y el parámetro χ_{λ} . Es notable sin embargo, la mayor cantidad de estrellas jóvenes con excesos en emisión significativos en comparación con estrellas con edades $> 10^7$ años. Esto puede deberse a que la mayor emisión de los discos en estrellas de secuencia principal tiene lugar en longitudes de onda del infrarrojo lejano (ver, por ejemplo, García & Gómez, 2016).

4. Discusión de los resultados

La comparación de las metalicidades de estrellas jóvenes, de tipo solar, con discos protoplanetarios y estrellas de secuencia principal con y sin disco de escombros mostró que ambas resultan similares. Sin embargo, las distribuciones de metalicidad no serían iguales: las estrellas de secuencia principal contienen un grupo de objetos con $[\text{Fe}/\text{H}] < -0.5$ que no se encuentra en las estrellas jóvenes. Es interesante notar que la presencia de discos de escombros no parece correlacionar con la metalicidad de la estrella huésped (ver, por ejemplo, Maldonado et al., 2015), lo que sugiere que la presencia de planetesimales no requeriría valores altos de $[\text{Fe}/\text{H}]$ (Greaves et al., 2006). Por otra parte, los valores de $[\text{Fe}/\text{H}]$ para las estrellas con planetas detectados resultan, en general, más altos que para las estrellas jóvenes con discos protoplanetarios (0.08 vs. -0.07). Si se considera que el tipo de estrellas jóvenes analizadas aquí, serían las progenitoras de las estrellas de secuencia principal de tipo solar con planetas, los resultados hallados sugerirían que los valores, en promedio, más altos de $[\text{Fe}/\text{H}]$ de las estrellas con planetas respecto de sus progenitoras, podrían ser consecuencia del proceso de formación planetaria. Sin embargo, diferentes autores han encontrado que los planetas menos masivos (masas $< 30 M_{\oplus}$), al igual que los discos de escombros, se encontrarían en estrellas con metalicidades comparables a la solar (Sousa et al., 2011; Buchhave & Latham, 2015). Si las estrellas con metalicidades más altas dan lugar a la formación de planetas gigantes, la diferencia en los cocientes de $[\text{Fe}/\text{H}]$ de nuestras muestras de estrellas con planetas y estrellas jóvenes, podría deberse al mayor porcentaje de estrellas con planetas con masas comparables a la Júpiter. Ante este escenario, resulta importante incrementar el número de estrellas jóvenes con determinaciones de metalicidades para mejorar la completitud de la muestra actual y, eventualmente, descartar (o confirmar) la existencia de estrellas jóvenes con elevada metalicidad.

Agradecimientos: Agradecemos a los miembros del COL y COC

**www.nasa.gov/mission-pages/WISE/main/index.html

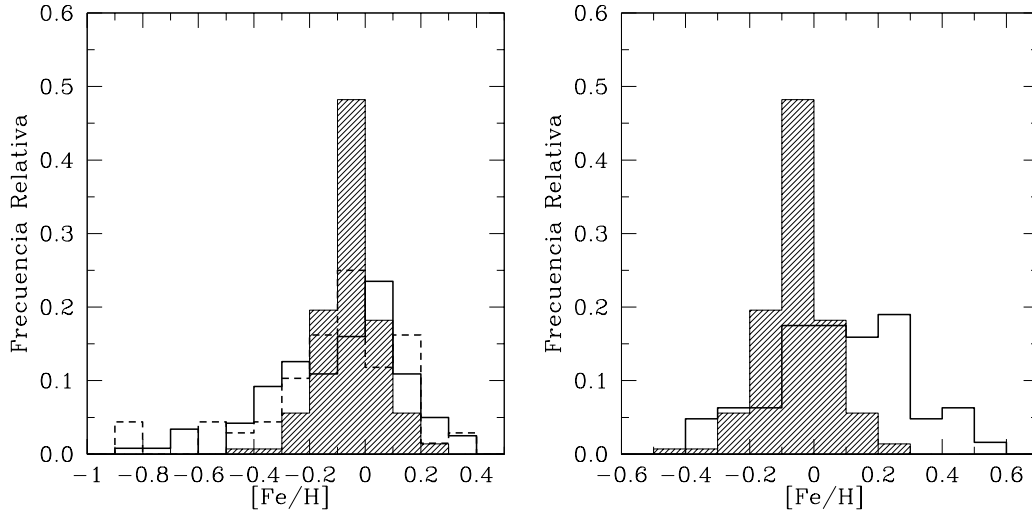


Figura 1: *Panel izquierdo*: Distribuciones de $[\text{Fe}/\text{H}]$ para la muestra de estrellas jóvenes (histograma sombreado), y para las estrellas de secuencia principal con y sin disco de escombros (histogramas de líneas de rayas y sólida, respectivamente). *Panel derecho*: Distribuciones de $[\text{Fe}/\text{H}]$ para las estrellas jóvenes (histograma sombreado) y para las estrellas de secuencia principal con planetas detectados (histograma de línea sólida).

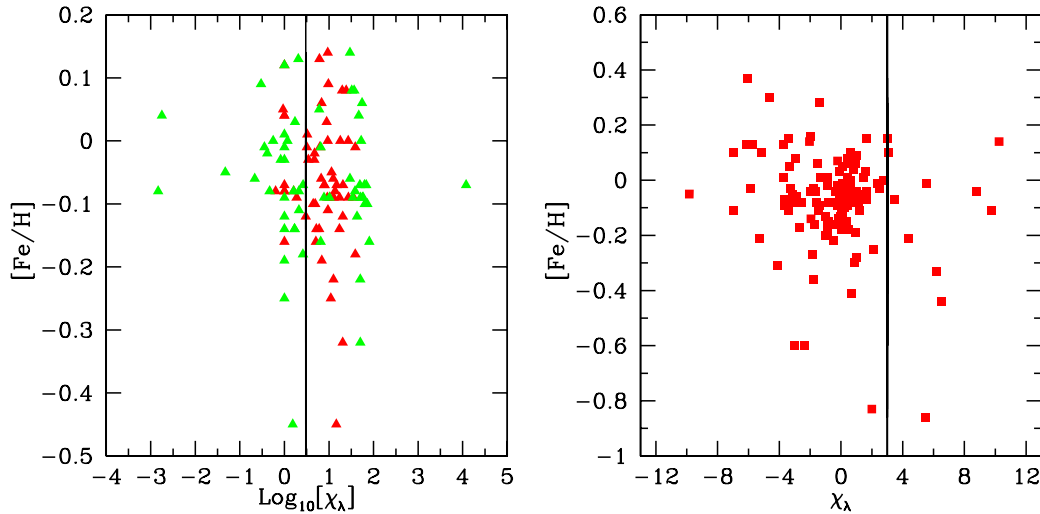


Figura 2: *Panel izquierdo*: $\text{Log}(\chi_\lambda)$ vs. $[\text{Fe}/\text{H}]$ para las estrellas con edades de $\sim 1 \times 10^6$ años. Los triángulos verdes corresponden a $\lambda = 3.4 \mu\text{m}$ y los triángulos rojos a $\lambda = 22.1 \mu\text{m}$. *Panel derecho*: χ_λ vs. $[\text{Fe}/\text{H}]$ para $\lambda = 22.1 \mu\text{m}$ para las estrellas con edades $> 10^7$ años. La línea vertical en ambos paneles representa $\chi_\lambda = 3$. Los sistemas ubicados a la derecha de esta línea son aquellos con excesos en emisión significativos.

de la 59 Reunión Anual de la A.A.A. y al referee por sus comentarios muy pertinentes que ayudaron a mejorar este trabajo.

Referencias

- Biazzo K., et al., 2012a, MNRAS, 427, 2905
 Biazzo K., et al., 2012b, A&A, 547, A104
 Buchhave L. A., Latham D. W., 2015, ApJ, 808, 187
 DÓrazi V., Biazzo K., Randich S., 2011, A&A, 526, A103
 Fischer D. A., Valenti J., 2005, ApJ, 622, 1102
 García L., Gómez M., 2016, RevMexAA, 52, 357
 Greaves J. S., Fischer D. A., Wyatt M. C., 2006, MNRAS, 366, 283
 James D. J., et al., 2006, A&A, 446, 971
 Maldonado J., et al., 2015, A&A, 579, A20

- Padgett D. L., 1996, ApJ, 471, 847
 Press W. H., et al., 1992, Numerical recipes in FORTRAN. The art of scientific computing
 Santos N. C., et al., 2008, A&A, 480, 889
 Sousa S. G., et al., 2011, A&A, 533, A141
 Spina L., et al., 2014a, A&A, 568, A2
 Spina L., et al., 2014b, A&A, 567, A55
 Udry S., Santos N. C., 2007, ARA&A, 45, 397
 Viana Almeida P., et al., 2009, A&A, 501, 965



Estudios de resistencia al estrés de una bacteria poliextremófila relevante para estudios de habitabilidad en planetas solares y extrasolares

D. Maizel¹, L. Alché² & P.J.D. Mauas¹

¹ Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina

² Departamento de Química Biológica, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, CONICET-UBA, Argentina

Contacto / dmaizel@iafe.uba.ar

Resumen / Los estudios recientes en Astrobiología se han enfocado en la búsqueda de vida en planetas con condiciones similares a las de la Tierra y dentro de la llamada Zona de Habitabilidad. En un intento de hallar posibles formas de vida extraterrestres, es fundamental estudiar formas de vida extremas dentro de nuestro propio planeta, conocidas como “extremófilos”. En el presente trabajo se realizó un estudio sobre la capacidad de la bacteria poliextremófila *Brevibacterium linens* AE038-8 de resistir diferentes factores de estrés. La cepa AE038-8 fue capaz de crecer en concentraciones elevadas de cloruro de sodio y a distintas dosis de UV ensayadas. En adición a la resistencia extrema de la cepa bacteriana observada en estudios previos, presentamos a *B. linens* AE038-8 como microorganismo modelo para estudios de astrobiología.

Abstract / Recent astrobiology studies have focused in the search for life in Earth-like planets within the Habitable Zone. In an attempt to find possible extraterrestrial forms of life, it becomes fundamental to study extreme life in our own planet, known as “extremophiles”. In the present work, a study was conducted regarding the capability of the poly-extremophilic bacterial strain *Brevibacterium linens* AE038-8 to resist different stress factors. Strain AE038-8 was able to grow in presence of high salt concentrations and different doses of UV radiation. In addition to the extreme resistance observed in previous research of this strain, we propose *B. linens* AE038-8 as a model microorganism for astrobiology studies.

Keywords / astrobiology

1. Introducción

En los últimos veinte años, los estudios de planetas tanto solares como extrasolares han progresado considerablemente, enfocándose en la búsqueda de planetas con condiciones similares a las de la Tierra y en la llamada Zona de Habitabilidad, con un interés particular en la búsqueda de evidencia de vida en tales ambientes. Sin embargo, es evidente que nuestra noción de habitabilidad se encuentra acotada por nuestro conocimiento limitado sobre la vida “como la conocemos” (Seckbach, 2006). Por lo tanto, cuando se trata de la búsqueda de posibles formas de vida fuera del planeta Tierra, es fundamental ampliar nuestro conocimiento acerca de la vida dentro de nuestro propio planeta, en aquellos ambientes donde las condiciones son extremas, similares a las que encontraríamos en otros planetas tanto solares como extrasolares. Entre algunos de los ejemplos más conocidos de tales ambientes se encuentran el desierto de Atacama en Chile (Navarro-González et al., 2003), y los valles secos de McMurdo en Antártida (Marion et al., 2003), sitios de referencia en estudios de astrobiología por sus similitudes con las superficies de Marte y Europa, respectivamente. Las formas de vida capaces de crecer en las condiciones extremas características de tales ambientes, se conocen como “extremófilos” (Rothschild, 2007). Dentro de los microorganismos extremófilos, las

bacterias halófilas representan un interesante ejemplo de extremófilas relacionado a la búsqueda de vida extraterrestre. Estas bacterias “amantes de la sal” proliferan en concentraciones de sal que normalmente impedirían el crecimiento de la mayoría de los seres vivos (Kushner, 1993). Entre otros planetas, Marte constituye un buen ejemplo de ambiente extraterrestre donde la presencia de sales ha sido demostrada previamente. La evidencia de salinas en meteoritos SNC y su origen Marciano ha sido confirmado independientemente por varios grupos con anterioridad (Gooding, 1992); (Wentworth & Gooding, 1994); (Lane & Christensen, 1998); (Treiman et al., 2000). Junto con la salinidad, la radiación UV es considerada otro factor ambiental clave que juega un rol importante en la habitabilidad, debido a su actividad de daño a proteínas y membranas biológicas (Elasri & Miller, 1999). En particular, las radiaciones UV-C (100 a 290 nm) representan las más energéticas y han sido objeto de extenso estudio debido a sus propiedades germicidas (Friedberg et al., 1995). En Marte, la ausencia de una capa de ozono y la presión atmosférica total mucho menor que la de la Tierra, resulta en un ambiente con un flujo más elevado de radiación UV (Catling et al., 1999). Por este motivo, la capacidad de ciertos microorganismos de crecer en presencia de tales radiaciones es importante desde una perspectiva astrobiológica. Por lo tanto, el estudio de bacterias capaces de sobrevivir

en ambientes extremadamente salinos y bajo radiación UV resulta de interés para la búsqueda de vida en otros planetas.

