

ISSN 1669-9521

A sociación
A rgentina de
A stronomía

Boletín N° 50

Malargüe, 2007

Asociación Argentina de Astronomía

Fundada en 1958

Personería Jurídica 11811 (Buenos Aires)

Comisión Directiva

Presidente: Dr. Gustavo Romero

Vicepresidente: Dr. Hernán Muriel

Secretaria: Dra. Sofía Cora

Tesorera: Dra. Paula Benaglia

Vocal 1: Dr. Mario Abadi

Vocal 2: Dr. Sergio Cellone

Vocal Sup. 1: Dra. Zulema González de López García

Vocal Sup. 2: Dr. Pablo Mauas

Comisión Revisora de Cuentas

Titulares:

Dra. Cristina Cappa

Ing. Pablo Recabarren

Dra. Irene Vega

Suplente:

Dra. Mercedes Gómez

Comité Nacional de Astronomía

Secretario:

Dr. Roberto O. Aquilano

Miembros:

Dra. Andrea Costa

Dra. Andrea V. Ahumada

Dr. Mario G. Abadi

Asociación Argentina de Astronomía

Reunión Anual

Malargüe, Mendoza, 15 al 19 de septiembre de 2007

Organizada por:

Colaboración Argentina del Observatorio Pierre Auger
Instituto de Astronomía y Física del Espacio

COMITÉ EDITORIAL

Dra. Gloria Dubner (Editora Jefe)
Dra. Marta Rovira (Editora Invitada)
Dr. Andrés Piatti (Secretario Editorial)
Sr. Federico A. Bareilles (Técnico Editorial)

Comité Científico de la Reunión No. 50

Marta Rovira (*presidente*)
Victoria Alonso
Guillermo Bosch
Cristina Cappa
Ricardo Gil Hutton
Adrián Rovero

Comité Organizador Local de la Reunión No. 50

Adrián Rovero (*presidente*)
Mario Melita (*vice-presidente*)
Andrea Buccino
Gabriela Castelletti
Silvina Cichowolski
Sergio Dasso
Rodrigo Díaz
Gloria Dubner
Beatriz García
Elsa Giacani
Juan Pablo Góngora
Valeria Llanos
Marcelo López Fuentes
María Luisa Luoni
Cristina Mandrini
Sergio Parón
Susana Pedrosa
Leonardo Pellizza
Silvina Pérez
Estela Reynoso
Andrés Risi
Julio Rodríguez Martino
Marcos Santander
Alejandro Tamashiro
Carlos Vigh

Nota Editorial

El Boletín No. 50 de la Asociación Argentina de Astronomía contiene parte de los trabajos presentados durante la Reunión Anual realizada en Malargüe (Prov. de Mendoza) entre el 15 y el 19 de septiembre de 2007.

La reunión fue organizada por el Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE) y la Colaboración Argentina del Observatorio Pierre Auger. Un Comité Organizador Científico formado por destacados investigadores de cinco instituciones de investigación astronómica de nuestro país y un eficiente Comité Organizador Local formado por un considerable número de entusiastas miembros de ambas instituciones organizadoras, trabajaron conjuntamente para garantizar una reunión interesante y productiva. A todos los colegas que con su trabajo aseguraron el éxito de la reunión, nuestro agradecimiento. Se agradece especialmente el auspicio de CONICET, ANPCyT, CONAE, AAA y de la Municipalidad de Malargüe.

Continuando con el esfuerzo permanente para mejorar la calidad científica y editorial de nuestro Boletín, todos los trabajos publicados en este número han sido sometidos a riguroso arbitraje científico por parte de expertos de nuestro país y del exterior. El Comité Editorial agradece a todos los colegas que colaboraron en la instancia de revisión de los trabajos.

Dedicamos este número a la memoria de un querido colega, el Dr. Fernando Raúl Colomb, un visionario que fuera fundador y director del Instituto Argentino de Radioastronomía, presidente de nuestra Asociación entre 1978 y 1981, presidente del Consejo Directivo de CASLEO, presidente de la Comisión No. 51 (Bioastronomía) de la Unión Astronómica Internacional, miembro del Directorio de la Comisión Nacional de Actividades Espaciales, Investigador Principal de las misiones satelitales SAC-C y SAC-D/Aquarius, entre muchas otras actividades que llevó a cabo, siempre explorando nuevos horizontes para la investigación astronómica en nuestro país. Falleció el 4 de mayo de 2008.

Marta Rovira
Editora Invitada de BAAA

Gloria Dubner
Editora Jefe de BAAA

Federico Bareilles
Técnico Editorial

Andrés Piatti
Secretario Editorial

Índice

Nota Editorial	v
Fotografía Grupal	xiii
<i>Guillermo E. Sierra</i>	

I Sol, Sistema Solar y Ciencias Planetarias

Asteroides troyanos: Panorama actual y problemas abiertos	3
<i>F. Roig</i>	
Regiones de ingreso para trayectorias de baja energía que colisionan con la Luna.	15
<i>M. Cayre, M. S. Fenoglio, A. M. Leiva & C. B. Briozzo</i>	
A search for transiting exoplanets with the VLT: First Results	19
<i>R. F. Díaz, D. Minniti & P. J. D. Mauas</i>	
Migración Orbital y Formación de Planetas Gigantes	23
<i>L. D. Dirani & A. Brunini</i>	
Posible origen del satélite de Saturno, Phoebe	27
<i>R. P. Di Sisto & A. Brunini</i>	
Regiones de colisión para trayectorias de baja energía en el PC3CR Tierra-Luna.	31
<i>A. M. Leiva & C. B. Briozzo</i>	
Control de una trayectoria de transferencia con impulsos realistas considerando perturbaciones en el problema cuasibicircular Sol-Tierra-Luna.	35
<i>A. M. Leiva & C. B. Briozzo</i>	
Rutina de Clasificación de Fulguraciones para el Telescopio Solar HASTA	39
<i>L. Leuzzi, C. Francile & J. I. Castro</i>	
From the photosphere to the interplanetary medium: The magnetic helicity sign from observations	43
<i>M. L. Luoni, C. H. Mandrini, S. Dasso, P. Démoulin & L. van Driel-Gesztelyi</i>	
Comparación entre indicadores de caos en dinámica galáctica	47
<i>N. P. Maffione, C. M. Giordano & P. M. Cincotta</i>	
Propiedades magnetohidrodinámicas de la heliosfera interna	51
<i>M. E. Ruiz & S. Dasso</i>	

II Estrellas y Sistemas Estelares

Binarias simbióticas	57
<i>E. Brandi</i>	
Espectros Multi-Onda de las Estrellas Más Masivas	67
<i>N. R. Walborn</i>	
Fundamental parameters of 6 southern galactic open clusters determined by means of integrated spectroscopy	81
<i>A. V. Ahumada, J. J. Clariá, E. Bica, D. B. Pavani, M. C. Parisi & T. Palma</i>	
Habitabilidad alrededor de estrellas M: el rol de las fulguraciones	85
<i>A. P. Buccino, G. A. Lemarchand & P. J. D. Mauas</i>	
La estrella simbiótica CL Scorpii: un estudio preliminar	89
<i>J. A. Camperi, E. Brandi, C. Quiroga, O. E. Ferrer & L. G. García</i>	
CCD Washington photometry of the moderately metal-poor open cluster NGC 2236	93
<i>J. J. Clariá, A. E. Piatti, M. C. Parisi & A. V. Ahumada</i>	
The Balmer discontinuity as a test of the density and temperature distributions in circumstellar envelopes	97
<i>A. Cruzado, J. Zorec, A. Vázquez & A. Ringuelet</i>	
Monitoreo BVRI de η Carinae. Temporada de observación 2007	101
<i>E. Fernández Lajús, A. Torres, M. Schwartz, C. von Essen, J. P. Calderón, N. Salerno, L. Calcaferro, C. Fariña & V. Niemela</i>	
Spectroscopic monitoring of Southern Galactic O and WN stars: State of the Art in 2007	105
<i>R. Gamén, R. Barbá, N. Morrell, J. Arias, J. Maíz Apellániz, A. Sota, N. Walborn & E. Alfaro</i>	
Polarización lineal en sistemas simbióticos	109
<i>L. G. García, E. Brandi, C. Quiroga & O. E. Ferrer</i>	
Propiedades estadísticas de binarias con planetas	113
<i>L. H. García & M. Gómez</i>	
Modelado de SEDs y de imágenes HST de proto-estrellas de la región de Taurus-Auriga	117
<i>L. Gramajo, M. Gómez & B. A. Whitney</i>	
Algorithms and physical parameters involved in the calculation of model stellar atmospheres	121
<i>D. C. Merlo</i>	
Calibración BCD para estrellas B supergigantes	125
<i>M. F. Muratore, J. Zorec, L. Cidale, M. L. Arias & Y. Frémat</i>	
Estrellas enanas blancas masivas de helio	129
<i>J. A. Panei, F. C. Wachlin & L. G. Althaus</i>	
Multicolour photometry and CORAVEL radial velocities of stars of the open cluster NGC 2489	133
<i>A. E. Piatti, J. J. Clariá, J.-C. Mermilliod, M. C. Parisi & A. V. Ahumada</i>	

HD 90264: Una estrella olvidada	137
<i>C. Quiroga, A. Torres & L. Cidale</i>	
Nuevos modelos de pulsaciones para estrellas sdB.	141
<i>A. D. Romero, A. H. Córscico & L. G. Althaus</i>	
Metalicidad de Estrellas de tipo Vega	145
<i>C. Saffe, M. Gómez, O. Pintado & E. González</i>	
Near infrared photometric and optical spectroscopic study of 22 low mass star clusters embedded in nebulae	149
<i>J.B. Soares, E. Bica, A.V. Ahumada & J.J. Clariá</i>	
Espectroscopía en remanentes de cúmulos abiertos	153
<i>G.R. Solivella, E.E. Giorgi, G.L. Baume & R.A. Vázquez</i>	
Dating compact star clusters in the Small Magellanic Cloud by means of integrated spectra	157
<i>M. L. Talavera, A. V. Ahumada, J. J. Clariá, J. F. C. Santos Jr., E. Bica & M. C. Torres</i>	
Spectroscopic study of blue compact and high surface brightness star clusters in the Large Magellanic Cloud	161
<i>M. L. Talavera, A. V. Ahumada, J. J. Clariá, J. F. C. Santos Jr., E. Bica & M.C. Parisi</i>	
Procesos de Difusión en Estrellas B Magnéticas	165
<i>R. Vallverdú, R. Venero, L. Cidale, R. Rorhmann, M. Curé</i>	
Altura de escala de las envolturas extendidas de estrellas Be . . .	169
<i>J. Zorec, M. L. Arias, L. Cidale, R. Venero & A. Ringuelet</i>	
Polarización en discos de estrellas Be	173
<i>J. Zorec, C. Quiroga, L. Cidale & M. L. Arias</i>	

III Medio Interestelar y Estructura Galáctica

Galactic Supernova Remnants: From radio frequencies to TeV .	179
<i>E. Giacani</i>	
Star formation in the vicinity of the SNR W44	189
<i>M. E. Ortega, S. Cichowski, G. Castelletti, & G. Dubner</i>	
SNR Puppis A: molecular gas possibly associated with the brightest X-ray feature	193
<i>S. Paron, G. Dubner & E. Reynoso</i>	
Sh2-205: three independent HII regions or only one?	197
<i>G. A. Romero & C. E Cappa</i>	