En este trabajo se estudió la capacidad de la bacteria poliextremófila *B. linens* AE038-8 de crecer bajo diferentes formas de estrés, como ser elevadas concentraciones de sales y radiación UV. *B. linens* AE038-8 fue aislada de un pozo de agua contaminada con arsénico en la provincia de Tucumán, Argentina. Además de la concentración de arsénico, las propiedades físico-químicas de este ambiente natural no son consideradas "extremas". Sin embargo, la cepa bacteriana demostró resistencia a múltiples factores de estrés, lo que la diferencia del resto de los poliextremófilos descritos hasta el momento. En base a los resultados obtenidos, y en adición a la resistencia extrema a arsénico de la cepa observada en estudios previos (Maizel et al., 2016), se evaluó su posible aplicación como microorganismo modelo para estudios de astrobiología.

2. Metodología

2.1. Reactivos y medios de cultivo

Los reactivos utilizados en este estudio fueron de grado analítico. El arsenito ($\text{As}[\text{III}]$) se adicionó al medio de cultivo en forma de sal arsenito de sodio (Na_2AsO_2 , Sigma), y el arsenato en forma de sal arsenato de sodio heptahidrato ($\text{Na}_2\text{HAsO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$, Anedra), ambos reactivos con una pureza $> 99\%$.

2.2. Efecto del NaCl y sales de arsénico en el crecimiento de *B. linens* AE038-8

Tubos con 5 ml de medio LB_{25} fueron adicionados con NaCl en concentraciones finales de 0,2, 0,5, 1, 2, 3, 4, 5 y 6 M. Adicionalmente se utilizó LB_{25} sin sal como control. Se preparó un pre-inóculo de la cepa de 15 h de incubación en medio LB_{25} , a partir del cual se inocularon tanto los tubos con sal como el control, al 10% del volumen final. Los tubos se incubaron 48 h a 30°C con agitación constante a 150 rpm hasta observar crecimiento. Se utilizó el mismo procedimiento para estudiar el crecimiento de la cepa en presencia de NaCl y sales de arsénico, para lo cual se adicionó $\text{As}(\text{III})$ en concentración final 3 mM o $\text{As}(\text{V})$ en concentración final 10 mM a tubos de LB_{25} adicionados de NaCl en las concentraciones previamente mencionadas. Las condiciones de incubación fueron las mismas que las empleadas en el punto anterior, con excepción del tiempo que en este caso fue de una semana.

2.3. Efecto de la radiación UV en el crecimiento de *B. linens* AE038-8

Un pre-inóculo de la cepa preparado según lo descrito en el punto anterior, se utilizó para estudiar el efecto de la radiación UV en el crecimiento bacteriano, para lo cual se tomó una alícuota de 10 ml del pre-inóculo y se colocó asépticamente en una placa de Petri estéril. La placa abierta se irradió en una caja de madera de $82 \times 49 \times 20$ cm, con una lámpara germicida de 15 W

y 3.7 W m^{-2} de irradiancia a 254 nm (Sankyo, Japón) fijada en la parte superior como fuente de radiación. El flujo de radiación se midió con un radiómetro (YSI-Kettering) en unidades de J m^{-2} . Las dosis ensayadas fueron de 2326, 3810, 4653 y 7620 J m^{-2} . Luego de irradiar el cultivo a las diferentes dosis mencionadas, se tomó una alícuota de 1 ml del mismo en cada caso y se colocó en tubos con 2 ml de medio LB_{25} fresco. Los tubos se cubrieron en papel de aluminio para evitar procesos de fotorreactivación, y se incubaron 24 h a 30°C y 150 rpm. Luego del período de incubación, se sembraron 100 microlitros en superficie de cada cultivo en placas de LB_{25} agar. Las placas se incubaron nuevamente 24 h a 30°C , y posteriormente se realizó el análisis de células viables mediante el recuento de UFC ml^{-1} . Se procedió de igual manera con un cultivo control, el cual no fue sometido a radiación UV.

3. Resultados y discusión

3.1. Crecimiento de la cepa en presencia de NaCl y sales de arsénico

Cuando la cepa AE038-8 se incubó en presencia de NaCl como único factor de estrés, la misma fue capaz de crecer hasta la máxima concentración de 5 M (Tabla 1), lo que permite clasificarla como halófila extrema, de acuerdo a la clasificación convencional (Gibbons, 1969). Al adicionar $\text{As}(\text{III})$ 3 mM junto con NaCl en el medio de cultivo, la cepa logró crecer hasta la máxima concentración de NaCl 3 M, lo que indica que ambos factores de estrés combinados ejercen un efecto tóxico significativo en el crecimiento. Al adicionar $\text{As}(\text{V})$ en el medio de cultivo, se observó crecimiento hasta la máxima concentración de NaCl 5 M, similar a lo observado en el crecimiento en ausencia de arsénico, lo que implica que el arsenato no resulta significativamente tóxico para las células. Este resultado es esperable, teniendo en cuenta que el arsenito es notablemente más tóxico que el arsenato en medio líquido (Hughes, 2002).

3.2. Resistencia a radiación UV

B. linens AE038-8 fue capaz de resistir a las cuatro dosis de radiación UV ensayadas, alcanzando una alta densidad celular en cada caso, al evaluar el crecimiento post-irradiación mediante el método de recuento de UFC/ml (Tabla 2).

Como se observa en la Tabla 2, si bien el número de UFC ml^{-1} obtenido en cada caso resulta notablemente menor con respecto al control, la supervivencia en cada caso se considera elevada, resultando similar a la observada en otras cepas bacterianas resistentes a radiación UV aisladas de ambientes naturales, cuando las mismas son sometidas a dosis similares a las empleadas en el presente trabajo (Hirsch et al., 2004). Adicionalmente, se observó que las colonias resultantes de los cultivos crecidos luego de irradiar a las diferentes dosis de UV ensayadas, presentaron características morfológicas distintas a las del cultivo original. Se observaron colonias con pigmentación salmón-anaranjada, lo que podría explicar en parte la resistencia a UV observada. La for-

Tabla 1: Crecimiento de *B. linens* AE038-8 en concentraciones crecientes de NaCl y NaCl más sales de arsénico. El crecimiento de la cepa en las diferentes condiciones ensayadas se determinó cualitativamente como +: crecimiento o -: ausencia de crecimiento.

	Concentraciones de NaCl							
	0.2 M	0.5 M	1 M	2 M	3 M	4 M	5 M	6 M
NaCl	+	+	+	+	+	+	+	-
NaCl+As(III)	+	+	+	+	+	-	-	-
NaCl+As(V)	+	+	+	+	+	+	+	-

Tabla 2: Crecimiento bacteriano post-irradiación a diferentes dosis de UV. La densidad celular está expresada en unidades formadoras de colonias por mililitro (UFC ml⁻¹). Un cultivo de la misma cepa en LB₂₅ sin irradiar se utilizó como control de crecimiento en condiciones normales.

	Dosis de radiación UV (J m ⁻²)				
	2326	3810	4653	7620	Control
UFC ml ⁻¹	9.8×10^7	1.4×10^7	1.9×10^6	1.1×10^6	1.39×10^1

mación de tales pigmentos ejerce un efecto protector contra la radiación, como se ha descrito previamente para otras cepas bacterianas (Yang et al., 2008). En adición a lo mencionado, la resistencia a UV observada puede verse incrementada por la capacidad de la cepa de formar agregados celulares o *films* bacterianos, de acuerdo a lo observado en los cultivos líquidos luego de irradiar, propiedad que también confiere resistencia a la radiación UV (Wainwright et al., 2003).

4. Conclusiones

Brevibacterium linens AE038-8 es una bacteria poliextremófila aislada de ambientes naturales. Su condición de halófila extrema y su capacidad de resistir distintas dosis de radiación UV, sumado a la extrema resistencia a arsénico característica de esta cepa, nos permite proponerla como un interesante microorganismo modelo para estudios astrobiológicos.

Treiman A. H., Gleason J. D., Bogard D. D., 2000, Planetary and Space Science, 48, 1213
Wainwright M., et al., 2003, FEMS Microbiology Letters, 218, 161
Wentworth S. J., Gooding J. L., 1994, Meteoritics, 29, 860
Yang Y., et al., 2008, Biological Sciences in Space, 22, 18

Referencias

Catling D., Cockell C., McKay C., 1999
Elasri M. O., Miller R. V., 1999, Applied and Environmental Microbiology, 65, 2025
Friedberg E., Walker G., Siede W., 1995, DNA Repair and Mutagenesis, 595
Gibbons N., 1969, Methods in microbiology, 3, 169
Gooding J. L., 1992, Icarus, 99, 28
Hirsch P., et al., 2004, Systematic and applied microbiology, 27, 636
Hughes M. F., 2002, Toxicology letters, 133, 1
Kushner D., 1993, The biology of halophilic bacteria, pp 87–103
Lane M. D., Christensen P. R., 1998, Icarus, 135, 528
Maizel D., et al., 2016, International Biodeterioration & Biodegradation, 107, 147
Marion G. M., et al., 2003, Astrobiology, 3, 785
Navarro-González R., et al., 2003, Science, 302, 1018
Rothschild L., 2007, Planetary Systems and the Origins of Life, 3, 113
Seckbach J., 2006, Life as we know it. Vol. 10, Springer Science & Business Media



Influencias socioculturales en conceptos astronómicos: el caso del *horizonte* en la reforma copernicana

A. Szapiro¹

¹ Instituto de Filosofía “Alejandro Korn”, UBA, Argentina

Contacto / anibalszapiro@gmail.com

Resumen / Analizo el sentido del concepto *horizonte* legado por Ptolomeo (s. II) a la astronomía occidental geocéntrica, que permitía utilizarlo como dato para la determinación de la centralidad de la Tierra en el Universo. Considero la forma en la que Nicolás Copérnico y Galileo Galilei dieron soluciones heliocéntricas al planteo ptolemaico. Muestro que la solución galileana supuso un cambio conceptual radical que trajo aparejado un nuevo sentido del concepto *horizonte* utilizado por la astronomía posicional ulterior. Sugiero que dicho cambio fue producto de influencias socioculturales del período.

Abstract / I analyze the meaning given by Ptolemy to the concept of *horizon*; especially how it allowed him to prove, through astronomical observations, the central position of the Earth in the Universe. I review the ways in which Copernicus and Galileo gave heliocentric answers to the Ptolemaic proof. I show that Galilean solution entailed a radical conceptual change, which brought with it a new sense to the concept of *horizon*. I state that this change was the product of sociocultural influences of the period.

Keywords / Earth — history and philosophy of astronomy — methods: observational

1. Orígenes del concepto astronómico *horizonte*

Como suele suceder con muchos conceptos científicos forjados durante la Antigüedad, la acuñación del concepto *horizonte* fue el resultado de un largo proceso. En las obras más tempranas de la tradición griega de las que conservamos versiones completas (y no a través de reconstrucciones posteriores), es posible apreciar que el término “horizonte” no era parte del lenguaje técnico consolidado.

Es el caso de *Sobre la esfera moviente* y *Sobre oros y ocasos* de Autólico de Pitania (c. 360-290 a. C.). En la primera de esas obras, pueden leerse expresiones como “un círculo máximo inmóvil perpendicular al eje [que] divide el hemisferio invisible del visible de la esfera...” (Autolicus, 1885). Autólico refiere allí a lo que la misma tradición denominará más tarde “horizonte”, mediante una circunlocución. Las circunlocuciones son expresiones típicas de momentos en los que los lenguajes técnicos no se encuentran completamente consolidados, por lo que expresan conceptos de manera más o menos inespecífica mediante términos no fijados (Evans, 1998). Un uso técnico puede apreciarse tiempo más tarde, por ejemplo, en *Fenómenos* de Euclides (c. 325-265 a. C.): “Y llámese horizonte al plano que pasa por nuestra vista e incide sobre el mundo y que delimita la parte que se ve sobre la Tierra” (Euclides, 2000b).

La consolidación del término técnico “horizonte” para referir a uno de los círculos celestes fue concomitante en la tradición griega con el uso de sus características observacionales como dato para la solución de tres problemas fundamentales relativos a la Tierra: su forma, su

tamaño relativo y su ubicación en el mundo.

Una aproximación temprana a la determinación de la forma y tamaño relativo puede verse en *Acerca del Cielo* de Aristóteles (384-322 a. C.). De acuerdo con su argumento, dada la forma en la que se modifica el círculo del horizonte al desplazarse el observador sobre la superficie de la Tierra, ésta necesariamente es esférica y relativamente pequeña (Aristóteles, 1996). El dato es que el horizonte para un observador situado sobre la superficie de la Tierra –lo que actualmente se denomina “horizonte topocéntrico”– delimita un círculo en el cielo diferente según su latitud.

En cuanto a la ubicación de la Tierra, una aproximación clara puede ya ser advertida en *Fenómenos* de Euclides (c. 325 a. C.-c. 265 a. C.), quien afirma que la Tierra está en el medio de los cielos a partir de una observación sobre el horizonte. Para ello, recurre a las observaciones que se pueden hacer mediante una dioptra, objeto generalmente tubular que permite establecer –dejándolo en reposo y mirando desde uno y otro extremo– qué objetos celestes se encuentran opuestos en un determinado momento. Lo que señala es que cuando, desde la Tierra, por un extremo de la dioptra se puede ver un punto del zodíaco, por el otro se puede ver el opuesto (por ejemplo, Leo y Acuario, o Capricornio y Cáncer); dada las características de la dioptra, se puede establecer que esa línea en la que se encuentran tales puntos y el observador es recta. Ahora bien, dado que tal línea recta une dos puntos opuestos de la esfera, se puede establecer que es un diámetro de ella. Por otra parte, es un dato que dicha línea pasa por la Tierra (dado que en ella está situada el instrumento). Y puesto que esto ocurre con cualesquiera puntos opuestos y

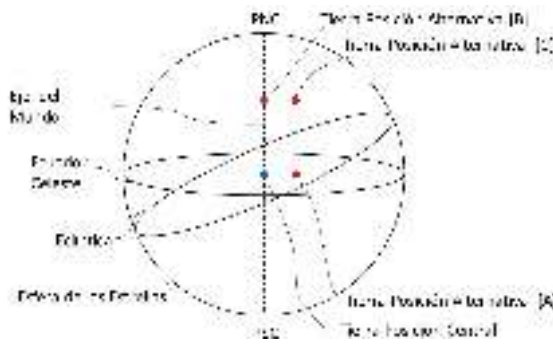


Figura 1: Cuatro posiciones alternativas de la Tierra en argumento ptolemaico.

desde distintos lugares de la Tierra, esto es solo posible estando la Tierra en el medio (Euclides, 2000a).

2. El argumento ptolemaico

Claudio Ptolomeo (c. 100 - c. 170) sistematizó la utilización del *horizonte* como dato. Resulta especialmente interesante ver cómo lo emplea en *Almagesto I.5* para dirimir la posición de la Tierra con relación a los cielos.

Lo que Ptolomeo pretende es establecer que la Tierra está en el medio de los cielos; lo hace mediante una *prueba indirecta* dado que analiza qué sucedería si se negara la centralidad, para arribar a la conclusión de la negación de esa premisa (o la doble negación de la centralidad) mediante *modus tollens*. Las otras opciones, cualitativamente determinadas, son tres (Fig. 1): a) que se encuentre fuera del eje de rotación de la esfera de las estrellas fijas y equidistante de los polos, b) que se encuentre sobre el eje y más cerca de uno u otro polo, c) que se encuentre fuera del eje y más cerca de uno u otro polo (Ptolemy, 1984).

El análisis, en cada caso, consiste en evaluar cuáles serían las consecuencias para un observador en una esfera recta y para un observador de una *esfera oblicua* o *inclinada*. Por cuestiones de espacio, consideraré aquí solo la primera de las opciones (a).

Ptolomeo considera primero qué ocurriría si la Tierra estuviera apartada del eje de rotación de los cielos (sobre el plano del ecuador celeste) en dirección al cenit o al nadir de un observador determinado (estando en consecuencia ese observador en una *esfera recta*). Este observador, afirma Ptolomeo, nunca experimentaría el equinoccio, porque el horizonte siempre dividiría los cielos en dos partes desiguales, una arriba y otra debajo de la Tierra. Lo que afirma es que en cualquier momento del año, estando el Sol en cualquiera de sus declinaciones ecuatoriales, el Sol estaría más tiempo de un lado del horizonte que del otro de modo que nunca podría tener el día una duración igual a la noche para ese observador. Las noches serían siempre o bien más largas que el día o bien más cortas para ese observador, no experimentando nunca un equinoccio.

En la Fig. 2 se grafica este argumento para el caso de una Tierra desplazada hacia el cenit del un observador determinado. Se puede apreciar cómo al hacer girar a la esfera sobre su eje, cualquiera sea el punto en el que

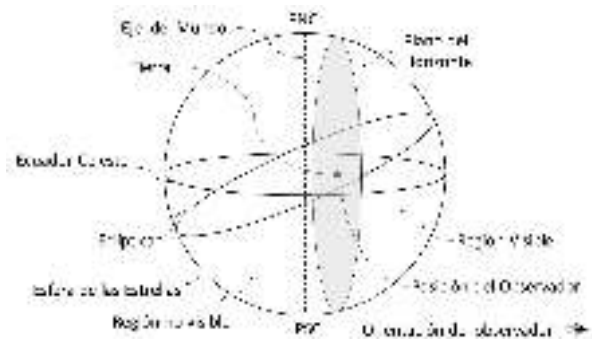


Figura 2: Primera opción alternativa, con *esfera recta*.

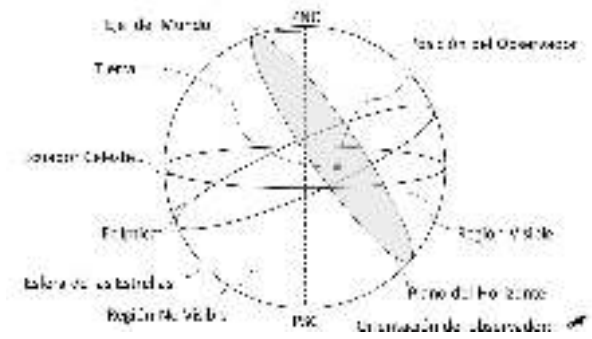


Figura 3: Primera opción alternativa, con *esfera oblicua*.

el Sol se encuentre sobre la eclíptica (esto es, cualquiera sea su declinación) sería arrastrado de tal modo que quedaría o bien más tiempo arriba del horizonte (plano gris en la figura) o bien más tiempo debajo del horizonte. En el caso graficado, dado que la Tierra fue desplazada hacia el cenit, todos los días serían más cortos que las noches.

El argumento continúa analizando qué ocurriría si en esa Tierra desplazada sobre ese mismo plano, un observador estuviera en una latitud geográfica distinta al ecuador (esto es, en una *esfera oblicua*, como en la Fig. 3). Lo que Ptolomeo afirma es que el equinoccio o bien no tendría lugar para ese observador o bien, si ocurriera, no tendría lugar a mitad de camino entre los solsticios de verano y de invierno.

La posibilidad de que tenga o no equinoccio depende de la latitud geográfica del observador y de cuán apartada se encuentre la Tierra del centro de los movimientos celestes. Para Ptolomeo si ese observador estuviera en una posición relativa tal que fuera posible que experimentara el equinoccio, éste no tendría lugar a mitad de camino entre los solsticios puesto que si, por ejemplo, el horizonte cortara al eje en los 15°N , es claro que estaría a $8,5^\circ$ del solsticio de junio y a $38,5^\circ$ del solsticio de diciembre, con lo que las distancias temporales entre solsticios y equinoccios no serían equivalentes.

Por último añade que si el desplazamiento fuera hacia el Este o el oeste del observador, los tamaños y distancias de las estrellas no permanecerían constantes sino que cambiarían en sus tamaños angulares con el correr de las horas porque el observador estaría más cerca de las estrellas en algún momento de la noche y más lejos en otros; adicionalmente, señala Ptolomeo, el intervalo

de tiempo entre la salida y la culminación sería distinto al intervalo entre la culminación y la puesta.

Ahora bien, todo esto que debiera ocurrir, señala Ptolomeo, no ocurre. La experiencia muestra, en primer lugar, que siempre una mitad del cielo se encuentra sobre el horizonte y la otra mitad por debajo, lo que puede ser apreciado en que siempre se ven seis de los doce signos del zodiaco o mediante la observación del movimiento de las estrellas: por ejemplo, para un observador en la *esfera recta* todas las estrellas fijas que se encuentran debajo del horizonte al iniciar una observación, se encontrarán sobre el horizonte al cabo de medio día, y para un observador en una esfera oblicua la estrella que se encuentra exactamente en el Este en un momento determinado estará exactamente en el oeste al cabo de medio día (y viceversa). En segundo lugar, la experiencia muestra que los equinoccios tienen lugar al mismo tiempo en las diferentes latitudes de la Tierra y que los intervalos entre solsticios y equinoccios son isócronos. En tercer lugar, que el tamaño de las estrellas no varía con el correr de las horas, y el tiempo entre su salida y su culminación es equivalente al tiempo entre su culminación y su puesta.

El análisis es reiterado para el caso de una Tierra desplazada del centro del mundo sobre el eje de rotación y, por tanto, ubicada más cerca de un polo, con análogas consecuencias. La tercera posibilidad queda eliminada por acumulación de consecuencias observacionales incompatibles con la experiencia sensible.

Por lo que Ptolomeo afirma que la única posición en la que puede estar la Tierra es en el centro de la esfera celeste, ofreciendo con ello la principal prueba astronómica a favor del geocentrismo, que no sería objetada seriamente sino hasta la Modernidad.

El aspecto central de la prueba es que observacionalmente el *horizonte* es un círculo máximo de la esfera celeste dado que biseca a los otros círculos máximos (en especial, al ecuador y a la eclíptica). Y puesto que el horizonte es un círculo máximo, pasa entonces por el centro de la esfera.

Desde un punto de vista lógico, el argumento de Ptolomeo es impecable. Procede con lo que hoy denominaríamos un proceso de *inducción por eliminación completa*. Particiona el espacio de posibilidades, y elimina exhaustivamente las opciones alternativas a que la Tierra se encuentre en el centro. No obstante ello, hoy consideramos que tal prueba de la centralidad de la Tierra no es aceptable.

El recorrido que la sociedad occidental transitó hasta el rechazo de la prueba estuvo asociado íntimamente al cuestionamiento de los supuestos involucrados en ella. Se pueden diferenciar dos soluciones distintas al planteo ptolemaico que señalan dos clases de supuestos distintos: la solución copernicana y la solución galileana.

3. La solución copernicana

Una conclusión implicada por la prueba de Ptolomeo era que el radio terrestre comparado con el de la esfera de las estrellas es despreciable. Si el horizonte que hoy denominamos *topocéntrico* biseca a los otros círculos máximos de la esfera, su distancia respecto del círculo que pasa

por el centro de la Tierra (que hoy denominamos horizonte geocéntrico) es despreciable. Esto es reconocido por Ptolomeo en *Almagesto* I.6.

Nicolás Copérnico (1473-1543) explotó este aspecto de la prueba ptolemaica. Al postular una Tierra en movimiento, y utilizando el mismo procedimiento que Ptolomeo utilizaba para afirmar la despreciableidad del radio terrestre en comparación con el octavo orbe, Copérnico postuló la despreciableidad de la órbita terrestre: si el radio de la órbita de la Tierra fuese lo suficientemente grande (o la esfera de las estrellas lo suficientemente pequeña), el horizonte no bisecaría; el horizonte biseca, *ergo* la órbita de la Tierra es imperceptible en comparación con la altura del firmamento (Copérnico, 1983).

De alguna manera, Copérnico señala que el argumento de Ptolomeo resultaba incompleto para determinar la centralidad de la Tierra y era sólo suficiente para probar su relativa centralidad. El descentramiento copernicano de la Tierra fue, por tanto, en términos de distancias relativas, despreciable: la Tierra pasó de estar en el centro a estar en un sitio que se encontraba muy próximo a él. El observador del sistema copernicano se encontraba, en términos relativos, tan distanciado del centro del mundo como lo estaba el observador del sistema ptolemaico.

El horizonte de Copérnico pasaba, con ello, de ser un plano tangente a la superficie de la Tierra a ser, además, un plano tangente al orbe de la Tierra, de tamaño despreciable. Eso le bastaba a Copérnico para que su sistema salvara las apariencias.

Mientras que para Ptolomeo el horizonte probaba la posición central de la Tierra, para Copérnico solo ponía una cota superior en el desplazamiento de la Tierra respecto del centro del octavo orbe (o, para decirlo de otro modo, probaba *solamente* su relativa centralidad). Copérnico no desestimó la relevancia argumental de la bisección, sino que se esforzó por dar una interpretación de los datos que permitiera compatibilizarlos con una Tierra descentrada.

4. La solución galileana

El argumento de Galileo apunta a mostrar que, tanto quienes esgrimían el comportamiento de los astros sobre el horizonte para probar la posición central de la Tierra como quienes lo utilizaban en sentido opuesto, incurrían en el mismo error: continuar pensando al horizonte como si la Tierra se encontrara en reposo. Al pensarlo de ese modo, el cielo y su movimiento eran considerados absolutos y, dados los fenómenos, se podía inferir la posición del observador y, consecuentemente, de la Tierra. Pero, señala, no hay razones para pensar al *horizonte* de ese modo. Y si uno cambia los presupuestos respecto del *horizonte* y del movimiento celeste, alcanza el mismo grado de consistencia (Galilei, 1933).

Lo que Galileo evidencia es que dos puntos opuestos en el horizonte no son opuestos sino en virtud de la posición del observador; y que, por tanto, el hecho de que al cabo de doce horas las mismas estrellas se encuentren opuestas estando en oriente la que antes estaba en occidente (y viceversa) no es prueba de la centralidad absoluta del observador sino de su centralidad relativa

respecto a esos dos puntos. Lo mismo ocurriría, desde luego, con los puntos equinocciales. Ahora bien, dado que esos dos puntos fueron escogidos desde la posición del observador (y, por tanto, fueron definidos por ella), entonces el hecho de que sean opuestos para ese observador no es prueba de nada.