IV Astronomía Extragaláctica y Cosmología

The large scale effect of the AGN	203
<i>C. Feinstein</i>	

Grupos de Galaxias	213
<i>M. E. Merchán</i>	
The distant red galaxy neighbour population of $1 \leq z \leq 2$ QSOs and optically obscured sources	223
<i>C. Bornancini & D. García Lambas</i>	
Foto-polarimetría CCD del blazar AO 0235+164: microvariabilidad extrema	227
<i>S. A. Cellone, G. E. Romero, J. A. Combi & J. Martí</i>	
Effects of AGN feedback on galaxy properties	231
<i>S. A. Cora, C. del P. Lagos Urbina & N. Padilla</i>	
Chemical evolution of galaxies in the Millennium Simulation: comparison between Milky Way type, dwarf irregular and giant elliptical systems	235
<i>M. E. De Rossi, P. B. Tissera, G. De Lucia & G. Kauffmann</i>	
¿La expulsión de un agujero negro supermasivo, el primer microcuásar fuera de la Vía Láctea, o la mayor radio galaxia a alto z?	239
<i>R. Díaz, H. Dottori, D. Mast, M.P. Agüero, & G. Gunthardt</i>	
Clusters dominated by a luminous central galaxy	243
<i>M. F. Duplancic Videla & D. García Lambas</i>	
Cinemática de sistemas interactuantes de tipo M51: Relación de Tully-Fisher.	247
<i>G. Günthardt & R. J. Díaz</i>	
Distances for a Baryonic Tully-Fisher relation study	251
<i>S. Gurovich & K. C. Freeman</i>	
Máscaras de catálogos en pequeña escala	255
<i>M. Lares</i>	
Gemini GMOS IFU Spectroscopy of IRAS 04505-2958: A New Exploding BAL + IR + Fe II QSO	259
<i>S. Lipari, M. Bergmann, S. Sanchez, R. Terlevich, Y. Taniguchi, E. Mediavilla, B. Punsly, B. Garcia, W. Zheng & D. Merlo</i>	
Espectroscopía en banda K de M83 Actualización	263
<i>D. Mast, R. Díaz & G. Gunthardt</i>	
Environment of Luminous Red Galaxies	267
<i>A. O'Mill & C. Valotto</i>	
Effects of interaction on the rotation curves of disk galaxies . . .	271
<i>S. Pedrosa, P. B. Tissera, I. Fuentes-Carrera & C. Mendes de Oliveira</i>	
Cosmological parameters and non-vacuum initial states	275
<i>C. Scóccola, A. Sánchez, S. Landau & A. Gangui</i>	
Effects of ram pressure stripping in galaxy clusters	279
<i>T. E. Tecce, S. A. Cora, M. G. Abadi & P. B. Tissera</i>	
Kinematical Properties of Seyfert 2 Nuclei	283
<i>L. Vega Neme, R. Cid Fernandes, N. Vale Asari, A. Garcia-Rissmann, H. Schmitt, R. González Delgado & T. Storchi-Bergmann</i>	

V Astrofísica de Altas Energías

Gamma-ray astronomy: present and future	289
<i>M. Ribó</i>	
Optical observations of TeV Blazars: preliminary results.	299
<i>I. Andruchow, S. A. Cellone & G. E. Romero</i>	
High-energy emission from the galaxy cluster Abell 3376	303
<i>A. T. Araudo, S. A. Cora & G. E. Romero</i>	
Coincidencia posicional de fuentes NVSS y XMM-Newton	307
<i>J. A. Combi, J. F. Albacete Colombo, J. Martí, G. E. Romero, L. P. Luque-Escamilla, A. Muñoz-Arjonilla, J. R. Sánchez-Sutil & L. J. Pellizza.</i>	
The accretion mass regimes in the gamma-ray binary	
LS I +61° 303	311
<i>M. Orellana, G. E. Romero, A. T. Okazaki & S. P. Owocki</i>	
Study of the absorption of gamma-rays in the binary system	
SS433	315
<i>M. M. Reynoso, G. E. Romero & H. R. Christiansen</i>	
Gamma-ray emission from jet-clump interaction	319
<i>G. E. Romero, A. T. Araudo S. P. Owocki & R. Townsend</i>	
A model for gamma-ray sources in the galactic halo	323
<i>G. S. Vila & G. E. Romero</i>	

VI Instrumentación y Sitios Astronómicos

La opacidad atmosférica a 210 GHz: resultados finales en el	
Noroeste Argentino (Puna Salteña)	329
<i>F. A. Bareilles, R. Morras, J. C. Olalde, F. P. Hauscarriaga & E. M. Arnal</i>	
Puesta en operación de una sala de control para el	
Telescopio Reflector de La Plata	333
<i>E. Fernández Lajús, R. E. Garcia, M. A. Schwartz, J. H. Solans & F. A. Bareilles</i>	
Actividades de Transferencia Tecnológica en el Instituto	
Argentino de Radioastronomía	337
<i>G. González,</i>	
Estudio del brillo del cielo nocturno en la zona del Observatorio	
Pierre Auger	341
<i>A. Pichel & A. C. Rovero</i>	
Simulación de las Extensiones del Observatorio Pierre Auger para el estudio de la composición de los rayos cósmicos en la transición galáctica extragaláctica	345
<i>A. Tamashiro, D. G. Melo & A. C. Rovero</i>	

VII Divulgación y Docencia en Astronomía

Astronomy and cosmology for children	351
<i>A. Gangui</i>	
Alfabetización científica: la astronomía en la escuela	355
<i>A. Gangui, M. Iglesias & C. Quinteros</i>	
Intentos argentinos para probar la Teoría de la Relatividad . . .	359
<i>S. Paolantonio & E. R. Minitti</i>	

VIII Premios, Distinciones y Conferencias Especiales

El paradigma jerárquico de formación de estructuras	365
<i>D. G. Lambas</i>	
Semblanza de una mujer estelar: Virpi Niemela	373
<i>C. E. Cappa</i>	
Índice de Autores	377



Parte I

Sol, Sistema Solar y Ciencias Planetarias

TRABAJO INVITADO

Asteroides troyanos: Panorama actual y problemas abiertos

F. Roig

Observatorio Nacional, Rio de Janeiro, Brasil

Abstract. In this work, I present a review of our present knowledge on the long term dynamical evolution and the physical properties of Jupiter torjan asteroids. I discuss the main theories about their origin and formation. I analyze their surface properties based on the taxonomic classification, obtained from photometric and spectroscopic observations. I also analyze the presence of asteroid families among the trojans, and the possible consequences of this for the collisional evolution of these bodies.

Resumen. En este trabajo presentamos un panorama de nuestro conocimiento actual sobre la evolución dinámica a largo plazo y las propiedades físicas de los asteroides troyanos de Júpiter. Discutimos las principales teorías sobre su origen y formación. Analizamos sus propiedades superficiales a partir de su clasificación taxonómica, obtenida a través de observaciones fotométricas y espectroscópicas. También analizamos la existencia de familias de asteroides y el rol que las mismas podrían cumplir en la evolución colisional de esta población de pequeños cuerpos.

1. Introducción

Los asteroides troyanos de Júpiter tuvieron un papel histórico importante en el desarrollo de las teorías sobre el movimiento de los pequeños cuerpos del Sistema Solar. Su localización, alrededor de los puntos Lagrangeanos estables del problema de tres cuerpos restringido Sol-Júpiter-asteroide, fue prevista por Lagrange y Euler a fines del siglo XVIII y los primeros miembros de esta población fueron descubiertos ya en la primera mitad del siglo XIX. Sin embargo, apenas en las últimas décadas fue posible comenzar a entender no sólo su dinámica a largo plazo, sino también su origen y sus propiedades físicas.

La dinámica particular de estos asteroides los mantiene confinados en el espacio de parámetros orbitales, de forma que a lo largo de su evolución permanecieron relativamente aislados del resto de los asteroides del Cinturón Principal. Así, los troyanos se vieron menos afectados por los procesos colisionales que modificaron las superficies de la mayoría de los asteroides, y su evolución dinámica también siguió un rumbo particular propio. Se piensa entonces que los troyanos serían uno de los mejores ejemplos de asteroides *primitivos*, en el sentido que conservaron prácticamente intactas las características dinámicas y mineralógicas adquiridas durante su formación. Los troyanos se tornan, entonces, una población particularmente interesante, cuyo estudio puede contribuir para entender

mejor las condiciones de la nebulosa protoplanetaria a partir de la cual se formaron y los procesos dinámicos que afectaron al Sistema Solar en sus etapas primordiales.

En este informe invitado haremos una revisión de nuestros conocimientos actuales sobre las propiedades dinámicas y físicas de los troyanos de Júpiter y discutiremos algunos de los problemas que esta población presenta y que aún no han sido resueltos. En la sección 2. introducimos algunos conceptos y definiciones básicas. Las secciones 3., 4. y 5. son dedicadas a discutir las principales propiedades dinámicas, origen y la existencia de familias, respectivamente. La taxonomía es analizada en la sección 6.. Finalmente, la sección 7. contiene las conclusiones.

2. Definiciones

La base dinámica para la descripción de la evolución orbital de los asteroides Troyanos fue establecida hacia fines del siglo XVIII por Joseph Louis Lagrange a través de la formulación del *problema de tres cuerpos restringido* (P3CR). En este modelo, se consideran tres cuerpos de masas m_0, m_1, m_2 y se asume que $m_0 \ll m_1, m_2$ de forma que la perturbación gravitatoria de m_0 sobre m_1 y m_2 es despreciable. Así, el movimiento de los *cuerpos primarios* m_1 y m_2 se reduce al movimiento de dos cuerpos, representado por trayectorias Keplerianas alrededor del centro de masas. Un caso particularmente simple es aquel en que las órbitas de m_1 y m_2 son círculos donde la velocidad angular orbital n es constante. En este caso, podemos introducir un sistema de coordenadas rotante x', y', z' , tal que el plano de las órbitas de m_1 y m_2 coincida con el plano x', y' y el sistema rote alrededor del eje z' con velocidad angular n (por convención, se hace coincidir el eje x' con la línea que une m_1, m_2). La aceleración del cuerpo m_0 en este sistema rotante está vinculada con su aceleración gravitacional en el sistema fijo a través de la relación

$$\frac{d^2 \mathbf{r}'_0}{dt^2} = -Gm_1 \frac{\mathbf{r}'_0 - \mathbf{r}'_1}{r'_{01}{}^3} - Gm_2 \frac{\mathbf{r}'_0 - \mathbf{r}'_2}{r'_{02}{}^3} - 2 \left(\mathbf{n} \times \frac{d\mathbf{r}'_0}{dt} \right) - \mathbf{n} \times (\mathbf{n} \times \mathbf{r}'_0) \quad (1)$$

donde $r'_{0i} = |\mathbf{r}'_0 - \mathbf{r}'_i|$ y $\mathbf{n} = (0, 0, n)$. En esta expresión aparecen dos términos de aceleración *no inercial*: la aceleración de Coriolis, $\mathbf{n} \times \mathbf{v}'_0$, y la aceleración centrífuga $\mathbf{n} \times (\mathbf{n} \times \mathbf{r}'_0)$. La ecuación 1 puede reescribirse en la forma

$$\frac{d^2 \mathbf{r}'_0}{dt^2} + 2 \left(\mathbf{n} \times \frac{d\mathbf{r}'_0}{dt} \right) = \frac{\partial U}{\partial \mathbf{r}'_0}, \quad (2)$$

que es la ecuación de movimiento del denominado *problema de tres cuerpos restringido circular* (P3CRC), donde el potencial es definido como

$$U = \frac{Gm_1}{r'_{01}} + \frac{Gm_2}{r'_{02}} - \frac{1}{2} [\mathbf{n} \times (\mathbf{n} \times \mathbf{r}'_0)] \cdot \mathbf{r}'_0. \quad (3)$$

Este problema posee una integral de movimiento,

$$C = 2 \left(\frac{Gm_1}{r'_{01}} + \frac{Gm_2}{r'_{02}} \right) - [\mathbf{n} \times (\mathbf{n} \times \mathbf{r}'_0)] \cdot \mathbf{r}'_0 - \mathbf{v}'_0{}^2, \quad (4)$$

denominada *constante de Jacobi*. El valor de C es prefijado por la condición inicial de la partícula, y el movimiento queda confinado a la región del espacio de fases tal que $\mathbf{v}'_0{}^2 \geq 0$. La superficie que confina esta región donde el movimiento es permitido es denominada *superficie de velocidad cero*.

En el plano x', y' , la ecuación (4) con $\mathbf{v}'_0 = 0$ representa diferentes curvas de nivel para diferentes valores de C . Algunas de estas curvas están vinculadas a puntos de equilibrio dados por la condición $\partial U / \partial \mathbf{r}'_0 = 0$. Estos puntos de equilibrio son denominados *puntos Lagrangeanos* y denotados como L_i . Existen tres puntos de equilibrio inestables, L_1, L_2, L_3 , localizados sobre el eje x' que por estar alineados con los cuerpos m_1, m_2 son denominadas *soluciones colineales*. Los otros dos puntos de equilibrio, L_4, L_5 , son puntos estables que forman triángulos equiláteros con los cuerpos m_1, m_2 , por lo cual son también denominados *soluciones triangulares*. Es evidente que, en un sistema de coordenadas fijo, los puntos de equilibrio giran alrededor del centro de masas de m_1, m_2 con velocidad angular n . En particular, L_4 y L_5 comparten la misma órbita que m_2 moviéndose 60° al frente y 60° atrás de este cuerpo, respectivamente. En el ámbito del P3CRC, el conjunto de curvas cerradas que, para diferentes valores de condición inicial, existen alrededor de L_4 y L_5 forman las denominadas *regiones de libración*. El ancho de cada curva en la región de libración determina la denominada *amplitud de libración* de la órbita.

El P3CRC se adapta bien para describir el movimiento de un asteroide o cometa bajo la perturbación gravitatoria del Sol y de Júpiter, ya que este planeta posee una órbita casi circular ($e \sim 0,03$). Lagrange concluyó que podrían existir pequeños planetas alrededor de los puntos estables L_4 y L_5 de Júpiter, pero fue necesario esperar hasta 1906 para tener una confirmación observacional de este hecho. En ese año, Max Wolf descubre un asteroide que se movía a 60° al frente de Júpiter, en una órbita alrededor del punto L_4 . Otros objetos fueron descubiertos en los años siguientes, también alrededor de L_5 , y se adoptó como convención que los mismos recibirían nombres de héroes de la guerra de Troya, de ahí la denominación de “troyanos”.

Hacia mediados de 2007, el número de asteroides troyanos catalogados por el Minor Planets Center (<http://cfa-www.harvard.edu/iau/lists/Trojans.html>) superaba los 1700 objetos. Una estimativa reciente (Szabó et al., 2007), basada en extrapolaciones de la distribución de tamaños calculada a partir de las observaciones de objetos móviles del Sloan Digital Sky Survey (SDSS), indica que la población total de asteroides troyanos llegaría a unos 10^6 objetos con tamaños mayores que 1 km.

3. Propiedades dinámicas

Uno de los hechos que más llama la atención sobre los asteroides troyanos de Júpiter es que el número de Griegos es significativamente mayor que el número de Troyanos. En particular, de los 1700 objetos conocidos, 950 se encuentran orbitando alrededor de L_4 mientras que apenas 750 lo hacen alrededor de L_5 . Esta diferencia puede ser considerada como uno de los principales enigmas que esta población de pequeños cuerpos nos presenta. Durante algún tiempo se pensó que la misma podía estar relacionada a un efecto de “bias” observacional, aunque nunca nadie demostró en qué forma este “bias” surgiría. Una posibilidad está

vinculada al hecho de que los puntos Lagrangeanos cruzan alternativamente el plano galáctico, y los “surveys” de búsqueda de pequeños cuerpos tienden, en general, a evitar observar en la dirección de este plano. Así, dependiendo de la época, los diferentes “surveys” tenderían a privilegiar las observaciones de objetos en L_4 por encontrarse los mismos en una configuración observacional más favorable.

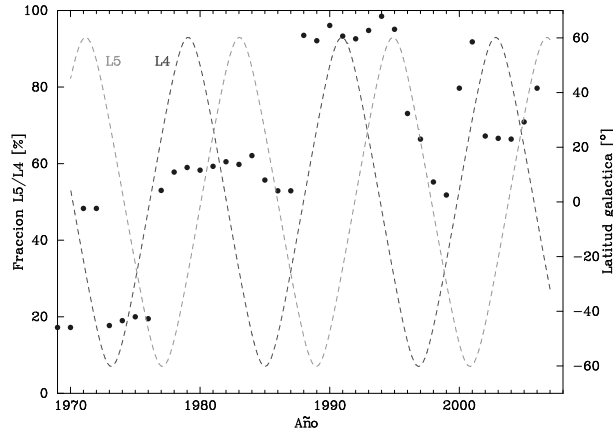


Figura 1. Fracción del número de asteroides troyanos en L_5 en relación a L_4 (en porcentaje) durante los últimos 35 años. Las líneas trazadas representan la latitud galáctica de los respectivos puntos Lagrangeanos en el mismo intervalo de tiempo. Fuente: <http://staff.on.br/froig/petra>.

Existen, sin embargo, dos fuertes argumentos en contra de esta idea. El primero está relacionado al hecho de que, al analizar la serie histórica de descubrimientos de asteroides troyanos, verificamos que sistemáticamente siempre hubo más asteroides descubiertos en L_4 que en L_5 , independientemente de que las observaciones en uno y otro punto fueran a veces más favorecidas en función de su posición con respecto al plano galáctico. Esto se encuentra parcialmente ilustrado en la Figura 1. El segundo argumento es que las observaciones realizadas por el SDSS, que no presentan ningún tipo de desvío preferencial por un punto Lagrangeano en relación al otro, indican que la población de L_4 sería unas 1.6 veces mayor que la de L_5 (Szabó et al., 2007).

Si la diferencia de población entre los puntos Lagrangeanos no puede ser atribuida a “bias” observacional, otra alternativa sería que esta diferencia sea de origen dinámico. Diversos autores han abordado el problema de la evolución dinámica de los troyanos a lo largo de la historia del Sistema Solar. La estabilidad orbital a largo plazo ha sido analizada utilizando diferentes herramientas numéricas, entre las que se destacan los mapas frecuenciales (Laskar, 1993; Michtchenko et al., 2002). A través de estos mapas, es posible determinar las regiones en el espacio de parámetros orbitales en las cuales el movimiento es más estable y comparar esto con la distribución orbital de los asteroides reales. La técnica de mapas frecuenciales ha sido aplicada por Marzari & Scholl (2000) y por Robutel & Gabern (2006) para investigar el posible rol de las resonancias seculares (Milani & Knežević, 1992) en la evolución de las amplitudes de libración e inclinaciones orbitales de los troyanos. Un análisis global de la estabilidad de las

regiones de libración alrededor de los puntos Lagrangeanos ha sido desarrollado por Marzari et al. (2003a) en el ámbito del proyecto MATROS (Mapping Trojan Orbital Stability). Estos estudios no revelan ninguna diferencia de comportamiento dinámico entre L_4 y L_5 .

Por otro lado, Schwarz et al. (2004) y Dvorak & Schwarz (2005) utilizan un integrador simpléctico de bajo orden (Roig & Ferraz-Mello, 1999; Sándor et al., 2002) para estudiar la evolución dinámica de asteroides troyanos con alta inclinación orbital. Estos autores encuentran que, a medida que la inclinación aumenta, la región estable alrededor de L_5 se angosta más rápidamente que la región estable alrededor de L_4 , causando que objetos con alta inclinación en L_5 tiendan a ser más inestables que aquellos en L_4 . Los autores proponen, entonces, que esto podría explicar la diferencia poblacional entre los dos puntos Lagrangeanos. Sin embargo, este hallazgo contradice los resultados de Marzari et al. (2003a), que no encuentran ninguna dependencia aparente entre el tamaño de las regiones de estabilidad y la inclinación orbital. Además, este escenario sería incompatible con el hecho de que la proporción de asteroides con alta inclinación en relación a los de baja inclinación es mayor en L_5 que en L_4 (Szabó et al., 2007; Roig et al., 2008). Este último hecho no parece estar asociado a un “bias” observacional y constituye otra diferencia entre los puntos Lagrangeanos que todavía no ha sido posible explicar.

La difusión caótica de las órbitas de asteroides troyanos, así como la existencia del denominado *caos estable* (Milani et al., 1997) entre estos objetos, han sido analizadas por Pilat-Lohinger et al. (1999) y por Tsiganis et al. (2005a). Paralelamente, Fleming & Hamilton (2000) y Michtchenko et al. (2001) estudiaron los efectos de la migración planetaria (Fernández & Ip, 1984; Hahn & Malhotra, 1999) sobre la estabilidad de los troyanos de Júpiter. En particular, estos últimos autores encuentran que toda la población de troyanos no habría sobrevivido al pasaje de Júpiter y Saturno por la resonancia mutua 1:2 de movimientos medios. Como veremos en la próxima sección, esto coloca una restricción importante al escenario de formación de estos asteroides. En cualquier caso, todos estos trabajos no revelan ninguna diferencia en el comportamiento dinámico o en la estabilidad de los dos puntos Lagrangeanos.

4. Origen

Cabe preguntarse ahora si las diferencias entre las poblaciones de L_4 y L_5 podrían tener una causa cosmogónica. Durante mucho tiempo, se pensó que los asteroides troyanos serían objetos formados “in situ”, durante las etapas primordiales de la formación planetaria. Entre los principales trabajos al respecto, podemos citar Marzari & Scholl (1998a), Marzari & Scholl (1998b) y Fleming & Hamilton (2000), quienes proponen que los troyanos habrían sido planetesimales capturados durante el proceso de acreción de la masa de Júpiter. En efecto, en el P3CR el tamaño de las regiones de libración depende de la razón entre las masas de los cuerpos primarios, siendo que las regiones son más anchas cuanto mayor es la razón de masas. Así, el crecimiento de la masa de Júpiter habría causado un aumento del tamaño de las regiones de estabilidad alrededor de L_4 y L_5 , permitiendo que material rocoso que se encontraba circunstancialmente en la región de los puntos Lagrangeanos quedase capturado en forma permanente.

Un “review” de estas ideas puede ser consultado en Marzari et al. (2002). Este mecanismo, sin embargo, no produce ninguna diferencia en el número de objetos capturados en L_4 y L_5 .

En este contexto, adquiere interés el trabajo de Murray (1994), quien estudia la estabilidad de los puntos Lagrangeanos en el P3CRC bajo el efecto de fuerzas disipativas, como la fricción gaseosa. Este autor encuentra que L_4 y L_5 se tornan inestables al agregar fuerzas disipativas, sin embargo L_4 resulta ser menos inestable que L_5 . Así, si la captura de los troyanos ocurrió en una época en que todavía existía mucho gas en el disco de acreción protoplanetario, esto podría haber causado una acumulación mayor de objetos alrededor de L_4 . Sin embargo, en las etapas finales de acreción de la masa de Júpiter la cantidad de gas presente en la zona de acreción no sería significativa como para sustentar este efecto.

Una de las principales limitaciones del modelo de captura por acreción de la masa de Júpiter es que los objetos capturados no reproducen la distribución orbital de asteroides troyanos observada actualmente. De hecho, los troyanos reales tienden a distribuirse en un rango de amplitudes de libración entre 5° y 25° y poseen inclinaciones que pueden llegar hasta los 30° en relación al plano de la órbita de Júpiter. Por otro lado, los asteroides capturados poseen amplitudes de libración pequeñas e inclinaciones muy bajas ($< 5^\circ$); esto último resulta evidente si tenemos en cuenta que se trata de objetos capturados a partir del disco protoplanetario. Entonces, para poder explicar la distribución actual es necesario recurrir a mecanismos de evolución dinámica posteriores a la captura. Algunos de estos mecanismos dinámicos a largo plazo han sido analizados por Marzari & Scholl (2000) y por Marzari et al. (2003b), quienes discuten el posible rol de las resonancias seculares en el aumento de las inclinaciones orbitales. Sus resultados indican que solamente aquellos asteroides con gran amplitud de libración pueden alcanzar altas inclinaciones debido a la influencia de las resonancias seculares. Sin embargo, estas resonancias no consiguen explicar la existencia de un número significativo de objetos con baja amplitud de libración y alta inclinación orbital. Sin otro mecanismo para explicar estos objetos, la hipótesis de captura por acreción de la masa de Júpiter no consigue sustentarse.

Una teoría alternativa para explicar el origen de los troyanos de Júpiter ha sido propuesta recientemente por Morbidelli et al. (2005). De acuerdo con estos autores, los troyanos habrían sido capturados en sus órbitas actuales durante las etapas finales de la migración planetaria prevista por el denominado *modelo de Nice* (Gomes et al., 2004; Tsiganis et al., 2005b). Al contrario de los modelos de migración planetaria clásicos (Hahn & Malhotra, 1999), el modelo de Nice preve, entre otras cosas, que Júpiter y Saturno habrían cruzado la resonancia 1:2 de movimientos medios. La captura temporaria de los dos planetas gigantes en esta resonancia mutua genera una inestabilidad global en todo el Sistema Solar que afecta, principalmente, a los cuerpos menores causando un aumento brusco de sus excentricidades e inclinaciones orbitales. Como ya mencionamos, esta inestabilidad destruye las regiones de libración alrededor de L_4 y L_5 , barriendo cualquier población primordial de asteroides troyanos que pudiera existir (Michtchenko et al., 2001). Pero por otro lado, la misma inestabilidad arroja hacia el Sistema Solar interior una gran cantidad de material del disco de planetesimales remanente de la formación de los planetas, localizado más allá de 10 UA. Una fracción de estos planetesimales pasa por la región de los pun-

tos Lagrangeanos en su camino para el Sistema Solar interior, y pueden quedar capturados en el momento en que las regiones de libración vuelven a ser estables cuando Júpiter y Saturno salen de la resonancia 1:2. Así, mientras por un lado la migración planetaria ayuda a despoblar la región de los asteroides troyanos, por otro lado ayuda a repoblarla. La ventaja de este escenario es que la nueva población capturada posee una distribución de inclinaciones orbitales bastante amplia, compatible con la que es observada actualmente. Aún así, el modelo de Morbidelli et al. (2005) no muestra ninguna tendencia particular en repoblar más un punto Lagrangeano que el otro; luego, la diferencia poblacional entre L_4 y L_5 continúa siendo un misterio.