Desde el punto de vista de la rotación diaria, es indistinto si la Tierra se encuentra en el centro del universo o no, dado que es ella la que define la rotación y por tanto, los puntos en oposición. Lo mismo ocurre con relación a la traslación: es indistinto si el sistema Tierra-Sol se encuentra en el centro o no. Desde luego, en ambos casos, tiene que suponerse una despreciabilidad de la distancia del observador respecto del centro de movimiento (el centro de la Tierra o del Sol, respectivamente), pero eso no constituye problema. Y tampoco es esa la clave de la *solución galileana*, como sí lo era en la *solución copernicana*.

Galileo da un paso cualitativamente distinto al de Copérnico en el abandono de la identidad entre apariencia y realidad; asume a la esfera de las estrellas como una apariencia para cada observador dado, y al *horizonte* como un círculo máximo de esa esfera aparente con centro necesario en el observador.

Advierte, con ello, que no existe un ecuador celeste que sea independiente del ecuador terrestre, dado que el ecuador celeste se encuentra definido por el movimiento de rotación terrestre y no por el movimiento de rotación celeste. Del mismo modo, no existe una eclíptica independiente del movimiento de traslación terrestre, dado que es ésta la que define a aquélla, y no el movimiento absoluto del Sol. Así, el horizonte no puede sino dividir al medio a la esfera y al ecuador, dado que los tres se encuentran definidos por la Tierra (independientemente de su posición en el universo). Y tampoco podría sino dividir al medio a la eclíptica siempre que la Tierra y el Sol constituyan un sistema (independientemente de cuál cuerpo se traslade en torno al otro). Por tal razón, las estaciones no pueden sino durar lo que duran; definido esto por las posiciones relativas del Sol y de la Tierra pero no por la posición absoluta de esta última.

Así, el horizonte no es más uno de los dos únicos círculos relativos al observador (junto con el meridiano), tal como lo era para la tradición. Es uno de los tantos círculos relativos al observador, junto con el meridiano, pero también con el ecuador, la eclíptica, los coluros, etc. La forma en la que el horizonte se vincula con los otros círculos celestes, entonces, ya no prueba nada. Como tampoco probaba nada para la tradición anterior que el horizonte cortara al medio al meridiano del lugar, dado que era una verdad autoevidente.

Con Galileo, la totalidad del fenómeno visible se relativizó al observador, siendo consecuencia de una realidad muy distinta de la concebida por Ptolomeo (y por Copérnico), lo que condujo a que el concepto *apariencia* fuera radicalmente distinto. Para él, el horizonte es un círculo que resulta de la proyección de la visual de un observador sobre una esfera aparente con radio indeterminado y con centro en el mismo observador. Del hecho de que la esfera y el círculo tengan el mismo centro y el mismo radio se sigue necesariamente que sea un círculo máximo y corte al medio a todos los círculos máximos.

Por tanto, el hecho de que divida al medio a la esfera no es prueba de nada relativo a la posición de la Tierra en el Universo. Este es el sentido que asume hoy en la astronomía de posición el concepto *horizonte*.

5. Influencias socioculturales en el cambio conceptual

Una pregunta inevitable desde una perspectiva histórica y epistemológica es cuáles fueron las condiciones que permitieron (o condujeron) a Galileo a una comprensión novedosa de la relación entre apariencia y realidad.

El hecho de que Copérnico hallara una solución al problema que no requería un cambio tan dramático en la concepción de la relación entre el observador y el espacio, permite afirmar que no puede ser invocada la teoría copernicana como condición suficiente del cambio operado por Galileo. El movimiento de la Tierra no necesitaba, *per se*, ni la disolución de la esfera celeste ni la aceptación de que el fenómeno observado constituía una proyección de un Universo cuyos rasgos principales se desconocían. De manera que difícilmente pueda invocarse a la teoría como causa del cambio conceptual.

Las observaciones ocurridas entre 1543 y 1624 tampoco parecen haber sido la clave para el paso hacia este cambio conceptual. El telescopio, más que instigar el cambio conceptual, proporcionó evidencia que confirmaba la hipótesis *ad hoc* copernicana de que la esfera celeste era mucho más grande y, por tanto, el descentramiento terrestre despreciable. Por otra parte, la observación de los cometas y novas posiblemente sí contribuyó a horadar la imagen del cosmos constituida de esferas cristalinas concéntricas con las que se encontraba estructurado el cosmos tardomedieval. Pero, por una parte, esto no era condición suficiente para la disolución de la esfera celeste y, por otra parte –y mucho más importante–, la disolución de la esfera celeste no era condición necesaria para el paso dado por Galileo. El paso dado por Galileo fue hacia la concepción de un horizonte como un círculo necesariamente máximo en una esfera considerada como proyección. Pero concebir a la esfera como proyección no supone la disolución de una última esfera.

El cambio de Galileo no podría explicarse entonces ni por un conjunto de nuevas observaciones celestes puntuales ni por el hecho de que un cambio teórico colisionara con un acervo de observaciones preexistentes. A continuación consideraré dos cambios socioculturales que tuvieron lugar en el período y señalaré sus fuertes vínculos con el cambio sugerido por Galileo.

5.1. La revolución cosmográfica

En el siglo XVI, la corona española impulsó el desarrollo de la cosmografía con el objetivo de conocer y dominar los territorios americanos. Ese impulso devino en un crecimiento sin precedentes de la disciplina que, a la vez que aportaba elementos para la modificación de la concepción del mundo, mutaba en sus rasgos distintivos.

La cosmografía se había recuperado a lo largo del siglo XV producto del redescubrimiento y traducción de la obra cartográfica de Ptolomeo (la *Geographia*) que esta-

blecía un conjunto de elementos geométrico-matemáticos como medio para el conocimiento y la representación de los espacios geográficos, de los que luego se describían sus aspectos naturales e históricos. Así, las obras cosmográficas se componían casi en proporciones iguales de información gráfica-cuantitativa y textual-cualitativa, y sus autores eran generalmente eruditos con igual conocimiento de lenguas clásicas y de matemática (Vogel, 2006).

A lo largo del siglo XVI, y como producto del proceso expansivo iniciado el siglo anterior principalmente por España y Portugal, la cosmografía pasó a encontrarse en el centro de la escena intelectual, siendo su principal desafío la conjugación de los elementos especulativos con aquellos provenientes de las nuevas observaciones en el marco del “descubrimiento”. En ese contexto, devino una práctica que privilegió el estudio de las dimensiones cuantificables y entre sus autores se incorporaron cada vez más hombres con una formación, primero, práctica (en navegación o comercio) y, luego, teórica (matemática) mayormente universitaria y académica.

Toda la indagación cosmográfica había operado hasta el siglo XV bajo el supuesto de que lo descrito (el *oikouménē*, constituido por Europa, y partes de Asia y de África) se encontraba en el centro del mundo y quedaba configurado porque una porción de la esfera de tierra sobresalía de la esfera de agua que la contenía. La expansión transoceánica iniciada en ese siglo conmovió convicciones muy profundas vinculadas a esa concepción al punto que, hacia mediados del XVI, no había persona culta que ignorara las noticias sobre la navegabilidad y habitabilidad de las regiones remotas de la Tierra. Ideas como la ausencia de tierras en las antípodas, la no navegabilidad de los océanos occidentales más allá de cierto límite o que la Tierra poseía un tamaño que imposibilitaba un viaje por el oeste hacia oriente, fueron categóricamente desechadas a partir de los datos procedentes de la exploración ultramarina.

Si bien en el curso del siglo XV las exploraciones marinas habían modificado algunas de las concepciones propias de las cosmografías vigentes, la verdadera revolución habría tenido lugar tras la expansión transoceánica iniciada por Cristóbal Colón (c. 1446-1506). Y el paso central fue probablemente el aporte de Américo Vesputio (1451-1512), quien demostró la existencia de las antípodas como región habitable, con el desenlace ulterior de la circunnavegación de Juan Sebastián Elcano (1476-1526). Esto trajo aparejado un impacto cultural como pocos en la historia de la humanidad, y –en especial– implicaba desafíos a muchas de las ideas científicas vigentes en ese período como el de la gravedad aristotélica (Vogel, 2006).

En especial, y respecto del problema del horizonte geográfico, el cambio fue dramático. La percepción del espacio con centro en el hombre y la geografía conocidos, se plasmaba previo a la *revolución cosmográfica* en un tipo de mapas a los que se los conoce como mapas “T-O”. Estos mapas, de enorme claridad conceptual (aunque, para las ideas actuales, sin rigor geométrico), expresan la forma que tomaba el mundo en la mente de las personas de la época. Al Este, al oeste, al norte y al sur (arriba, abajo, a la izquierda y a la derecha respectiva-

mente), la tierra habitada estaba limitada por el océano y se encontraba dividida en tres partes: Asia, Europa y África (donde habitaban los descendientes de Sem, Jafet y Cam), separados por el Río Maresmágnus (Río Nilo, Mar Negro y Río Don) y el Mar Mediterráneo. Este tipo de conceptualización de la Tierra sucumbió frente al conocimiento de nuevas tierras habitadas –en especial de la *cuarta pars*, América.

En este punto, la continuidad entre la *revolución cosmográfica* y el cambio astronómico es elocuente: en la cosmografía, la existencia de un centro y un círculo privilegiados sobre la superficie bidimensional de la esfera terrestre colapsó ante la experiencia de los viajes transatlánticos que evidenciaron la inexistencia de puntos privilegiados sobre la esfera; esto se plasmó en la disolución de la “O” de los mapas. En el ámbito astronómico, se comenzó a especular tiempo más tarde que ese mismo tipo de homogeneidad (en el sentido de la inexistencia de puntos privilegiados) existiera también en el espacio tridimensional, lo que condujo a la disolución de la esfera celeste.

5.2. La perspectiva artificialis

Uno de los temas centrales del arte renacentista italiano fue el establecimiento de un nuevo diálogo entre apariencias perceptivas y realidades espaciales. Esto se manifestó de manera elocuente en la pintura, ámbito en el que un objetivo primordial fue el desarrollo de nuevas técnicas y métodos para el estudio y la representación en dos dimensiones del espacio tridimensional. El *desiderátum* de la transformación era alcanzar una representación lo más perfecta posible de la realidad, perfección que o bien no era buscada o bien era concebida de manera distinta en el arte medieval y en otras partes de Europa en ese mismo período.

En la pintura, una de las manifestaciones más claras del cambio en la relación apariencia-realidad fue el desplazamiento de las jerarquías intrínsecas de lo pintado; la lógica de acuerdo con la cual la relevancia del objeto era la ordenadora del espacio en la representación medieval fue reemplazada por jerarquías cuantificadas en función de la distancia respecto del observador. Por ello, el lugar del sujeto que observaría la representación artística pasó a ser determinante en la constitución de la obra, resignificando los papeles del sujeto y el objeto artísticos. En dicho contexto, uno de los elementos que los artistas debieron comenzar a considerar fue la forma en la que el espacio tridimensional debía proyectarse sobre las dos dimensiones de la representación de manera tal que el espacio representado adquiriera coherencia para el observador. Por tal motivo, una de las investigaciones que debieron afrontar los artistas fue la del comportamiento del horizonte visual.

Por ello, y al igual que ocurrió en el ámbito astronómico, en la pintura tuvieron lugar en un breve período de tiempo procesos mentales que condujeron a elaborar condiciones para abstraer y representar lo real de manera novedosa. Al igual que en tantas otras disciplinas del período, un paso fundamental en ese cambio fue la introducción sistemática del uso de la geometría;

ella se volvió una condición de posibilidad para la representación de lo observado, lo que era consistente con la creciente convicción de que la naturaleza poseía tales cualidades geométricas.

En general, existe un acuerdo en que la introducción de la geometría en las artes mecánicas tuvo un impacto mayúsculo en su contenido, su práctica y su caracterización. Esto se manifestó, por ejemplo, en la eliminación de la barrera que las separaba tajantemente de las artes liberales (hoy referidas como *ciencias*, reunidas en el *trivium* y el *quadrivium*) y que les permitió “elevarse”; proceso que se dio especialmente con la pintura y la arquitectura.

Uno de los resultados de las investigaciones llevadas a cabo por los artistas de la época es lo que hoy se conoce con el nombre de *perspectiva*, conocimiento diferente de aquél conocido con el mismo nombre en el período medieval y al que hoy referimos generalmente como *óptica*. Mientras que este último se orientaba al estudio de la naturaleza de la luz –o bien desde una perspectiva metafísica o bien como una ciencia empírica–, la perspectiva desarrollada en el ámbito artístico moderno fue una técnica pictórica diseñada y aplicada sistemáticamente desde el *Quattrocento* de manera consciente y novedosa. Panofsky denominó a esta técnica *perspectiva artificialis* para dar cuenta de lo artificial de la racionalización del espacio supuesta en su construcción y para diferenciarla de la perspectiva *naturalis* o *communis*, cuyo origen puede remontarse a la Antigüedad y en la que primaba la percepción psicofisiológica del espacio (Panofsky, 2003). Esta técnica buscaba que el cuadro se transforme en una *ventana* a través de la cual nos parezca estar viendo el espacio.