5. Familias

Una característica interesante de los asteroides troyanos es la existencia de familias de asteroides. Las familias son el resultado de la fragmentación de un cuerpo mayor debida a una colisión catastrófica. Así, entre otras cosas, los asteroides miembros de una misma familia guardan información sobre la composición mineralógica del interior del cuerpo progenitor. Las familias son detectadas como aglomerados en el espacio de parámetros o elementos orbitales propios (Knežević et al., 2002), donde el criterio para incluir objetos dentro de un mismo aglomerado es que la distancia mutua entre objetos vecinos sea menor que un cierto límite de “cutoff”, usualmente medido en m/s (Zappalà et al., 1995). Entre los trabajos pioneros de detección de familias de asteroides en las nubes de troyanos debemos mencionar Milani (1993). Más recientemente, Beaugé & Roig (2001) introdujeron un método semianalítico para determinar elementos propios de asteroides troyanos, que permite mantener una base de datos sobre familias actualizada periódicamente (cf. <http://staff.on.br/froig/petra>). La distribución de las familias conocidas actualmente es mostrada en la Figura 2.

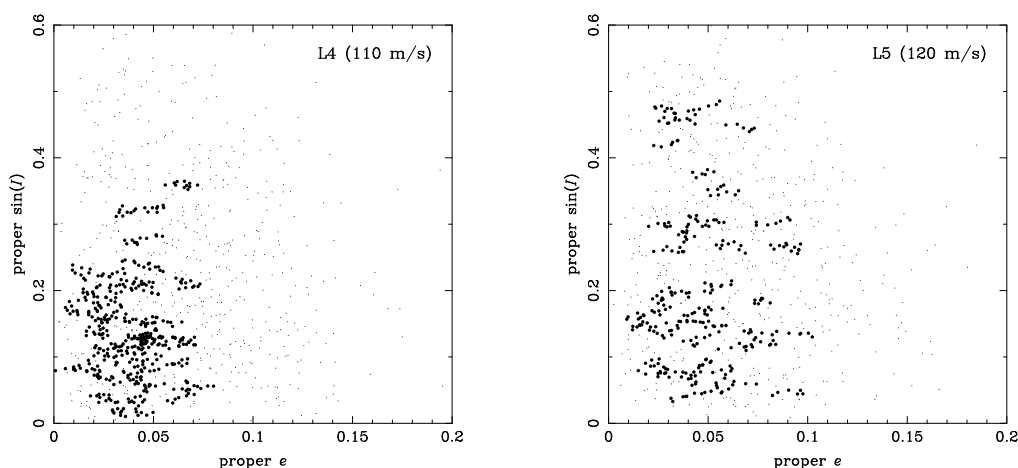


Figura 2. Asteroides miembros de familias (puntos gruesos) en las dos nubes de troyanos. Los asteroides de fondo (no miembros de familias) son mostrados como puntos pequeños. Los valores de “cutoff” utilizados para detectar los diversos aglomerados son indicados en cada caso. Fuente: Roig et al. (2008).

Un detalle interesante es que las familias no presentan una distribución semejante en los dos puntos Lagrangeanos. En L_4 las familias son más conspicuas y poseen en media un número mayor de miembros que en L_5 . También en L_4 las familias están más concentradas en bajas excentricidades e inclinaciones, mientras que en L_5 aparecen mucho más dispersas o diluidas. Si bien no podemos explicar el por qué de esta diferencia, resulta evidente que uno o varios factores hicieron que la evolución colisional de las dos poblaciones haya sido diferente. En principio, como no hay ningún motivo para suponer que los procesos colisionales en sí fueron diferentes, es probable que los factores que causaron esta diferencia estén vinculados al hecho de la población de L_4 ser más numerosa que la de L_5 . Otro factor podría estar vinculado a diferencias en la composición mineralógica de los asteroides haciendo que, por ejemplo, los objetos en L_4 sean más (o menos) fáciles de fragmentar que los de L_5 . Esto está vinculado con las propiedades físicas que discutiremos en la próxima sección. En todo caso, el estudio detallado de las familias de troyanos podría revelar pistas importantes sobre el origen y evolución de estos cuerpos.

6. Propiedades físicas

Diversos autores han estudiado y analizado las propiedades físicas de los asteroides troyanos. Todos estos estudios se basan en observaciones espectrofotométricas de la luz reflejada por la superficie de los asteroides, las cuales permiten clasificar a los objetos en diferentes tipos taxonómicos, de acuerdo con las características de cada espectro. En algunos casos, inclusive, es posible vincular una dada clase taxonómica con una composición mineralógica específica comparando los espectros observados con espectros de meteoritos obtenidos en laboratorio.

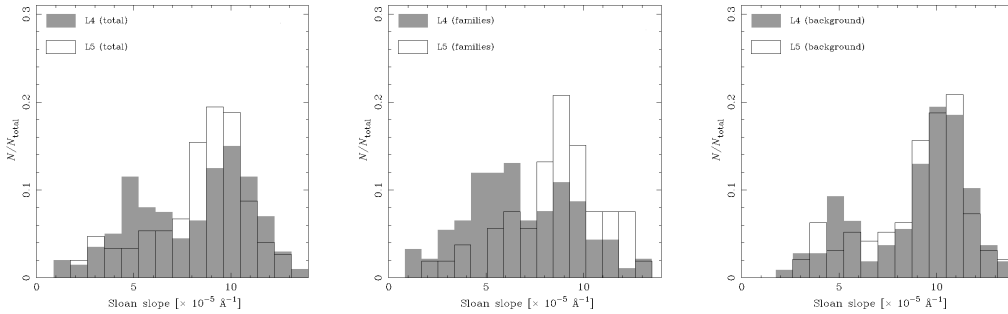


Figura 3. Distribución de inclinaciones espectrales de asteroides troyanos observados por el SDSS en cada punto Lagrangeano. *Izq.*, distribución total. *Centro*, sólo familias. *Der.*, sólo asteroides de fondo. Los histogramas están normalizados por el número total de objetos en cada punto Lagrangeano. Adaptado de Roig et al. (2008).

Las primeras observaciones de asteroides troyanos utilizando fotometría multi-banda en el visible fueron realizadas por Zellner et al. (1985), en el ámbito del Eight Colors Asteroid Survey (ECAS). Esto permitió encuadrar 21 de estos objetos dentro de las clases taxonómicas P y D (Tholen, 1989), con una predominancia (90% de la muestra) de esta última. Cabe destacar que estas clases taxonómicas están asociadas a espectros rectos, con inclinación positiva mode-

rada (clase P) a alta (clase D), que no presentan ninguna banda de absorción. A pesar de que existe un posible análogo meteorítico de la clase D (Hiroi et al., 2001), la mineralogía específica vinculada a estas dos clases espectrales es prácticamente desconocida.

Trabajos posteriores continuaron ampliando el número de asteroides troyanos observados a través de espectro-fotometría. Jewitt & Luu (1990) analizan 32 troyanos y concluyen que sus espectros en el visible son significativamente análogos a los espectros de núcleos cometarios. Varios “surveys” espectroscópicos han aportado observaciones de troyanos, en particular el Small Mainbelt Asteroids Spectroscopic Survey (SMASS; Xu et al., 1995; Bus & Binzel, 2002) y el Small Solar System Objects Spectroscopic Survey (S³OS²; Lazzaro et al., 2004). Analizando los datos de este último “survey”, Carvano et al. (2003) encuentran que los espectros de troyanos tipo D presentan inclinaciones espectrales diferentes de los asteroides de la misma clase en el Cinturón Principal. Cabe mencionar algunos “surveys” dedicados exclusivamente a la observación de troyanos como Bendjoya et al. (2004), Fornasier et al. (2004), Dotto et al. (2006) y Fornasier et al. (2007), estos tres últimos focalizados en la observación de las familias de troyanos. Observaciones de troyanos en el infrarrojo próximo (NIR) han sido conducidas por Luu et al. (1994), Emery & Brown (2003), y más recientemente Yang & Jewitt (2007) quienes discuten la posible presencia de hielo de agua en la superficie de los troyanos. Finalmente, estudios de la distribución de colores de los troyanos a partir de la fotometría multibanda del SDSS han sido llevados a cabo por Szabó et al. (2007) y por Roig et al. (2008), este último trabajo con énfasis en la taxonomía de familias.

En general, todos estos trabajos muestran que los troyanos constituyen una población bastante homogénea en términos de colores, espectros y taxonomía. La distribución de inclinaciones espectrales (o colores), por ejemplo, muestra una bimodalidad vinculada a la presencia de las dos clases taxonómicas P (menos enrojecida) y D (más enrojecida). Sin embargo, esta distribución es diferente para los objetos de L_4 y L_5 . Como podemos observar en la Figura 3, la distribución de colores en L_4 es claramente bimodal mientras que en L_5 no lo es. Más aún, mientras que en L_4 los objetos de tipo P constituyen más de 40 % de la población total, en L_5 no llegan a 20 %. De acuerdo con Roig et al. (2008) esta diferencia es debida a la presencia de las familias, como se muestra en la Figura 3. En efecto, en las familias de L_4 se observa una leve predominancia de objetos tipo P, mientras que las familias de L_5 están predominantemente constituidas por objetos tipo D. Por otro lado, la distribución de colores de los asteroides de fondo es semejante en los dos puntos Lagrangeanos.

Otro aspecto interesante de la distribución de colores de los troyanos es la existencia de correlaciones entre la inclinación espectral, la inclinación orbital y la magnitud absoluta o tamaño. En particular, objetos con alta inclinación orbital ($> 10^\circ$), tanto en L_4 como en L_5 son predominantemente de tipo D, mientras que los objetos de tipo P son más comunes en bajas inclinaciones orbitales ($< 10^\circ$). Además, el tipo taxonómico D predomina entre los objetos de mayor tamaño (diámetro > 70 km). Estas correlaciones son observadas solamente entre los objetos de fondo y no están vinculadas a la presencia de las familias (Roig et al., 2008).

Tanto el hecho de que los asteroides miembros de familias en L_4 presentan propiedades superficiales diferentes de los miembros de familias en L_5 , como también las correlaciones entre color, tamaño e inclinación, son problemas abiertos cuya explicación está más allá de nuestro conocimiento actual sobre los troyanos de Júpiter.

7. Conclusiones

Si bien la dinámica de los asteroides troyanos es actualmente un aspecto bastante bien conocido y el origen de esta población parece estar bien establecido, hay otras características para las cuales no tenemos una explicación definitiva. La más relevante es la diferencia en el número de objetos existentes en cada una de las nubes. Sabemos que esta diferencia no es provocada por un “bias” observacional, y difícilmente podría ser explicada por evolución dinámica. Una alternativa es que la diferencia esté vinculada al origen de las dos nubes, o sea, por algún motivo que desconocemos se acumularon más objetos en L_4 que en L_5 . Otra alternativa, hasta ahora poco explorada, es que la diferencia tenga alguna vinculación con la evolución colisional de los troyanos. Por ejemplo, si los cuerpos en L_4 fueran más frágiles que en L_5 sería más fácil quebrarlos y generar un gran número de fragmentos que con el tiempo se irían sumando hasta hacer que actualmente observemos más objetos en L_4 que en L_5 . Mecanismos de evolución colisional podrían también explicar las diferencias observadas en términos de familias, tanto del punto de vista dinámico como taxonómico, entre los dos puntos Lagrangeanos. La correlación entre magnitud absoluta y color, o equivalentemente, entre tamaño y composición mineralógica, también podría estar relacionada a la evolución colisional, así como la correlación entre composición mineralógica e inclinación orbital. Lamentablemente, los modelos de evolución colisional dependen de un gran número de parámetros que son mal conocidos, y esto hace que con un dado modelo, en general, se pueda obtener el resultado que uno quiera ajustando adecuadamente estos parámetros. Y sin duda, el desconocimiento de la real mineralogía de los asteroides troyanos, no sólo superficial sino también interna, pesa significativamente a la hora de analizar la relevancia de los procesos colisionales en esta población.

A pesar de todas estas limitaciones, los asteroides troyanos de Júpiter ofrecen todavía un vasto panorama de problemas para ser estudiados, analizados, y eventualmente resueltos.

Agradecimientos. Agradezco al Comité Organizador por la invitación para presentar este informe.

Referencias

- Beaugé, C. & Roig, F. 2001, *Icarus*, 153, 391
- Bendjoya, P., Cellino, A., di Martino, M., & Saba, L. 2004, *Icarus*, 168, 374
- Bus, S. J. & Binzel, R. P. 2002, *Icarus*, 158, 146
- Carvano, J. M., Mothé-Diniz, T., & Lazzaro, D. 2003, *Icarus*, 161, 356
- Dotto, E., Fornasier, S., Barucci, M. A., et al. 2006, *Icarus*, 183, 420
- Dvorak, R. & Schwarzs, R. 2005, *Cel. Mech. Dyn. Astr.*, 92, 19

- Emery, J. P. & Brown, R. H. 2003, *Icarus*, 164, 104
- Fernández, J. A. & Ip, W.-H. 1984, *Icarus*, 58, 109
- Fleming, H. J. & Hamilton, D. P. 2000, *Icarus*, 148, 479
- Fornasier, S., Dotto, E., Hainaut, O., et al. 2007, *Icarus*, 190, 622
- Fornasier, S., Dotto, E., Marzari, F., et al. 2004, *Icarus*, 172, 221
- Gomes, R. S., Morbidelli, A., & Levison, H. F. 2004, *Icarus*, 170, 492
- Hahn, J. M. & Malhotra, R. 1999, *AJ*, 117, 3041
- Hiroi, T., Zolensky, M. E., & Pieters, C. M. 2001, *Science*, 293, 2234
- Jewitt, D. C. & Luu, J. X. 1990, *AJ*, 100, 933
- Knežević, Z., Lemaître, A., & Milani, A. 2002, in *Asteroids III*, ed. W. F. Bottke, A. Cellino, P. Paolicchi, & R. P. Binzel (Univ. Arizona Press, Tucson, AZ), 603–612
- Laskar, J. 1993, *Cel. Mech. Dyn. Astr.*, 56, 191
- Lazzaro, D., Angeli, C. A., Carvano, J. M., et al. 2004, *Icarus*, 172, 179
- Luu, J., Jewitt, D., & Cloutis, E. 1994, *Icarus*, 109, 133
- Marzari, F. & Scholl, H. 1998, *A&A*, 339, 278
- Marzari, F. & Scholl, H. 1998, *Icarus*, 131, 41
- Marzari, F. & Scholl, H. 2000, *Icarus*, 146, 232
- Marzari, F., Scholl, H., Murray, C., & Lagerkvist, C. 2002, in *Asteroids III*, ed. W. F. Bottke, A. Cellino, P. Paolicchi, & R. P. Binzel (Univ. Arizona Press, Tucson, AZ), 725–738
- Marzari, F., Tricarico, P., & Scholl, H. 2003, *MNRAS*, 345, 1091
- Marzari, F., Tricarico, P., & Scholl, H. 2003, *Icarus*, 162, 453
- Michtchenko, T. A., Beaugé, C., & Roig, F. 2001, *AJ*, 122, 3485
- Michtchenko, T. A., Lazzaro, D., Ferraz-Mello, S., & Roig, F. 2002, *Icarus*, 158, 343
- Milani, A. 1993, *Cel. Mech. Dyn. Astr.*, 57, 59
- Milani, A. & Knežević, Z. 1992, *Icarus*, 98, 211
- Milani, A., Nobili, A. M., & Knežević, Z. 1997, *Icarus*, 125, 13
- Morbidelli, A., Levison, H. F., Tsiganis, K., & Gomes, R. 2005, *Nature*, 435, 462
- Murray, C. D. 1994, *Icarus*, 112, 465
- Pilat-Lohinger, E., Dvorak, R., & Burger, C. 1999, *Cel. Mech. Dyn. Astr.*, 73, 117
- Robutel, P. & Gabern, F. 2006, *MNRAS*, 372, 1463
- Roig, F. & Ferraz-Mello, S. 1999, *P&SS*, 47, 653
- Roig, F., Ribeiro, A. O., & Gil-Hutton, R. 2008, *A&A*, en prensa (DOI:10.1051/0004-6361:20079177)
- Sándor, Z., Érdi, B., & Murray, C. D. 2002, *Cel. Mech. Dyn. Astr.*, 84, 355
- Schwarz, R., Gyergyovits, M., & Dvorak, R. 2004, *Cel. Mech. Dyn. Astr.*, 90, 139
- Szabó, G. M., Ivezić, Ž., Jurić, M., & Lupton, R. 2007, *MNRAS*, 377, 1393
- Tholen, D. J. 1989, in *Asteroids II*, ed. R. P. Binzel, T. Gehrels, & M. S. Matthews (Univ. Arizona Press, Tucson, AZ), 1139–1150
- Tsiganis, K., Varvoglis, H., & Dvorak, R. 2005, *Cel. Mech. Dyn. Astr.*, 92, 71
- Tsiganis, K., Gomes, R., Morbidelli, A., & Levison, H. F. 2005, *Nature*, 435, 459
- Xu, S., Binzel, R. P., Burbine, T. H., & Bus, S. J. 1995, *Icarus*, 115, 1
- Yang, B. & Jewitt, D. 2007, *AJ*, 134, 223
- Zappalà, V., Bendjoya, P., Cellino, A., Farinella, P., & Froeschlé, C. 1995, *Icarus*, 116, 291
- Zellner, B., Tholen, D. J., & Tedesco, E. F. 1985, *Icarus*, 61, 355

PRESENTACIÓN MURAL

Regiones de ingreso para trayectorias de baja energía que colisionan con la Luna.

M. Cayre¹, M. S. Fenoglio¹, A. M. Leiva¹ y C. B. Briozzo²

(1) *Observatorio Astronómico de Córdoba, U.N.C., Córdoba, Argentina*

(2) *Fac. de Matemática, Astronomía y Física, U.N.C., Córdoba, Argentina*

Abstract. In the framework of the Planar Circular Restricted Three-Body Problem and for values of the Jacobi constant in the range $-1.5860 \leq h \leq -1.5700$, we analyzed the entering regions to the Earth-Moon system for the low energy external trajectories that lead to collisions with the Moon.

Resumen. En el marco del problema planar circular de tres cuerpos restringido y para valores de la constante de Jacobi comprendidos entre $-1,5860 \leq h \leq -1,5700$, analizamos las regiones de ingreso al sistema Tierra-Luna para las trayectorias exteriores de baja energía que producen colisiones con la Luna.

1. Introducción

En un trabajo anterior, Leiva y Briozzo (2006) analizaron la distribución ecuatorial de colisiones en la superficie lunar originada por trayectorias de baja energía en el problema circular de tres cuerpos restringido Tierra-Luna (PC3CR) para un valor de la constante de Jacobi $h = -1,585$. Esta distribución presenta características distintas de las encontradas por otros autores, donde se utilizan trayectorias con más energía. En particular, aparece una región sobre la superficie lunar que no sufre colisiones. En otro trabajo, Leiva y Briozzo (2007) analizaron numéricamente las distribuciones de colisiones sobre la superficie lunar para ocho valores diferentes de la constante de Jacobi, en el rango $-1,5860 \leq h \leq -1,5700$. Sólo en este rango de valores se observan las regiones que no sufren colisiones. En este trabajo, extendemos estos resultados y analizamos las regiones de ingreso al sistema Tierra-Luna de las trayectorias de baja energía que producen colisiones lunares utilizando los mismos valores de h asumidos en el trabajo de Leiva y Briozzo (2007).

En la Sección 2, se detallan los procedimientos utilizados. En la Sección 3, analizamos y discutimos los resultados obtenidos.

2. Procedimiento

El PC3CR es un caso especial del problema general de tres cuerpos donde se supone una masa infinitesimal m que no afecta el movimiento de las dos ma-

sas primarias m_T , m_L (Tierra y Luna respectivamente) que describen órbitas coplanares circulares respecto del centro de masa del sistema. Se normalizan las unidades de masa y de distancia $m_T + m_L = 1$ con $m_L = \mu = 0,0121505$; $m_T = 1 - \mu$; $d_{TL} = 1$ y se adopta para la constante de gravitación de Newton el valor $k^2 = 1$. Se elige un sistema de coordenadas xy rotante con velocidad angular $n = 1$ (sistema sinódico), de manera tal que las masas primarias queden fijas en el eje de las abscisas; $(x_T, y_T) = (-\mu, 0)$ y $(x_L, y_L) = (1 - \mu, 0)$. Los valores unitarios de distancia, velocidad y tiempo resultan equivalentes a 384400 km, 1024 m/s y 104 hs respectivamente. En el sistema sinódico existe una primera integral h conocida como la integral de Jacobi (Szebehely 1967):

$$h = \frac{1}{2}(\dot{x}^2 + \dot{y}^2) - \frac{1}{2}(x^2 + y^2) - \frac{1 - \mu}{r_1} - \frac{\mu}{r_2}, \quad (1)$$

con $r_1^2 = (x + \mu)^2 + y^2$ y $r_2^2 = (x - 1 + \mu)^2 + y^2$.

Para analizar las regiones de ingreso de las trayectorias que producen colisiones con la Luna, se integraron numéricamente hacia atrás en el tiempo órbitas correspondientes a 3925923 condiciones iniciales sobre superficies de Poincaré $\Sigma = \{x = x_{L2}, y, \dot{x} < 0, \dot{y}\}$ fijas en el punto lagrangeano L2 ($x_{L2} = 1,15568180$) y para ocho valores de la constante de Jacobi h . Estas condiciones iniciales fueron extraídas del trabajo de Leiva y Briozzo (2007) publicado en este boletín.

En todos los casos, las integraciones numéricas se continuaron hasta que las trayectorias intersectaron una circunferencia de radio 1,8 (~ 692000 km) tomada desde el origen del sistema de coordenadas (baricentro Tierra-Luna) o, hasta su retorno a Σ sin intersectar la circunferencia adoptada. Se utilizó un integrador Bulirsch-Stoer de precisión 10^{-14} . Las intersecciones de las trayectorias con la superficie de Poincaré Σ y con la circunferencia, se determinaron por el método de bisección hasta lograr un error $< 10^{-7}$ (Press y col. 1992).

3. Resultados y Discusión

Para cada valor de h utilizado, la Tabla 1 muestra la cantidad n de trayectorias reconstruídas, la cantidad n_1 de trayectorias que intersectan a la circunferencia, y el rango de valores T_{min} y T_{max} que contiene los tiempos T que emplean las trayectorias en alcanzar Σ a partir de la circunferencia adoptada ($T_{min} \leq T \leq T_{max}$). La Figura 1 muestra la evolución de cada trayectoria exterior al sistema desde la circunferencia adoptada hasta intersectar Σ .

Es importante remarcar que las integraciones numéricas revelan que, para los valores de h seleccionados, no existen otros tipos de trayectorias aparte de las consideradas en este trabajo. Sólo se observan órbitas que penetran al sistema o que retornan a Σ .

Además, el análisis de la distribución de los tiempos que emplean las trayectorias para ir desde la circunferencia adoptada hasta la superficie de Poincaré, permite concluir que éstas trayectorias evolucionan de manera similar.

La trayectoria más rápida se obtiene para $h = -1,5790$ con un $T_{min} \simeq 2,05$ ($\sim 9,1$ días). Sobre la circunferencia exterior se aprecia una única región bien

h	n	n_1	T_{min} (días)	T_{max} (días)
-1,5860	31381	27304	$\sim 15,2$	$\sim 30,0$
-1,5850	251780	220983	$\sim 12,0$	$\sim 21,1$
-1,5840	436303	386830	$\sim 11,0$	$\sim 19,9$
-1,5830	546598	480555	$\sim 10,3$	$\sim 19,2$
-1,5820	652672	572050	$\sim 9,8$	$\sim 18,7$
-1,5810	670656	581874	$\sim 9,4$	$\sim 18,3$
-1,5800	654453	562787	$\sim 9,1$	$\sim 18,1$
-1,5790	682080	575441	$\sim 8,9$	$\sim 17,9$

Tabla 1. Parámetros obtenidos en las integraciones numéricas.

definida que contiene todas las trayectorias posibles que ingresan al sistema y cuya amplitud se incrementa a medida que tomamos valores crecientes de la constante de Jacobi.

En la Figura 1, la forma discreta que presentan los *conos* de ingreso es un efecto numérico. Se graficaron puntos representativos separados por intervalos de tiempo comprendidos entre $5,2h \leq \Delta t \leq 8,3h$.