Posiblemente, la primera ejecución práctica del conjunto de técnicas que luego catalizarían en la perspectiva fue la construcción por parte de Filippo Brunelleschi (1377-1446) de una pintura del *Battistero di San Giovanni* (en Florencia) que, observada bajo determinadas condiciones, generaba al observador la ilusión de estar viendo el propio edificio.

Lo que demostraba de manera práctica el experimento de Brunelleschi era la posibilidad de generar una impresión de un espacio tridimensional sobre una superficie bidimensional. Las claves para que ello funcionara eran que se respetaran la posición de la pintura con relación al observador y la distancia entre el espejo y el cuadro, que el observador permaneciera quieto observando con un solo ojo a través del orificio diseñado para tal fin (para evitar que la visión estereoscópica arruinara el efecto) y, desde luego, que la pintura estuviera compuesta de una determinada forma.

No quedan restos del propio instrumento de Brunelleschi ni escritos desarrollados por él o por testigos directos sobre cómo era la geometría de la pintura para lograr tal objetivo. Pero es de suponer que no era muy distinta de la que tiempo más tarde sistematizaría y pondría por escrito León Battista Alberti (1404-1472), en su tratado *Della Pittura*, de 1453. Alberti dice que la técnica de representación geométrica con proyección central se construye sobre la base de concebir el acto de la observación como una pirámide (Alberti, 1996).

La idea rectora es que la forma que asume lo repre-

sentado depende del sujeto de la observación y de la ubicación del plano sobre el que se proyecta la imagen observada. Para tal fin, la sugerencia albertiana era utilizar un velo que, interpuesto entre la imagen a pintar y el observador, permitiera a este último encontrar la cúspide de la pirámide visual y establecer los límites. Según Panofsky, la construcción en perspectiva buscada mediante el velo conllevaba implícita una noción de espacio homogéneo, infinito e isótropo.

Conviene recordar, de manera muy general, cuáles son las reglas básicas para la reconstrucción geométrica del espacio de acuerdo con la pirámide visual: a) las líneas rectas son, en la representación, siempre líneas rectas (excepto la que pasa por el centro de la proyección, que asume la forma de punto); b) las líneas paralelas al plano de la pintura son, en la representación, paralelas entre sí; y c) las líneas que no son paralelas al plano de representación convergen entre sí en el punto (o los puntos) de fuga.

Los requisitos señalados son todos igualmente relevantes al momento de lograr el efecto de la profundidad de la pintura de acuerdo con esta forma de perspectiva. Y es especialmente importante que los puntos de fuga se establezcan considerando la proyección de la visual del observador, por lo que deben considerar la ubicación que adoptará el observador respecto de la pintura. Si, por ejemplo, se cumplieran las reglas enunciadas, pero luego se establecieran puntos de fuga inconsistentes con la posición de observador, entonces la representación no alcanzaría su objetivo. En este sentido, es de destacar que el mayor objeto de investigación, dados esos requisitos, era cómo establecer con precisión el punto (o los puntos) de fuga con relación a la posición que debería tomar el observador para poder vivenciar la ilusión de fondo (al mirar, cabe reiterar, con un solo ojo inmóvil).

De manera general, se puede decir que los puntos de fuga se definen tanto vertical como horizontalmente en función de la posición de la pintura en un determinado espacio físico y, consecuentemente, la posición que el observador tendrá respecto de ella. Verticalmente, a partir del ángulo de la visual y de la pretensión de orientación de la pintura; no es lo mismo el cuadro preparado para ser visto frontalmente, que uno para ser visto con cierta inclinación. Horizontalmente, configurado a partir de una línea a la altura de los ojos del observador, que constituye la línea del horizonte.

Aquí no revisaré las discusiones técnicas que tuvieron lugar en el período renacentista en torno a las formas más convenientes de concebir y representar el horizonte en una pintura. Bástenos con señalar que ese fue un tema central en los escritos sobre pintura del período y requirió del estudio de la relación entre el horizonte y el observador (que es una de las formas de la indagación en torno a la interacción entre el observador y lo observado y la representación y lo representado), tema que fue revisitado a partir del cambio artístico renacentista. La discusión en torno al horizonte y la forma en la que el espacio se proyecta sobre un plano de representación favoreció el desarrollo de una *idea proyectiva*. Cualquier individuo familiarizado hoy con estas técnicas puede descomponer inmediatamente la realidad de lo proyectado de la realidad de la proyección y comprender

las distintas formas en las que una y otra se encuentran vinculadas. Parece, por tanto, difícil entender que esto requiera de un aprendizaje; pero es posible acreditar su necesidad tanto histórica como individualmente.

Burucúa, establece de manera extensamente documentada la existencia de una *idea proyectiva* en Galileo (Burucúa, 1984). Señala que si bien su biblioteca no contaba con volúmenes sobre perspectiva, pueden señalarse sobrados elementos que permiten establecer su dominio del tema: a) contacto con artistas a lo largo de su vida, b) referencias a artistas en sus escritos, c) reflexiones explícitas al arte en el marco de discusiones filosóficas, d) uso de un lenguaje que lo muestra familiarizado con los desarrollos de la perspectiva del momento, e) instrumentos para la observación celeste que es muy plausible que fueran adaptaciones de instrumentos propios del ámbito artístico, y f) los dibujos del propio Galileo que muestran no sólo su destreza técnica sino también su capacidad para pensar el espacio proyectivamente.

6. Conclusiones

¿Cuál es la relación entre el desarrollo de una *idea proyectiva* en el arte (con su respectiva conceptualización del horizonte de observación y de representación), los cambios cosmográficos y el cambio en el concepto astronómico *horizonte*?

En cierto sentido, Galileo observó la misma esfera que observaron Ptolomeo o Copérnico; pero en otro sentido no; los conceptos utilizados por unos y otro para conceptualizarla eran tan distintos que, posiblemente, la propia observación fuera distinta. Galileo dio un paso que consistió en descomponer la única esfera de las estrellas fijas en dos esferas (o, para ser precisos, en algo de lo que no podía saberse su forma y en una esfera). Con ello, la imagen del cielo fue descompuesta en dos: algo real (el universo, cuya forma ignoraba) y una esfera celeste aparente.

Esa fue la condición para desarticular el argumento ptolemaico de manera original. Y la posibilidad de descomponer entre lo real y lo proyectado se encuentra en total sintonía con la capacidad de repensar lo observado bajo las premisas de una *idea proyectiva*. La esfera aparente es la mera proyección del universo observado. Somos el centro de aquélla, no podemos saber si lo somos de éste. Estamos en el centro de la eclíptica, del ecuador y en una posición equidistante de los polos, pero solo si advertimos que ellos no son más que la proyección de puntos y líneas sobre esa esfera aparente.

Entender que una proyección puede parecerle real al ojo del observador, siempre que en el plano proyectado adquiera una imagen consistente, es la clave en la *perspectiva artificialis*. Lo es también en la reinterpretación de la *solución galileana*.

Si bien es cierto que uno de los elementos propios de la perspectiva es la proyección plana que no es la que se da en la percepción psicofisiológica que tiene lugar cuando el horizonte delimita esa *ventana al cielo*, hay un elemento que permite establecer un puente entre la reconstrucción de la espacialidad de fondo en una y otra. El hecho de que mientras que en la observación del cuadro en perspectiva es necesario que el observador

permanezca quieto mirando con un solo ojo (para evitar que la visión estereoscópica deleve el engaño), el observador astronómico terrestre está condenado a mirar de ese modo. Sea que mire con un ojo (por ejemplo, mediante el telescopio) o con los dos, sea que no se mueva o que lo haga en una órbita en torno al Sol, lo cierto es que se trata de distancias despreciables.

A los fines prácticos, es como si el observador celeste hubiera estado mirando siempre con un solo ojo y desde el mismo lugar una “ventana”; hasta el momento había considerado que se trataba de la superficie de una esfera; en la Modernidad comenzaba a pensar que podía tener profundidad. Nadie podía alejarse de la Tierra para ver cómo se vería desde otro lado. Pero desde este momento, estaban dadas las condiciones técnicas y mentales para establecer que, si acaso no estábamos en el centro de una esfera y, por el contrario, estábamos en un punto cualquiera de un universo infinito, eso era perfectamente compatible con nuestra observación. Indudablemente, la expansión ultramarina funcionaba como fundamento histórico de tal especulación: haber visto la realidad geográfica desde una misma región a lo largo de la historia había conducido a la construcción de una imagen distorsionada que no había podido reconocer la homogeneidad de la superficie de la esfera.

El último siglo fue escenario de una fuerte confrontación entre dos imágenes de la práctica científica bastante distintas. De un lado, una idea fuerte en el sentido de que la ciencia se mantiene a cierto nivel incommovible frente a los estímulos externos porque, en tanto actividad, tiene reglas precisas que no permiten mayor injerencia de órdenes ajenos a ella. Del otro, la idea de que la ciencia, como toda actividad social, refleja las tensiones propias de las sociedades y las culturas que la producen. Sin abonar ninguna clase de reduccionismo ni suponer agotado el caso histórico considerado, el trabajo aquí presentado pretende mostrar la fertilidad de este segundo enfoque.

Referencias

- Alberti L. B., 1996, De la pintura. UNAM
- Aristóteles 1996, Acerca del Cielo. Gredos
- Autolicus 1885, De sphaera quae movetur liber. Lipsiae: In Aedibus B. G. Teubneri
- Burucúa J. E., 1984, PhD thesis
- Copérnico N., 1983, «Commentariolus». Alianza
- Euclides 2000a, Fenómenos. Gredos
- Euclides 2000b, Óptica. Gredos
- Evans J., 1998, The History and Practice of Ancient Astronomy. Oxford
- Galilei G., 1933, «Lettera a Francesco Ingoli». Tip. di G. Barbèra
- Panofsky E., 2003, La perspectiva como «forma simbólica». Tousquets
- Ptolemy C., 1984, Ptolemy's Almagest, Book I. Springer-Verlag
- Vogel K., 2006, Cosmography. Cambridge University Press



OTHER: A multidisciplinary approach to the search for other inhabited worlds

J. Funes¹, M. Lares^{2,3}, M. de los Rios^{2,3}, M. Martiarena¹, A. Ahumada^{2,3}

¹ *Universidad Católica de Córdoba*

² *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*

³ *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina*

Contact / jfunes@rectorado.ucc.edu.ar

Resumen / En la historia del pensamiento científico, filosófico y religioso aparece de manera recurrente la posibilidad de la existencia de vida en otros mundos. La búsqueda de vida inteligente extraterrestre despierta una gran fascinación en la opinión pública que refleja el interés natural del ser humano en este tema. Desde el punto de vista científico, no se conoce ninguna civilización inteligente además de la nuestra, lo que plantea cuestiones que requieren una cuidadosa reflexión y la confluencia de diversas disciplinas. Así, la empresa de búsqueda y posible detección de vida inteligente presenta nuevos desafíos y nuevas fronteras tanto para la ciencia como para la filosofía y la religión. En este trabajo se presenta un proyecto interdisciplinar para discutir el posible impacto del potencial descubrimiento de una civilización extraterrestre en la concepción filosófica, social y religiosa de nuestra propia civilización. Este enfoque requiere definir preguntas acerca de la naturaleza de la vida, la inteligencia y la espiritualidad, como así también sobre las posibles escalas y el alcance de las civilizaciones. Entre otras cuestiones se analiza la posibilidad y las consecuencias, en distintos ámbitos, de que seamos la primera y única civilización tecnológicamente avanzada en la historia del universo.

Abstract / We present project OTHER (Otros mundos, tierra, humanidad, and espacio remoto), a multidisciplinary laboratory of ideas, that addresses questions related to the scientific search for extraterrestrial intelligent life such as: what is life? how did it originate? what might be the criteria that we adopt to identify what we might call an extraterrestrial civilization? As a starting point, we consider the Drake equation which offers a platform from which to address these questions in a multidisciplinary approach. As part of the project OTHER, we propose to develop and explain the last two parameters of the Drake equation that we call the cultural factors: the fraction of intelligent civilizations that want or seek to communicate f_c , and the average life time of the same, L . The innovation of the project OTHER is the multidisciplinary approach in the context of the Argentine community. Our goal is to provide new ideas that could offer new perspectives on the old question: Are we alone?

Keywords / Extraterrestrial Intelligence – History and philosophy of astronomy

1. Introduction

Are we alone? This question has triggered many scientific projects on the search for life in the Universe, especially for extraterrestrial intelligent (ETI) life. Considering the growing number of discovered “Earth-like” exoplanets located within the circumstellar habitable zone, the potential discovery of the existence of an ETI species elsewhere in the galaxy and then our potential “first contact” might have a profound impact on our scientific, philosophical, and social comprehension of humanity.

The current scientific search for ETI poses questions that scientists could attempt to answer from a purely scientific point of view: What is life? How did it originate? What might be the criteria that we adopt to identify what we might call an ETI civilization? etc. However, such an important quest requires a thoughtful reflection from the perspectives of a variety of epistemological disciplines. The project OTHER (Otros mundos, tierra, humanidad, and espacio remoto) is a laboratory of ideas that deals with these and other similar questions.