Resulta difícil establecer una comparación directa de los resultados obtenidos con las observaciones y con otros trabajos. Las trayectorias consideradas aquí originan colisiones lunares con velocidades de impacto aproximadas de ~ 3 km/s que resultan ser significativamente menores que las velocidades típicas de impacto > 20 km/s determinadas en las observaciones (Bellot y otros, 2000). Por otro lado, las distribuciones de colisiones determinadas numéricamente surgen de abordar la situación como un problema de dispersión de partículas. A partir de la esfera de Hill se integran gran cantidad de condiciones iniciales correspondientes a trayectorias con más energía que los valores considerados en este trabajo (Le Feuvre y otros, 2005).

Agradecimientos. Este trabajo ha sido financiado parcialmente por la Secretaría de Ciencia y Tecnología de la Universidad Nacional de Córdoba.

Referencias

- Bellot, R. et al.: 2000. *Luminous efficiency in hypervelocity impacts from the 1999 lunar Leonids*, *Astrophys. J.* 542, pp. L65-L68.
- Le Feuvre, M., Wieczorek, M. A.: 2005. *The Asymmetric Cratering History of the Moon*, LPS XXXVI.
- Leiva, A. M. y Briozzo, C. B.: 2006. *Distribución ecuatorial de colisiones en la superficie lunar para trayectorias de baja energía*, BAAA 49, 38-43.
- Leiva, A. M. y Briozzo, C. B.: 2007. *Regiones de colisión para trayectorias de baja energía en el PC3CR Tierra-Luna*. BAAA 50.
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., Flannery, B. P.: 1992. *Numerical Recipes 2nd Edition*, Cambridge University Press, Nueva York.
- Szebehely, V.: 1967. *Theory of Orbits*, Academic Press, Nueva York.

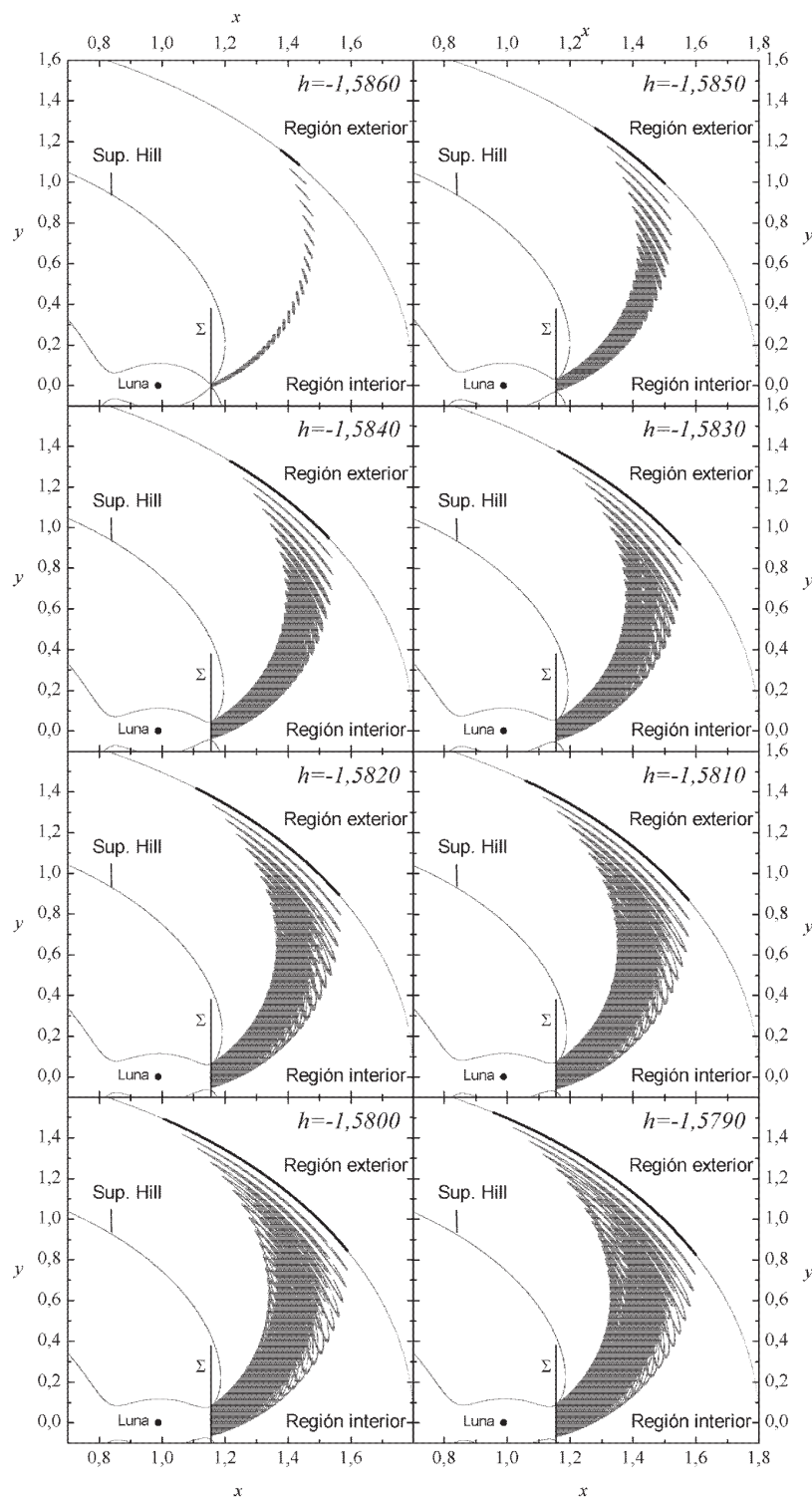


Figura 1. Regiones de ingreso para trayectorias que colisionan con la Luna.

ORAL PAPER

A search for transiting exoplanets with the VLT: First Results

R.F. Díaz¹, D. Minniti², P.J.D. Mauas¹

(1) Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE), Argentina

(2) Departamento de Astronomía y Astrofísica, Pontificia Universidad Católica, Chile

Abstract. We present the first results of a photometric search for transiting exoplanets using the Very Large Telescope. The faintest stars in the field for which we obtain precise enough lightcurves ($V \approx 20$) are three magnitudes fainter than the typical Optical Gravitational Lensing Experiment (OGLE) candidates. The obtained precision should be enough to detect Neptune-sized planets orbiting Sun-like stars or even Super-Earths transiting M-dwarf stars. However, most of the faintest lightcurves are dominated by systematics which must be filtered before any attempt to detect transit-like features.

Resumen. Presentamos los primeros resultados de una búsqueda fotométrica de planetas extrasolares con tránsitos empleando el Very Large Telescope. Las estrellas más débiles para las cuales obtenemos curvas de luz suficientemente precisas ($V \approx 20$) son tres magnitudes más débiles que los candidatos típicos del Optical Gravitational Lensing Experiment (OGLE). La precisión obtenida debería permitir detectar planetas del tamaño de Neptuno orbitando estrellas similares al Sol o incluso Súper-Tierras transitando estrellas enanas de tipo M. Sin embargo, la mayoría de las curvas de luz más débiles se encuentran dominadas por errores sistemáticos que deben ser filtrados antes de poder detectar tránsitos.

1. Introduction

The discovery of hot Jupiters that transit in front of their parent stars has advanced our knowledge of extrasolar planets adding a fundamental datum: the planetary radius. Besides, combined with radial velocity measurements, it allows a precise measurement of the companion mass, and therefore, its mean density. This observational data provide direct comparison with models and, thus, allow better understanding of the exoplanet structure and evolution. Transiting extrasolar planets constitute about 10%¹ of the planets discovered to date.

However, the discovery of such planets poses a series of difficulties. In particular, in order to exhibit transits, the orbit of the extrasolar planet must be aligned

¹See <http://exoplanet.eu/> or <http://obswww.unige.ch/~pont/TRANSITS.htm> for an up-to-date list

with the line of sight to within a few degrees. It can therefore be estimated that only about 10% of normal hot Jupiters should transit their parents stars. Therefore, to overcome the adverse odds dense fields containing thousands of stars must be monitored periodically. A large number of wide-field surveys exists to date, the most successful being OGLE (Udalski et al., 2002), HAT (Bakos et al., 2004), TrES (Alonso et al., 2004 and O'Donovan et al., 2006) and WASP (Pollacco et al., 2006). An alternative strategy is to obtain images of great depth, reaching very faint magnitudes and therefore containing a large number of stars. To do this large telescopes are necessary and, to our knowledge, there exists only one previous attempt to use this strategy in the literature (Urakawa et al., 2006).

2. Observations and photometry

The observations are described in greater detail in Díaz et al. (2007). Photometric observations in the Bessell V-band were taken with VIMOS at the Unit Telescope 4 (UT4) of the European Southern Observatory Very Large Telescope (ESO VLT) at Paranal Observatory during the nights of 2005 April 9-12. The VIMOS field of view consists of four CCDs, each covering $7' \times 8'$, with a pixel scale of 0.205 arcsec/pixel. Since the scope of the observations is to detect new transit candidates, we monitored four different fields. Clearly, there must be a compromise between the temporal resolution of the observations and the number of fields monitored. The observations presented here belong to a single field and were carried out alternating between two different fields, observing three 15 s exposures on each one. The time between the groups of three closely-spaced exposures was about 10 minutes.

The images were bias-subtracted and then processed with the image subtraction method ISIS (Alard & Lupton, 1998; Alard, 2000). This method generates a reference image using the best seeing images which is then subtracted from the science images after convolving with a variable kernel to match seeing conditions. We performed PSF-fitting photometry on the subtracted images using ISIS, and used DAOPHOT for photometry of the reference image.

3. Results

We obtained over 70 000 lightcurves of stars with $12 < V < 23$. In Figure 1 we plot the dispersion in the lightcurves as a function of magnitude. The large dots show the theoretical limit imposed by the combination of photon and readout noise. As can be seen, the precision of the lightcurves is very good throughout the magnitude range, although for the brightest stars, the trend deviates slightly from the lower limit.

In spite of this result, we found that many of the lightcurves are dominated by systematics nightly trends² Since the expected amplitude of the transit of an extrasolar planet is of a few percent, these daily trends must be filtered out

²For an excellent description of the possible sources of lightcurve systematics, see Kovács et al. (2005, Sect. 2).

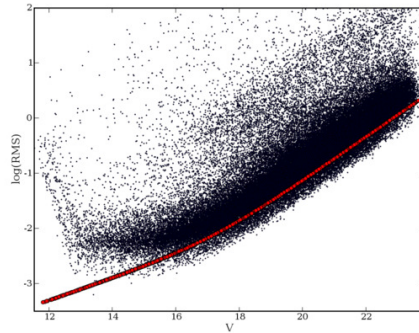


Figure 1. RMS of lightcurves in the sample. The large dots indicate the theoretical limit.

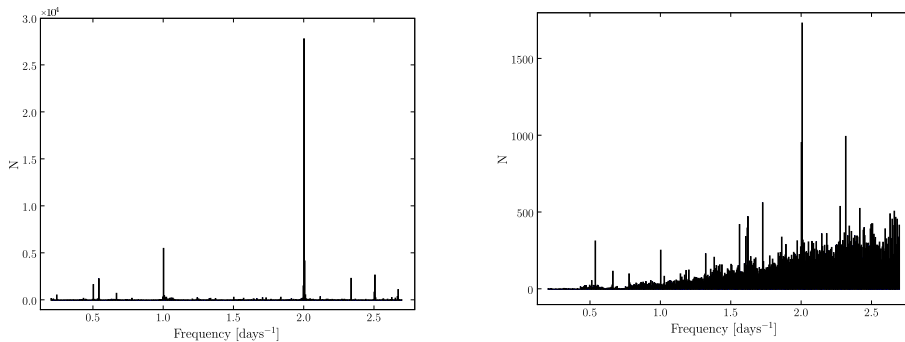


Figure 2. Distribution functions of peak frequencies. *Left*: without TFA processing. The $P = 0.5$ days peak dominates the distribution. *Right*: with TFA. The distribution is considerably smoothed.

before attempting to detect such signals. To do this, we used the Trend Filtering Algorithm (TFA) developed by Kovács et al. (2005). This method uses the fact that the systematics effects should be identical in many stars of the sample. Therefore, it constructs a filtering function as a linear combination of zero-mean template lightcurves. The selection of the template set should ensure uniform sampling through the observed fields and in other parameters as well, such as colour. We chose the template set randomly from the sample, only discarding observations with few counts. The coefficients c_j of the linear combination of template lightcurves are determined for each target star through minimization of

$$\sum_{i=1}^N \left[Y(i) - A(i) - \left(\sum_{j=1}^M c_j X_j(i) \right) \right]^2,$$

where N is the number of points in the sample lightcurves, M is the number of curves in the template set, $Y(i)$ is the target time-series being filtered, $A(i)$ is the detrended series, and $X_j(i)$ is the j -th time-series of the template set.