2. The Drake Equation: a heuristic device

The Drake Equation (Drake, 1965) offers a platform from which to address the questions mentioned in the Introduction in a multidisciplinary approach. The equation quantifies the number of technological civilizations from whom we might receive a radio signal:

$$N = R^* f_p n_e f_i f_c L, \quad (1)$$

where N is the number of civilizations in the Milky Way Galaxy whose electromagnetic emissions are detectable, R^* is the rate of formation of stars in our galaxy suitable for the development of intelligent life, f_p is the fraction of those stars that have planetary systems, n_e is the number of planets per stellar system with an environment suitable for life, f_i is the fraction of suitable planets on which life actually appears, f_i is the fraction of inhabited planets on which intelligent life exists, f_c is the fraction of intelligent civilizations that develop technology that releases detectable signs of their existence, and L is the length of time such civilizations send detectable signs. These factors can be grouped into three classes: astronomical (R^*, f_p, n_e), biological (f_i, f_i), and cultural (f_c, L).

As pointed out by Vakoch & Dowd (2015), the equation can be used as a heuristic device to consider the different aspects that lead to the emergence of civilizations that actively seek to communicate with others.

Also, the equation presents a simplistic approach to the problem and lacks precise measurements of all its factors. It relies on a number of assumptions, for instance, that the emission of signals is possible once a civilization has reached a given technological status, disregarding of whether they want to show themselves or not. Given its flaws, the equation is considered as a guide for the discussion of the different aspects that intervene in the possibility of a contact between civilizations. Another critic on this equation is that if purely frequentist formulation the fact that the development of communicating planets is actually a stochastic process (Glade et al., 2012).

In a first approach, it is difficult to establish a net separation between the different factors. No inhabited planet has been discovered yet, however the galaxy seems to abound in biofriendly planets that might be cradles of civilizations. While the first factors (R^* , f_p , n_e) can be determined with increasing precisions, the latter ones pose big questions that cannot only be approached from a scientific point of view.

3. The origin of life

The quest for the origin and evolution of life is a crucial question in a multidisciplinary approach to the search for inhabited worlds. Life could have been originated on the surface of the Earth, in outer space (panspermia) or in the interior of the Earth. It is not yet possible to determine which physical and chemical processes can transform matter into living organisms. Most scientists think that life could arise wherever conditions permit. Therefore, life would be in the natural order of things, written in the laws of nature. In this sense the Universe is biofriendly (Davies, 1999).

We do not understand yet how the astronomical factors can interact with the biological ones. We only know one case: planet Earth. The more complex life is, the more rare convergence is likely to be. Complexity in life-forms is an integration of temporal evolution and probabilistic events (Cabrol, 2016).

The phenomenon of life is more remarkable than the other processes that give rise to planets, stars, galaxies, etc. (Davies, 1999). The origin and evolution of life has profound philosophical implications.

4. Intelligence, culture and religion in the Drake equation

The past and present of Astrobiology roadmaps have not been focused on the understanding how intelligent life interacts with its environment and communicates. There are subsequent questions to this goal: how abundant and diverse is intelligent life in the Universe? how does intelligent life communicate? how can we detect intelligent life? (Cabrol, 2016).

As part of the project OTHER, we propose to develop and explain the last two parameters of the Drake



Figure 1. Logo of the project OTHER (Otros mundos, tierra, humanidad, and espacio remoto)

equation, that we call the cultural factors: the fraction of intelligent civilizations that want or seek to communicate f_c , and the average life time of the same, L .

The introduction of the cultural factors allows to focus the discussion to incorporate cultural and religious aspects, studied in terms of the development of our own human evolution. If life is a common characteristic of the Universe, we can assume that after a long evolutionary process life will have evolved into a Symbolic Species (Deacon, 1997). According to Deacon, forms of iconic and indexical communication are present in many species on Earth, but only humans have built on thought and communication symbolically. It is the case that transcendental or religious consciousness is made possible by symbolic thinking, then a religious disposition should be considered a universal consequence of the symbolic capacity (Deacon & Cashman, 2010).

An educated guess indicates that these ETI might have developed the ability to communicate symbolically and might have cultivated a religious disposition. We can further speculate that ETs might have at one time been at the brink of destroying themselves; and, still further, we can speculate that they might have overcome this challenge by saving their civilization and their planet. Would their religious disposition have been an impediment or a help to overcome self-destruction?

Among other issues we propose to analyze the possibility and consequences, in different areas, of being the first and only technologically advanced civilization in the history of the Universe.

5. Conclusion

As it is well known, the search for ETI is quite difficult. It is not simple to establish a test or standards that we can use to judge or evaluate the success of our efforts. As Cabrol (2016) points out in her review on the search for ETI: “To find ET, we must expand our minds beyond a deeply rooted Earth-centric perspective and re-evaluate concepts that are taken for granted”. The innovation of the project OTHER is the multidisciplinary approach in the Argentine community. Our goal is to provide new ideas that could offer new perspectives on the old question: Are we alone?

References

- Cabrol N., 2016, *Astrobiology*, 16, 661
- Davies P., 1999, *The Fifth Miracle: The Search for the Origin and Meaning of Life*. Simon & Schuster
- Deacon T., Cashman T., 2010, *Journal for the Study of Religion, Nature and Culture*, 3, 490
- Deacon T., 1997, *The Symbolic Species. The Co-Evolution of Language and the Brain*, Norton & Co., New York
- Drake F., 1965, in Mamikunian, G. and Briggs, M.H. ed., , *Current Aspects of Exobiology*. Pergamon, pp 323 – 345
- Glade N., Ballet P., Bastien O., 2012, *International Journal of Astrobiology*, 11, 103
- Vakoch D. A., Dowd M. F., 2015, *The Drake Equation*, Cambridge University Press



Implicaciones antropológicas y teológicas de la escatología científica

Funes J.^{1,2}, Lares M.^{3,4}, de los Rios M.^{3,4}

¹ Universidad Católica de Córdoba, Argentina

² Vatican Observatory, Italia

³ Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

⁴ Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina

Contacto / jfunes@rectorado.ucc.edu.ar

Resumen / En este trabajo se presenta la conformación de un grupo multidisciplinario abocado al estudio de temas comunes a la ciencia, la filosofía y la teología. En particular, se plantea el estudio del final del cosmos abordado desde estas tres disciplinas y se discuten las implicaciones antropológicas y teológicas de la escatología científica. Desde el punto de vista científico, el final del universo plantea el desafío de hacer predicciones que no pueden ser corroboradas, hechas a partir de modelos que se basan en la información mensurable de la estructura en gran escala del universo actual y de los ecos observables del universo primitivo. Ante esta limitación del método científico, el enfoque complementario de la filosofía permite tender puentes conceptuales entre la imagen científica y la imagen manifiesta del mundo, presentando interrogantes acerca del lugar que ocupa el ser humano en la escatología cósmica. Por otro lado, es posible estudiar las relaciones entre el realismo científico y el realismo cristiano, para lo cual se buscará construir puentes entre la imagen revelada de Dios y la imagen manifiesta de Dios, plasmada en el universo observable.

Abstract / We present an interdisciplinary group devoted to the discussion of topics that are common to science, philosophy and theology. In particular, we approach the study of the end of the cosmos and analyze the anthropological and theological implications of the scientific eschatology. From a scientific point of view, the end of the universe raises the challenge of making predictions from models that use observational evidence from a large span of past times, but can not be confirmed. Against this limitation, the complementary approach of the philosophy allows to build conceptual bridges between the scientific vision and the physical manifestation of the world, arising questions about the place of the human being in the cosmic eschatology. Also, we seek for the links between the natural and religious realisms, trying to establish relations between the revelation of the image of God and their manifestation in the observable universe.

Keywords / General: history and philosophy of astronomy – cosmology: miscellaneous

1. Introducción

De acuerdo con el *Oxford Handbook of Eschatology* (Walls, 2008): «La palabra escatología proviene de la palabra griega *eschatos*, que significa "último". La escatología es, pues, el estudio del fin último de las cosas, la resolución definitiva de toda la creación. Por lo tanto, la escatología es obviamente cósmica en su alcance, pero es importante añadir que el campo típicamente distingue entre las cuestiones de la escatología personal y cósmica.» En el contexto de nuestro trabajo entendemos por escatología científica la interpretación científica del final del universo de acuerdo a nuestros conocimientos actuales de la cosmología. Desde el punto de vista científico, el final del universo plantea el desafío de hacer predicciones que no pueden ser corroboradas, hechas a partir de modelos que se basan en la información mensurable de la estructura en gran escala del universo actual y de los ecos observables del universo primitivo. Ante esta limitación del método científico, el enfoque complementario de la filosofía permite tender puentes conceptuales entre la imagen científica y la imagen manifiesta del mundo, presentando interrogantes acerca del lugar que ocupa el

ser humano en la escatología cósmica. Por otro lado, es posible estudiar las relaciones entre el realismo científico y el realismo cristiano. Se buscará construir puentes entre la imagen revelada de Dios, de acuerdo a la concepción cristiana, y la imagen manifiesta de un creador, accesible a través del universo observable.

Con el objetivo de profundizar algunas cuestiones señaladas en este trabajo, hemos constituido un grupo de investigación multidisciplinar (una especie de *think tank* o laboratorio de ideas) que permita abordar el futuro del universo desde una perspectiva científica, filosófica y teológica. Inicialmente nos ocuparemos del futuro del universo y, a largo plazo, se podría extender esta línea investigación a temas que se refieren al futuro de la vida tales como sustentabilidad, cambio de clima o inteligencia artificial. De este modo intentamos establecer un dialogo interdisciplinar en el ámbito universitario nacional e internacional que permita intercambiar experiencias y comprensiones teóricas que enriquezcan y amplíen los horizontes de la propia disciplina de investigación. Buscamos investigar el impacto que nuestra comprensión científica del futuro cósmico pudiera tener

en nuestra concepción de humanidad, de civilización, es decir, nos preguntamos por el impacto que han tenido y tienen en la filosofía los relatos escatológicos científico y religioso. Por otra parte, nos preguntamos por la importancia que el relato escatológico científico tiene en nuestra comprensión de la relación entre Dios y el mundo y en la escatología teológica. El grupo está conformado por los autores y por los teólogos: Dr Gonzalo Zarazaga (Universidad del Salvador, Area San Miguel). y Lic. Eduardo Alonso (Universidad Católica de Córdoba)

2. La escatología científica: el final del universo

La cuestión sobre el final del cosmos es uno de los grandes interrogantes que la humanidad se ha planteado a lo largo de los siglos. Pero para abordar este tema, el método científico no es el único enfoque posible. La ciencia debe ser capaz de explicar los datos observados y de predecir nuevos resultados que deben ser verificados con nuevas observaciones. Sólo podemos pensar el pasado y el futuro del universo desde su presente, es decir, desde el universo cercano y de los datos que hemos recogido e interpretado en un marco teórico. El modelo cosmológico estándar (e.g. Peebles, 1993; Peacock, 1999; Dodelson, 2003; Bjorken, 2003; Davies, 2008) es la mejor explicación del origen, evolución y estado actual del universo, y se apoya sobre bases experimentales sólidas, como la expansión del universo, la radiación cósmica de fondo y el modelo de nucleosíntesis primordial. En este marco, el final del universo se deriva de las condiciones iniciales, pero predecir científicamente el futuro tiene el problema de que es imposible corroborar las predicciones teóricas por medio de observables. No debe obviarse, sin embargo, que existen otras teorías alternativas que aún no pueden ser descartadas y que podrían plantear un final diferente (e.g. Özer, 1999; Kallosh et al., 2002; de la Macorra, 2007; Fernández-Jambrina & Lazkoz, 2009)

Según el modelo, y considerando los parámetros más acordes a las restricciones observacionales, en un futuro muy lejano el universo continuará expandiéndose aceleradamente y terminará por “desgarrarse”, llegando a un estado final de frío y oscuridad (curva sólida de la Fig. 1, que incluye energía oscura). Este escenario, apoyado por un gran volumen de evidencia observacional, plantea grandes desafíos para la filosofía, que se complementa con el método científico allí donde la medición es inaccesible, dejando a la ciencia desprovista de uno de sus pilares fundamentales. Tal vez incluso podría no tener un final único, es decir simultáneo en todas sus regiones, sino un final múltiple. Pero, ¿puede la ciencia hacer ‘predicciones’ para el futuro? ¿cuáles son sus límites epistemológicos? ¿cómo interpretar estas ‘predicciones’ a la luz del realismo científico?, son algunas de las preguntas que surgen al considerar el final del universo.

3. Un puente entre la imagen científica y la imagen manifiesta

Una de las tareas cruciales de la filosofía es la de construir puentes conceptuales entre la imagen científica y

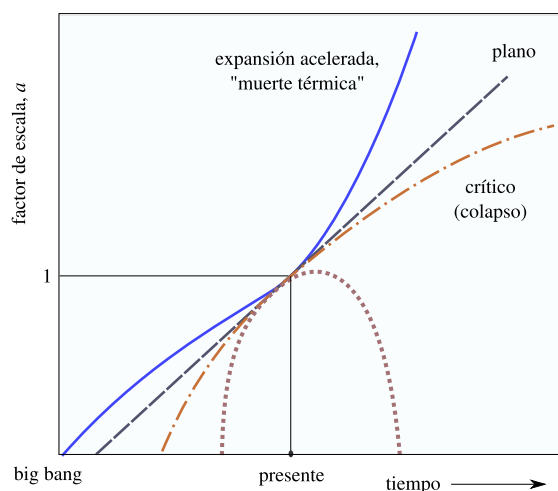


Figura 1. Representación esquemática de los modelos de universo y sus predicciones para el futuro remoto.

la imagen manifiesta del mundo (Caruana, 2014). Por imagen científica del mundo entendemos aquí la comprensión del cosmos, en sentido amplio, que resulta de las ciencias naturales. La imagen manifiesta es la comprensión que resulta de la cultura popular, en sentido amplio, y que no necesariamente corresponde a la interpretación científica del mundo.