All the stars in our sample were filtered using this method and scanned for periodic box-like features using the search algorithm by Kovács et al. (2002), which provides among other parameters the period of the best fitting signal. In Fig 2 we show the distribution function of the peak frequencies with and without the TFA processing. As can be seen, the distribution is strongly peaked in $P = 0.5$ days for the unfiltered sample, implying a strong domination of daily systematics in the sample. On the other hand, after the TFA is applied, the distribution is greatly smoothed, although a peak at $P = 0.5$ days is still clearly discernable.

4. Conclusions and future work

We obtained precise photometry for over 70000 lightcurves using VIMOS at the VLT with the aim of finding small depressions of a few percent which could imply the transit of an extrasolar planet in front of its parent star. Although many of the curves have RMS approaching the theoretical photon and readout noise limit, most of them are dominated by systematics effects which must be filtered in order to achieve the level of precision needed. We employed a trend filtering algorithm which produces good results, and eliminates an important part of the systematics effects present. The precision obtained should be enough to detect Neptune-sized planets orbiting Sun-like stars or even Super-Earths transiting M-dwarf stars.

References

- Alard, C. 2000, *A&AS*, 144, 363
- Alard, C. & Lupton, R. H. 1998, *ApJ*, 503, 325
- Alonso, R., Brown, T. M., Torres, G., et al. 2004, *ApJ*, 613, L153
- Bakos, G., Noyes, R. W., Kovács, G., et al. 2004, *PASP*, 116, 266
- Díaz, R. F., Ramírez, S., Fernández, J. M., et al. 2007, *ApJ*, 660, 850
- Kovács, G., Bakos, G., & Noyes, R. W. 2005, *MNRAS*, 356, 557
- Kovács, G., Zucker, S., & Mazeh, T. 2002, *A&A*, 391, 369
- O'Donovan, F. T., Charbonneau, D., Mandushev, G., et al. 2006, *ApJ*, 651, L61
- Pollacco, D. L., Skillen, I., Cameron, A. C., et al. 2006, *PASP*, 118, 1407
- Udalski, A., Paczynski, B., Zebrun, K., et al. 2002, *Acta Astronomica*, 52, 1
- Urakawa, S., Yamada, T., Suto, Y., et al. 2006, *PASJ*, 58, 869

PRESENTACIÓN ORAL

Migración Orbital y Formación de Planetas Gigantes

L. D. Dirani^{1,2}, A. Brunini^{1,2}

(1) *Facultad de Cs. Astronómicas y Geofísicas - UNLP*

(2) *Instituto de Astrofísica de La Plata (IALP)*

Abstract. We have performed 3-D simulations of planetary accretion from planetesimals and gas. The orbital migration and gas drag force are included in the model. Our results indicate that a large fraction (83%) of the simulations evolve to planetary systems with 1 or 2 giant planets. The orbital migration is very effective in accelerating the formation of giant planets, and, despite its circularization effect, it is possible to obtain a wide distribution of eccentricities.

Resumen. Estudiamos numéricamente la acreción de planetesimales y gas sobre un conjunto de protoplanetas. Incluimos la migración orbital planetaria y la fuerza de drag sobre los planetesimales. Encontramos que una gran fracción de las simulaciones (83%) condujo a la formación de sistemas con 1 ó 2 planetas. La migración orbital planetaria resulta ser un proceso muy efectivo para acelerar la formación de planetas gigantes, y a pesar de su efecto circularizador de las órbitas, pueden obtenerse planetas en un amplio rango de excentricidades.

1. Introducción

La teoría más aceptada de formación de planetas gigantes es la teoría de inestabilidad nucleada. Ésta propone que la formación se produce en dos pasos: la formación de un núcleo protoplanetario hasta $\sim 10M_{\oplus}$ por acreción de planetesimales y la posterior acreción de una envoltura gaseosa. Este modelo presenta una serie de limitaciones: requiere de $\sim 10^7$ años para formar un planeta gigante gaseoso (el tiempo de vida de la nebulosa gaseosa se estima en $\tau \lesssim 10^7$ años); no puede explicar un amplio rango de excentricidades (que presentan las observaciones); no explica la formación de “Uranos” y “Neptunos”.

Es sabido que en un disco que evoluciona lentamente se produce un intercambio de momento angular debido a las fuerzas viscosas con el protoplaneta. El balance de momento angular se mantiene ajustando el radio orbital del planeta que sufre una migración (de tipo I ó II dependiendo de la masa del planeta). Esta migración puede contribuir sustancialmente a reducir los tiempos de formación planetaria. Asimismo, los planetesimales sufren una interacción con el gas que los circunda. La velocidad del gas en la nebulosa es levemente menor que la velocidad orbital Kepleriana local que tendrían los planetesimales en ausencia de gas. Esta diferencia provoca un arrastre gaseoso de los planetesimales por el gas, comúnmente

conocido como efecto *drag*, que les confiere un movimiento radial sistemático que los obliga a espiralar hacia la estrella central.

En el presente trabajo nos proponemos estudiar la acreción de planetesimales y gas sobre los protoplanetas incorporando al modelo los efectos debidos a la presencia del gas (migración orbital y efecto drag) y la interacción dinámica entre varios embriones. Para ello realizamos un conjunto de 100 simulaciones de N-cuerpos 3D. Encontramos que en el 83% de las simulaciones condujo a la formación de sistemas con 1 ó 2 planetas, dentro del tiempo de vida de la nebulosa gaseosa. La migración orbital planetaria resulta ser un proceso muy efectivo para la formación de planetas gigantes, y a pesar de su efecto circularizador de las órbitas, pueden obtenerse planetas con altas excentricidades producto de la interacción dinámica entre ellos.

2. Modelo - Condiciones Iniciales

Nuestro modelo consta de un conjunto de N embriones más un disco protoplanetario formado por una componente sólida y una gaseosa. Al disco le asignamos una masa igual a 10 veces la masa de la nebulosa solar de masa mínima y con una densidad superficial de sólidos $\Sigma_s \propto r^{-3/2}$. La estrella central, de masa solar. Este trabajo estudia la etapa final del crecimiento planetario, en la que tiene lugar la fase oligárquica. De acuerdo a la teoría clásica de Safronov, la tasa de acreción de un núcleo sólido sumergido en un disco de planetesimales esá bien descripta por la aproximación de *partículas en una caja*:

$$\dot{M}_c = F \Sigma_s / h R_p^2 (1 + v_{esc}^2 / v_{rel}^2) v_{rel}$$

, donde v_{esc} y v_{rel} son la velocidad de escape sobre la superficie del embrión y la velocidad relativa entre los planetesimales y el embrión, R_p es el radio del embrión, h la altura de escala del disco y F un factor que compensa la subestimación de la tasa de crecimiento debida al uso de valores RMS en v_{rel} ; $F \sim 3$. La tasa de acreción gaseosa es simulada siguiendo los resultados de Pollack *et al.*, 1996: $\dot{M}_g = 4\pi \rho_{gas} G \alpha (M_c + M_g)^4$, donde ρ_{gas} es la densidad del medio y α una constante.

Inicialmente dispusimos N embriones planetarios ($N = 2, 4, 6, 10$ y 20) de igual masa $M_p = 0,05 M_\oplus$ en la zona externa a la línea del hielo ($a > a_{hielo}$) y separados mutuamente por $\Delta a = 10 R_H$ (R_H : radio de Hill). Las excentricidades e inclinaciones iniciales fueron elegidas iguales ($e = 0,01$ e $i = 1^\circ$) y con valores bajos. Los elementos orbitales restantes fueron elegidos al azar.

En todas las simulaciones está presente la migración planetaria, tanto de tipo I (lineal con la masa del protoplaneta), como de tipo II (presente cuando el protoplaneta tiene una masa capaz de abrir una brecha en el disco, y en este caso migra acoplado a la viscosidad del disco). La migración planetaria induce un decaimiento en el radio orbital dado por $\dot{r}_I = -f (M_p/M_\star) (r_p^2/\Sigma_{gas}) M_\star (H/r_p)^{-2} r_p \Omega_p$, para el caso de migración tipo I, ó $\dot{r}_{II} = -(3/2)v/r_p = -3/2 (H/r_p)^2 r_p \Omega_p$, para la migración tipo II, donde H es la escala de altura del disco gaseoso, M_p y M_\star las masas del protoplaneta y la estrella central, r_p el radio del protoplaneta y Ω_p la velocidad angular del planeta (Tanaka *et al.* (2002)).

Una descripción consistente de la evolución acoplada de los protoplanetas y el disco de planetesimales en presencia del gas nebular tiene en cuenta también el

decaimiento orbital de los planetesimales. Dividimos el conjunto de simulaciones en dos modelos: *A* que no incluye el efecto *drag*, y *B* que sí lo incluye.

En total realizamos 100 simulaciones. Para llevarlas a cabo utilizamos una versión modificada del código numérico *DAEDALUS* (Brunini, A. & Viturro 2003, Brunini *et al.* 2007) que implementa la técnica de árbol octal para el cálculo de las interacciones gravitatorias. A este integrador le incorporamos un conjunto de subrutinas que contemplan los efectos debidos a la presencia del gas.

3. Resultados Obtenidos

El 83% de las simulaciones condujo a la formación de *sistemas planetarios* con 1 ó 2 planetas gigantes. Los planetas formados presentan un amplio rango de excentricidades, comparable al exhibido por las observaciones. Se encuentran muy próximos a la estrella central, en un rango que va desde las 0.02 UA hasta las 0.2 UA. Las masas se encuentran en un rango acotado, inferiores a las $2.5 M_J$, aunque en la zona de mayor concentración de planetas extrasolares descubiertos. Las figuras 1 muestran las distribuciones de semieje-masa, semieje-excentricidad y excentricidad-masa para los exoplanetas descubiertos, y los resultados obtenidos superpuestos con los observados en el rango de los primeros.

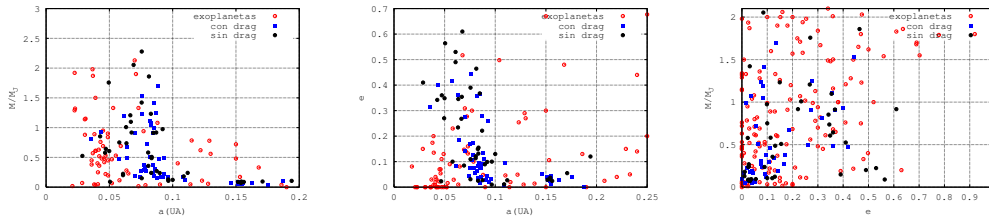


Figura 1. Sistemas resultantes de las simulaciones superpuestos con los exoplanetas descubiertos (símbolos rojos): *Izquierda*: Semiejes Vs. Masas. *Centro*: Semiejes Vs. Excentricidad. *Derecha*: Excentricidad Vs. Masa. En todos los gráficos los símbolos azules indican que los planetas fueron obtenidos con el modelo A, mientras que los negros fueron obtenidos con el modelo B.

3.1. Sistemas Múltiples

Del total de los sistemas planetarios formados, el 12% son sistemas con 2 planetas gigantes, el resto sólo tiene 1 planeta. La totalidad de los sistemas múltiples formados son estables, ya sea porque el criterio de Lissauer lo asegura o porque están en resonancias de movimientos medios estables.

En la tabla 1 mostramos las características de uno de los sistemas con dos planetas simulados (inicialmente con 10 protoplanetas y sin efecto *drag*). Este sistema es estable según el criterio de Lissauer ($\zeta < 0,2$) y los planetas se encuentran en resonancia de movimientos medios 5:2.

planeta	M_t	M_g	M_c	a	e	q	Q	n	ζ
b	76.19	62.02	14.17	0.083	0.025	0.08	0.085	262.6	0.051
c	22.18	17.98	4.21	0.154	0.02	0.15	0.157	103.98	0.077

Tabla 1. Características de uno de los sistemas con dos planetas simulados.