En este cometido de la reflexión filosófica nos podemos interrogar acerca del lugar que ocupa el ser humano en la escatología cósmica, es decir, en el fin de la historia del universo, y acerca de la finalidad del universo. En este contexto será muy útil examinar el principio antrópico que establece que cualquier teoría válida sobre el universo tiene que ser consistente con la existencia del ser humano o de la vida. Si bien el principio antrópico prescinde explícitamente de la discusión escatológica, nos podemos preguntar sobre la relación entre el futuro de la Tierra y de la humanidad y el futuro del universo. En este sentido, es posible establecer si existe alguna relación entre el relato escatológico científico y los relatos escatológicos culturales y religiosos.

4. Una perspectiva espiritual

El proceso de la investigación científica sobre el final del universo es también una experiencia espiritual. La cosmología observacional nos ofrece una perspectiva poco favorable para el desarrollo de la vida en el futuro muy distante.

El estudio de la escatología científica plantea la pregunta por el significado de la existencia humana y por la finalidad del universo. De algún modo esta pregunta se puede expresar en las palabras de F. Dostoyevski: “Para un hombre civilizado, ¿es posible creer?”. Esta pregunta sigue siendo hoy crucial.

5. Aportes de la ciencia a la escatología religiosa

En la concepción de la teología cristiana, la cuestión del futuro del universo está ineludiblemente unida a la cuestión de Dios.

Así como una tarea de la reflexión filosófica es construir puentes entre la imagen científica y la imagen manifiesta del mundo, la teología debería construir puentes entre la imagen revelada de Dios y la imagen manifiesta de Dios. Aquí entendemos por imagen manifiesta de Dios, la imagen que está presente en la cultura contemporánea y que depende de muchos factores sociales. La imagen revelada es la que Dios comunica al creyente y que la teología tiene como tarea formular. Claramente es una tarea incompleta e imposible de concluir. Nos podemos preguntar si una concepción de Dios y de su relación con el mundo puede beneficiarse de los conocimientos científicos sobre el comienzo y final del universo. A la luz de los resultados de la escatología científica, ¿es la cosmología relevante de algún modo para la escatología religiosa? En el camino de búsqueda de la conexión, si creemos que existe, entre la comprensión científica del final del universo y su interpretación filosófica y teológica, el científico debe permanecer abierto a la interpretación de la realidad siendo consciente de que el conocimiento científico es incompleto del mismo modo que el pensamiento filosófico y teológico lo son. En este sentido, la racionalidad científica es un camino a la interpretación de la realidad, a la búsqueda de la verdad que no debería excluir otras aproximaciones a la verdad como son las racionalidades filosóficas y teológicas.

Referencias

- Bjorken J. D., 2003, *Phys. Rev. D*, 67, 043508
Caruana L., 2014, *Il fine e la fine dell'universo: scienza, interpretazione, simbolo, e analogia*. public lecture at the Gregorian University, Roma, 31 de enero de 2014, comunicación privada.
Davies P., 2008, *The Last Three Minutes: Conjectures About The Ultimate Fate Of The Universe*. Science Masters, Basic Books
de la Macorra A., 2007, *Phys. Rev. D*, 76, 027301
Dodelson S., 2003, *Modern cosmology*. Academic Press
Fernández-Jambrina L., Lazkoz R., 2009, *Physics Letters B*, 670, 254
Kallosh R., et al., 2002, *Phys. Rev. D*, 66, 123503
Özer M., 1999, *ApJ*, 520, 45
Peacock J. A., 1999, *Cosmological physics*. Cambridge University Press
Peebles P. J. E., 1993, *Principles of physical cosmology*. Princeton series in physics, Princeton University Press
Walls J. L., 2008, *The Oxford Handbook of Eschatology*. Oxford Handbooks, Oxford University Press



Tratamiento formal de imágenes astronómicas con PSF espacialmente variable

B. O. Sánchez^{1,2}, M. J. Domínguez^{1,2}, M. Lares^{1,2}

¹ Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina

² Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

Contacto / bruno@oac.unc.edu.ar

Resumen / Presentamos una implementación de un método para la determinación de la función de dispersión de punto (*point spread function*, PSF) en el contexto de la substracción óptima de imágenes astronómicas. Para esto introducimos una expansión de la PSF variable en la imagen, mediante un desarrollo de tipo Karhunen Loève en bases de funciones, que se adaptan naturalmente a los datos sin imponer una forma analítica *ad-hoc*. Se analiza la aplicación de este método en la reconstrucción de imágenes simuladas, mediante la medición de la PSF, encontrando buen acuerdo entre imágenes reconstruidas y simuladas en términos del nivel de ruido de fondo de cielo. La técnica muestra ser lo suficientemente simple para ser implementada en métodos de diferencia de imágenes de mayor sofisticación, ya que mejora sus resultados sin comprometer el costo computacional al considerar PSF espacialmente variable.

Abstract / We present a python implementation of a method for PSF determination in the context of optimal subtraction of astronomical images. We introduce an expansion of the spatially variant point spread function (PSF) in terms of the Karhunen Loève basis. The advantage of this approach is that the basis is able to naturally adapt to the data, instead of imposing a fixed *ad-hoc* analytic form. Simulated image reconstruction was analyzed, by using the measured PSF, with good agreement in terms of sky background level between the reconstructed and original images. The technique is simple enough to be implemented on more sophisticated image subtraction methods, since it improves its results without extra computational cost in a spatially variant PSF environment.

Keywords / methods: data analysis, statistical — techniques: image processing

1. Introducción

La astronomía ha sufrido una transformación profunda desde que grandes relevamientos sinópticos como SDSS Stripe 82 (Sesar & Ivezić, 2007) han comenzado a coleccionar datos. Estos grandes proyectos han sido capaces de detectar nuevos objetos variables en el óptico e infrarrojo gracias al desarrollo de la adquisición y tratamiento de imágenes digitales con CCD. Hoy la astronomía de mensajeros múltiples propone un desafío mayor: encontrar las fuentes progenitoras de los eventos de ondas gravitacionales. Los modelos actuales de las mismas proponen un escenario con varias dificultades: se necesita detectar un evento transitorio similar a un estallido de supernova pero con magnitudes mínimas cercanas a $I \sim -14$ (Barnes & Kasen, 2013, figura 3); y con un tiempo característico de decaimiento cercano a los dos días. Las técnicas de detección de transitorios en imágenes CCD mayormente utilizadas corresponden al análisis de diferencia de imágenes (DIA, *difference image analysis*), que efectúa comparaciones entre dos imágenes tomadas en diferentes épocas de la misma porción del cielo. Comúnmente se contrasta una imagen N obtenida en cierta época, con una imagen de referencia (R) tomada en óptimas condiciones observacionales, mediante calibraciones de fotometría y astrometría. Los candidatos a transitorios se obtienen del residuo de esta sustracción.

2. Análisis de diferencias de imágenes

2.1. Modelos de núcleo linealizado

Las técnicas de DIA se remontan a los trabajos de Phillips & Davis (1995) y principalmente de Alard & Lupton (1998), donde se utiliza un núcleo (*Kernel*) de convolución como intermediario para comparar la imagen R con la observación N . Para determinar la forma de este *Kernel* estos autores proponen una expansión lineal en funciones base Gaussianas. Bramich (2008) propone en cambio un modelo para el *Kernel* que es mucho más flexible, ya que trata de forma independiente cada pixel de la PSF como una función base. Esto es básicamente utilizar bases de funciones tipo *delta*, y ajustar cada coeficiente en el plano de la imagen.

2.2. El método de Zackay et al.

En un trabajo reciente Zackay et al. (2016) desarrollaron un tratamiento más elaborado de este problema. En primer lugar se proponen modelos para la imágenes N y R

$$R = z_r T \otimes P_r + \epsilon_r \quad (1)$$

$$N = z_n T \otimes P_n + \epsilon_n, \quad (2)$$

asumiendo una imagen verdadera T , que simboliza una imagen tomada con un telescopio perfecto, de diámetro

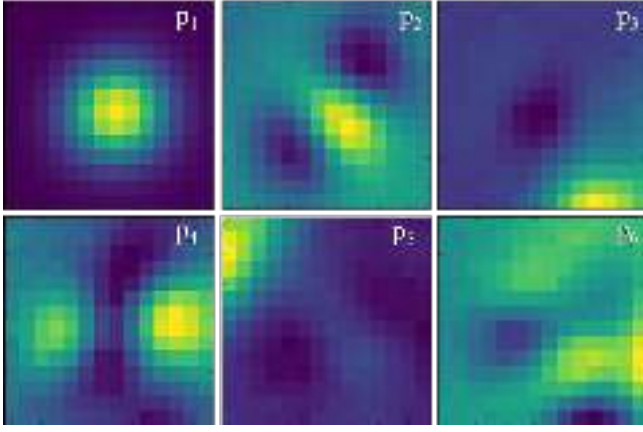


Figura 1. Primeros 6 elementos de la base p_i descomposición Karhunen-Loeve. Notar sus tamaños de 14×14 .

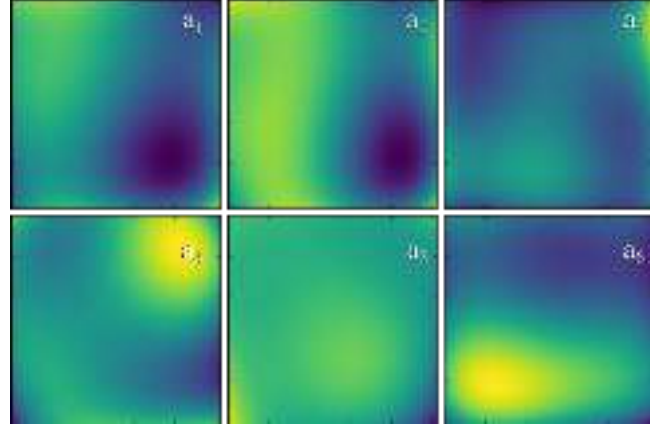


Figura 2. Coeficientes a_i de los elementos de descomposición Karhunen-Loeve. Notar las dimensiones 1024×1024 , tal como la imagen analizada.

infinito y afuera de la atmósfera, afectada por una PSF P , con un dado punto cero fotométrico z y un fondo de cielo ϵ . Esta distinción permite derivar una técnica de comparación directa de imágenes mediante una prueba de hipótesis. Las hipótesis nula y alternativa se pueden escribir como

$$H_0 : N = T \otimes P_n + \epsilon_n \quad (3)$$

$$H_1(q, \alpha) : N = (T + \alpha \delta_q) \otimes P_n + \epsilon_n. \quad (4)$$

Es decir, H_1 se verifica si la imagen contiene un evento transitorio en la posición q con intensidad α . Luego se maximiza el logaritmo de la razón de verosimilitud (o *Likelihood ratio*) de ambas hipótesis para todos los valores de α . De esta forma se obtiene la transformada de Fourier del logaritmo del *Likelihood ratio*,

$$\hat{S} = \frac{z_r z_n^2 \widehat{P_n} |\widehat{P_r}|^2 \widehat{N} - z_n z_r^2 \widehat{P_r} |\widehat{P_n}|^2 \widehat{R}}{z_n^2 |\widehat{P_n}|^2 + z_r^2 |\widehat{P_r}|^2}, \quad (5)$$

en términos de las transformadas de Fourier de ambas imágenes y sus respectivas PSF. Entre las ventajas de éste método, se puede mencionar que plantea una sustracción de imágenes que es estable numéricamente, proviene de una prueba de hipótesis (proporcionando así probabilidades de detecciones de forma directa), es simétrica al intercambio de R y N (algo que métodos anteriores no aseguran), y es más veloz (pues no hay que minimizar sobre matrices de costo).

2.3. PSF variable: transformada de Karhunen-Loève

El método de Zackay et al. (2016) asume que la PSF es constante sobre toda la imagen, aún cuando es natural que ésta varíe debido a condiciones observacionales. Una alternativa un poco más realista sería realizar la sustracción en pequeñas regiones de la imagen donde la hipótesis de la PSF constante es aceptable.

En este trabajo se plantea incorporar en el método de Zackay et al. (2016) un desarrollo de la PSF mediante una transformada de *Karhunen-Loeve* (KL), como el propuesto por Lauer (2002). En tal caso la PSF se puede

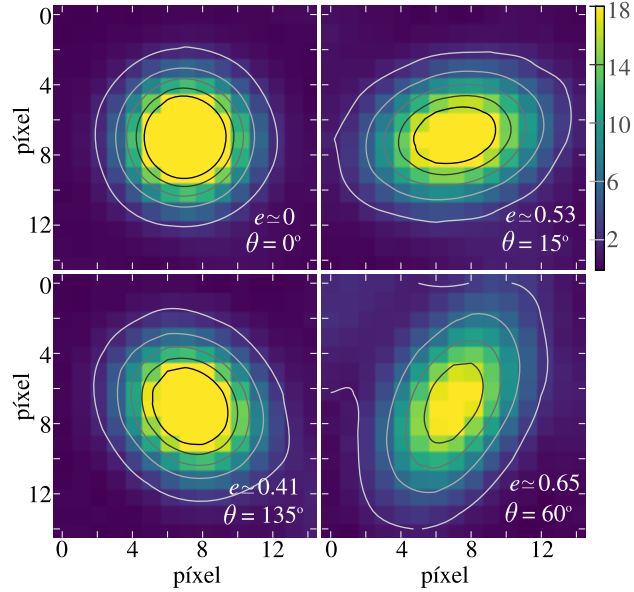


Figura 3. Apilamiento de las estrellas por cuadrante. El fondo muestra los pixeles en la imagen original. Los isocontornos corresponden a la reconstrucción.

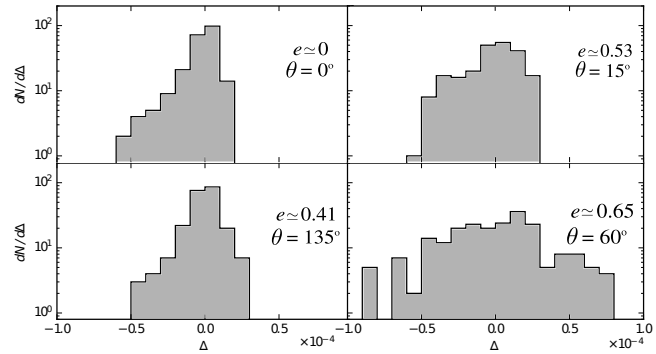


Figura 4. Histogramas de los valores residuales para cada cuadrante.

escribir como

$$P(x, y, u, v) \approx \sum_{i=1}^K a_i(u, v) p_i(x, y), \quad (6)$$

donde la expansión de KL está truncada a los primeros K elementos de la base $\{p_i\}$. Los mismos, se construyen a partir de las observaciones $\{P^*\}$ de la PSF de una imagen,

$$p_i = \sum_{j=1}^N (\vec{\omega}_i)_j P_j^*, \quad (7)$$

donde $\{\vec{\omega}_j\}$ son los autovectores de la matriz de covarianza entre las observaciones $C_{ij} = \langle P_i^*, P_j^* \rangle$. Para decidir cuales p_i utilizar en el desarrollo es necesario calcular los autovalores $\{\lambda_i\}$ de C , y elegir a los K de mayor valor. Es posible cuantificar la importancia relativa de los elementos desechados, mediante la normalización de los autovalores $\sum |\tilde{\lambda}_j|^2 = 1$, y así estimar la pérdida de información, PI , definida como:

$$PI := 1 - \sum |\tilde{\lambda}_K|^2.$$

Los coeficientes $a_i(x, y)$ son campos escalares suaves en el plano de la imagen, y se obtienen ajustando funciones polinómicas de bajo orden (típicamente 4) a las mediciones

$$a_j^*(x_i, y_i) = \frac{\langle P_i^*, p_j \rangle}{\|P_i^*\| \|p_j\|} \quad (8)$$

donde (x_i, y_i) es la posición de la medición P_i^* .

Esta metodología es útil al realizar operaciones de tipo convolución donde la PSF intervenga, ya que al estar expresada en términos de elementos p_i de tamaño reducido (~ 15 píxeles por lado) se acelera el cómputo numérico. En caso que la elección de PI implique $K = 1$ el método entrega un sólo elemento p_1 , con $a_i \equiv 1$, evitando imponer una PSF estática a lo largo de la imagen.

3. Implementación de la técnica

Se implementó la descomposición de Lauer (2002), mediante un código desarrollado en Python utilizando como mediciones P^* pequeños parches de ~ 14 píxeles de lado.

Se simuló una imagen de un campo estelar con variación espacial de la PSF, y se analizó la capacidad del método para recuperar la misma. Para ello se asignó un modelo Gaussiano para la PSF en cada uno de los cuadrantes de la imagen, con diferencias notables en sus parámetros, que definen su forma y orientación. En el primer cuadrante la PSF es simétrica, o de forma análoga a una elipse con elipticidad $e = 0$. En los cuadrantes segundo, tercero y cuarto las elipticidades son $\simeq 0.53$, $\simeq 0.41$ y $\simeq 0.65$, con ángulos de rotación de 15° , 135° y 60° , respectivamente. La simulación incluyó la inyección de ruido gaussiano, de media y dispersion constante dentro de cada cuadrante.

Se realizó una medición de la PSF utilizando nuestro programa, con una $PI = 0.003$. Esto entregó 6 elementos base p_i y a_i , los cuales se incluyen en las Figs. 1 y 2, respectivamente. Para el caso con $PI = 10^{-3}$ se encuentran 9 funciones base p_i , de las cuales las primeras 6 son exactamente las de la Fig. 1.

Luego se reconstruyó la imagen simulada mediante una convolución de una suma de funciones delta (una por cada estrella) con la PSF medida (se utilizaron las 9 componentes correspondiente a $PI = 10^{-3}$). Para estimar la confiabilidad del método, se comparó la imagen simulada y el modelo obtenido de la PSF. En la Fig. 3 se muestra el apilamiento de todas las estrellas para cada uno de los cuadrantes (en escala de color) y en superposición las curvas de nivel del modelo correspondiente de la PSF.

La Fig. 4 muestra las distribuciones discriminadas por cuadrante de los residuos $\Delta = \frac{I-I'}{I_{rms}}$ de una resta directa de ambas imágenes, (simulada I y reconstruida I') normalizados al valor de la media cuadrática del fondo de la imagen original (I_{rms}). Se observa que el cuadrante con mayor dispersión es aquel donde la elongación de la PSF es mayor. Así también puede observarse que en los cuadrantes 2 y 3 donde la orientación cambia y la elongación varía un pequeño porcentaje los residuos poseen dispersiones indistinguibles de la correspondiente al cuadrante 1.

4. Conclusiones

Se implementó un método de medición de PSF variable, mediante transformada de Karhunen-Loève, para algoritmos de subtracciones de imágenes. Este enfoque para la determinación de la PSF tiene la ventaja de que permite una descripción más realista de la variación de la PSF sin requerir recursos computacionales adicionales. Se programó un código nuevo, capaz de realizar estas mediciones en imágenes, y se comprobó su capacidad mediante reconstrucciones de campos con PSF de extrema variación. El *software* utilizado esta disponible mediante solicitud a los autores.

Referencias

- Alard C., Lupton R. H., 1998, ApJ, 503, 325
- Barnes J., Kasen D., 2013, ApJ, 775, 18
- Bramich D. M., 2008, MNRAS, 386, L77
- Lauer T., 2002, in Starck J.-L., Murtagh F. D., eds., Vol. 4847, Astronomical Data Analysis II. pp 167–173
- Phillips A. C., Davis L. E., 1995, in ADASS IV. p. 297
- Sesar B., Ivezić Ž., 2007, AJ, 134, 2236
- Zackay B., Ofek E. O., Gal-Yam A., 2016, ApJ, 830, 27

Índice alfabético

- Aguero, M. P., 127
Ahumada, A. V., 158, 167, 203
Aidelman, Y. J., 13, 161
Albacete Colombo, J. F., 84
Alché, L., 193
Alonso, M. V., 112
Alonso, S., 121
Althaus, L. G., 7, 31
Angulo, R., 100
Arias, M. L., 34
- Balmaceda, L., 148, 154
Baravalle, L., 112
Bassino, L. P., 93, 106, 109
Battich, T., 31
Bauer, F., 124
Baume, G., 1, 46
Benvenuto, O. G., 1, 40
Blain, A., 1
Blanco Rodríguez, J., 154
Blanco, A., 139
Bosch, G., 64, 127
Bronfman, L., 133
Buccino, A. P., 16, 19, 22
- Cabello, I., 154
Canavesi, T., 170
Cancio, A., 61
Cappa, C. E., 139
Cardaci, M., 127
Carraro, G., 130, 133, 167
Casagrande, A., 64
Caso, J. P., 106, 109
Castro, J. I., 151
Cebral, C., 1
Ceccarelli, L., 115
Celiz, D., 118
Chavero, C., 37
Cichowolski, S., 139
Cidale, L. S., 28, 34, 161
Clariá, J. J., 37, 158, 167
Colazo, M., 61
Coldwell, G., 121
Collado, A. E., 22
Combi, J. A., 84
Coronel, C., 1, 46
Correa, C. M., 100
Córscico, A. H., 7, 31
- Cremades, H., 151
Cure, M., 28
- D'Ambra, A., 64, 118
De Bórtoli, B., 1, 46
De Gerónimo, F. C., 7
De Laurenti, M. A., 173
De los Rios, M., 203, 206
De Vito, M. A., 40
Dékány, I., 37
Díaz, M. C., 76
Díaz, R., 64, 67, 118, 127
Díaz, R. F., 183
Domínguez, M. J., 209
Domingo, V., 154
Donoso, V., 64, 67
Dors, O., 127
Dottori, H., 127
Douna, V. M., 70
Dubner, G., 136
Duplancic, F., 121
Duvidovich, L., 136
- Eikenberry, S., 64, 67
Ennis, A. I., 1, 46, 106
Eppens, L., 139
Ertini, K., 139
Etchegoyen, A., 49
- Feres, L., 55
Fernández Lajús, E., 1, 46
Fernandez Alonso, M., 87, 90
Ferrero, G., 1
Filócomo, A., 1, 46
Firpo, V., 127
Flores, M. G., 16, 22
Folatelli, G., 4
Francile, C., 148, 151
Frazin, R. A., 142, 145
Funes, J., 203, 206
- Gamen, R., 1, 46
García, B., 49, 55, 61, 81
García, L., 190
Garcia Lambas, D., 115, 121
Garcia, B., 52
Gaspar, G., 118
Giacani, E., 136
Giorgi, E. E., 133, 170, 173

Godoy, E., 1
 Godoy, J., 64
 Gómez, M., 176, 190
 González, E. P. A., 58
 Gonzalez, F., 64
 Grosso, M., 64
 Gunella, F., 64

 Hagele, G., 127
 Harari, D., 49
 Haucke, M., 28
 Higa, R., 1, 46
 Horvath, J. E., 40

 Ibañez Bustos, R. V., 16

 Jaque Arancibia, M., 22
 Jofré, E., 190

 Konishi, M., 1
 Kornecki, P., 84
 Kraus, M., 34

 Landi, E., 142
 Lares, M., 115, 203, 206, 209
 Lazarte, F., 55
 Leal, N., 55
 Leiva, M. M., 139
 Leuzzi, L., 148
 Levato, H., 64, 67
 Lloveras, D. G., 145
 López Fuentes, M., 142
 López, F. M., 151
 Luoni, M. L., 151
 Luparello, H. E., 115

 Mac Cormack, C., 142
 Magliano, C., 1
 Maizel, D., 193
 Mancilla, A., 55
 Mandrini, C. H., 151
 Martiarena, M., 203
 Marun, A., 64
 Masolini, S., 1
 Mauas, P. J. D., 16, 193
 Maya, J., 55
 Medina, M. C., 49
 Melo, D., 52
 Miller Bertolami, M. M., 31, 43
 Minniti, D., 37, 112
 Minotti, F., 19
 MODA Collaboration, 124
 Moitinho, A., 133

 Nilo Castellón, J. L., 112
 Nuevo, F. A., 142

 Oddone, M. A., 158
 Olivera Cuello, Y., 1
 Oviedo, C. G., 37, 167

 Padilla, N., 100
 Palma, T., 37, 167
 Panei, J. A., 161
 Parisi, M. C., 167
 Paz, D., 100, 115
 Pedrosa, S. E., 70
 Pellizza, L. J., 70, 84
 Perren, G. I., 133, 164
 Pessi, P. J., 1, 4, 46
 Petriella, A., 136
 Petrucci, R., 190
 Piatti, A. E., 164
 Piroddi, D., 64
 Podesta, F., 58
 Privon, G., 124
 Putkuri, C., 1, 46

 QUBIC Collaboration, 49

 Ricci, C., 124
 Rizzo, L., 130
 Rodriguez, C., 1, 46
 Rohrmann, R. D., 10, 25
 Romero, A. D., 7
 Romero, G. E., 49
 Rovero, A. C., 52
 Ruiz, A. N., 115

 Saffe, C. E., 22
 Sánchez, B. O., 209
 Schawinski, K., 124
 Seifer, E., 64
 Shearer, P., 145
 Solivella, G. R., 170, 173
 Sraibman, L., 19
 Stasyszyn, F. A., 103
 Suarez, F., 81
 Szapiro, A., 196

 Torres, A. F., 34
 Townsend, A., 64, 67
 Treister, E., 124

 Unamuno, A., 1, 46

 Vásquez, A. M., 142, 145
 Vázquez, R. A., 130, 133, 164, 170, 173
 Venero, R. O. J., 28

Vera, G. M., 25
VERITAS Collaboration, 87, 90
Warner, C., 64, 67

Yelós, L. D., 52, 55, 81
Yornet, G., 64