En la figura 2 mostramos la evolución temporal de los semiejes y masas de todos los embriones. En el gráfico de la izquierda se observa cómo los embriones planetarios alcanzan rápidamente la zona interna del disco por efecto de la migración tipo I. Esto favorece el crecimiento de la masa del núcleo y cuando se alcanza una masa crítica la migración se torna en tipo II, considerablemente más lenta. Esta es una característica común a todas las simulaciones. Los embriones que llegan primero al borde interno del disco son los que alcanzan tamaños mayores, pero muchos de ellos son eliminados del sistema debido a la interacción con otros embriones masivos, eliminando del sistema una fracción sustancial de la masa.

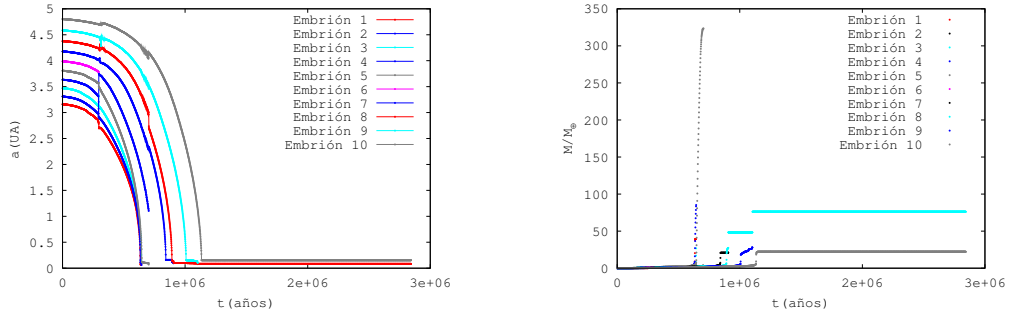


Figura 2. *Izquierda:* Evolución de los semiejes embrionarios. *Derecha:* idem para las masas totales (masa del núcleo + masa gaseosa).

4. Resumen y Conclusiones

Simulamos la evolución de un conjunto de N embriones planetarios sumergidos en un disco de gas y planetesimales. El 83% de ellas condujo a la formación de sistemas con 1 ó 2 planetas. La migración orbital resulta ser un proceso muy efectivo para la formación de planetas gigantes, y a pesar de su efecto circularizador de las órbitas, pueden obtenerse planetas con altas excentricidades.

En las simulaciones realizadas se formaron planetas gigantes en un rango acotado de masas y muy cercanos a la estrella central. Si bien estos sistemas son compatibles con los observados en sistemas extrasolares, no reproducen la distribución de masas y semiejes (se observan planetas extrasolares con masas de hasta $\sim 18M_J$ y a distancias de la estrella central hasta ~ 10 UA y más).

No encontramos que haya sido significativa la inclusión del efecto *drag*.

Referencias

- Brunini, A. & Viturro, H., 2003, MNRAS, 346, 924-932.
 Brunini, A., Santamaría, P., Viturro, H., and Cionco, G., 2007, P&SS 55, 2121-2127
 Ida, S. & Lin, D. N. C. 2004, ApJ 604, 388-413
 Pollack, J.B., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., Lissauer, J.J., Podolak, M. & Greenzweig, Y., 1996, *Icarus*, 124, 62
 Safronov, V. S., 1969, Evolution of the Protoplanetary Cloud and Formation of the Earth and Planets. Nauka, Moscow [Engl. transl. NASA TTF-677, 1972]
 Tanaka, H., Takeuchi, T., Ward, W. , 2002 ApJ 565, 1257
 Thommes, E. W. Duncan, M. J. & Levison, H. F., 2003, *Icarus*, 161, 431-455
 Wetherill, G.W. & Stewart, G.R., 1989, *Icarus*, 77, 330

PRESENTACIÓN MURAL

Posible origen del satélite de Saturno, Phoebe

Romina P. Di Sisto^{1,2} y Adrián Brunini^{1,2}

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

(2) *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET, Argentina*

Abstract. The orbit of the outermost Saturn's irregular moon, Phoebe, suggests that it was captured by Saturn rather than formed in situ. The Cassini-Huygens mission results allowed to find that Phoebe's composition is similar to that derived for the outer solar system bodies and very different from the composition of the Saturn regular satellites. In this paper we present new results suggesting that Phoebe could be a component of a binary centaur captured by Saturn during a three-body gravitational encounter.

Resumen. Las características de la órbita de Phoebe, el Satélite irregular más exterior de Saturno, sugiere que no se formó in situ sino que fue capturado por Saturno. Estudios de la misión Cassini-Huygens, determinaron que la composición de Phoebe es similar a la de los cuerpos del Sistema Solar exterior y diferente a la de los satélites regulares de Saturno. En este trabajo presentamos resultados que sugieren que Phoebe pudo ser la componente de un Centauro binario, capturado por Saturno durante un encuentro de 3 cuerpos.

1. Introducción

Un resultado posible de un encuentro gravitatorio entre un sistema binario y un planeta es la ruptura del binario. En algunas circunstancias, un miembro del par binario es eyectado y el otro es capturado por el planeta. Este mecanismo fue propuesto recientemente por Agnor & Hamilton (2006) como el posible origen de Tritón, mediante la captura por Neptuno de una componente de 1000 km de un binario transneptuniano. Hasta hoy hay 49 binarios o sistemas múltiples en la Región transneptuniana (Noll et al. 2007 (N07), y Minor Planets Circulares). La fracción de transneptunianos binarios (TNBs) es incierta, hasta el momento. Stephens y Noll (2006) analizaron observaciones obtenidas con el HST de 81 objetos transneptunianos (TNOs) y encontraron fracciones de binarios de $22\% \pm \frac{10}{5}$ en el disco clásico, $11,5\% \pm \frac{9}{4}$ en el Scattered Disk (SD) y $5,5\% \pm \frac{4}{2}$ en las clases dinámicas excitadas en conjunto. Kern y Elliot (2006) estudiaron la fracción de binarios para distintos surveys obteniendo frecuencias desde 0,16% a 11%. Sin embargo, estas frecuencias representan límites inferiores debido a que se pierden binarios con separaciones muy pequeñas y satélites pequeños de TNOs pequeños ($\sim 100km$) (Petit y Mousis, 2004, N07). Noll et al. (2006), reportaron el des-

cubrimiento de 2 Centauros binarios ((42355)2002CR₄₆ y (65489)2003FX₁₂₈) en una muestra de 12, representando una frecuencia de 16,7%. Ambos objetos están en órbitas que cruzan los planetas gigantes, lo que alienta la posibilidad de que no sean inusuales los encuentros entre Centauros binarios y los planetas, particularmente con Saturno.

2. Experimentos numéricos

Para investigar el posible origen de Phoebe como subproducto de un encuentro gravitatorio de tres cuerpos, llevamos a cabo una serie de experimentos numéricos. Se tomó a Saturno en su órbita actual y se generaron al azar las posiciones de los centros de masa de los objetos binarios dentro de la esfera de Hill de Saturno, cubriéndola homogéneamente. Las velocidades relativas de los centros de masa respecto de Saturno se generaron al azar siguiendo la distribución de las velocidades de 9490 encuentros dentro de la esfera de Hill de Saturno, registrados en Di Sisto y Brunini, (2007) (DB07) según el método de Von Neumann (Press et al. 1992). Se distribuyeron los vectores velocidad isotrópicamente de acuerdo a la fórmula de Henon (Henon, 1972). Los tamaños del par binario fueron generados de la siguiente manera: asumimos que una de las componentes del binario tiene el tamaño de Phoebe $R_1 \sim 110 - 125$ km, o algo más grande ya que Phoebe presenta signos de erosión colisional (Filacchione et al. 2007) la cual podría haberse producido después de la captura. El tamaño de la segunda componente, R_2 , se obtiene asumiendo igual albedo y asignando al azar un valor para la diferencia en magnitud, Δ_{mag} , obtenida de la distribución observada para los TNOs binarios en el rango (0,9.26) (N07), mediante:

$$R_2 = R_1 \cdot 10^{-0,2\Delta_{mag}}. \quad (1)$$

Existe una gran diversidad entre las densidades de los TNOs, fijamos la densidad de los objetos en 1.6 gcm^{-3} consistente con la densidad media de Phoebe. Los planos orbitales de los binarios se orientaron al azar entre 0 y 2π y sus excentricidades entre 0 y 0.9. Para calcular los semiejes mayores de las órbitas binarias extrajimos de la tabla 1 de N07, la separación en el momento de descubrimiento s y ajustamos a esos datos (s entre 0.01" y 4") una ley acumulada dada por:

$$N(> s) \propto s^b \quad (2)$$

donde $b = 0,71 \pm 0,01$. N07 encuentran que la distribución de las separaciones en el momento de descubrimiento da una excelente aproximación estadística para la distribución de semiejes mayor. Por lo tanto usamos la ec. (2) para la ley de distribución de semiejes mayores. También consideramos que la separación orbital máxima entre ambas componentes sea menor que el radio de la esfera de Hill mutua y la separación mínima sea más grande que la suma de sus radios físicos. La integración numérica del sistema Sol - Saturno - Binario, fue realizada con el método de Bullirsch & Stöer (Press et al. 1992) con una tolerancia de 10^{-14} .

3. Resultados

Calculamos $2,5 \times 10^5$ encuentros con Saturno y obtuvimos 27 satélites capturados temporalmente. Los elementos orbitales saturnocéntricos de los satélites resultantes se muestran en la Fig. 1_{a,b}. Se descartaron los satélites que fueron capturados en órbitas cuyo apoastro es mayor que el radio de Hill de Saturno y los que fueron capturados en órbitas cuyo periaastro está dentro de las órbitas de los satélites principales de Saturno, ya que suponemos que pueden terminar colisionando con ellos (líneas 2 y 1 respectivamente en la fig. 1_a). En 8 casos la componente capturada fue aquella no compatible con el tamaño de Phoebe (marcadas con triángulos vacíos en la fig. 1). Los objetos capturados del tamaño de Phoebe fueron 10 siendo la probabilidad de captura por encuentro cercano $10/2,5 \times 10^5 = 4 \times 10^{-5}$. De las 755 partículas de nuestra simulación previa de Centauros (DB07), encontramos que 365 tienen 9490 encuentros dentro de la esfera de influencia de Saturno. Entonces, el número medio de encuentros con Saturno de toda la población de Centauros es:

$$N_{enc} = N \left(\frac{365}{755} \right) \left(\frac{9490}{365} \right) \sim 12,6 N, \quad (3)$$

donde N es el número de Centauros diferentes que han existido a lo largo de la historia del Sistema Solar. Con el programa de generación de condiciones iniciales, se debieron generar $2,7 \times 10^3$ binarios para obtener un binario con una componente del tamaño de Phoebe. Por lo tanto la fracción de binarios con una componente compatible con el tamaño de Phoebe es $\sim 3,7 \times 10^{-4}$. Entonces la probabilidad de captura por Saturno de un Centauro binario capaz de dar origen a Phoebe es de $4 \times 10^{-5} \times 3,7 \times 10^{-4} = 1,48 \times 10^{-8}$ por encuentro binario. Actualmente hay $\sim 3 \times 10^8$ Centauros, con una vida dinámica media de $\sim 72 My$ (DB07), pero asumiendo una población primordial 100 veces más numerosa (Gomes 2003), que cae exponencialmente hasta la actual, el número de capturas (temporarias) de binarios con una componente del tamaño de Phoebe puede estimarse como:

$$N_{cap} = f_1 f_2 1,48 \times 10^{-8} 12,6 3 \times 10^8 99 (T/t_f) (t_f/72 My), \quad (4)$$

donde $f_1 = 0,16$ (Noll et al. 2006) es la fracción de binarios en la población de Centauros, f_2 es la fracción de binarios que puede sobrevivir hasta tener un encuentro cercano con Saturno y $T = 9,8 \times 10^8$ años es el tiempo característico de caída de la población y $t_f = 4,5$ Gy es la edad del Sistema Solar. De las simulaciones de DB07, calculamos el número de encuentros que tiene un Centauro con Neptuno y Urano antes del primer encuentro con Saturno. Los valores medios por partícula son 86 para encuentros dentro de la esfera de Hill de Neptuno y 24 para la misma situación con Urano. Lo siguiente es determinar si estos encuentros rompen el binario. Para calcular f_2 llevamos a cabo 2 experimentos numéricos de encuentros binarios con Urano y Neptuno, de la misma forma que los descriptos en el caso de Saturno. Para cada uno de ellos usamos 1000 binarios, con velocidad relativa media de los encuentros de $2,3 \text{ kms}^{-1}$ con Neptuno y $3,03 \text{ kms}^{-1}$ con Urano (DB07). Calculamos el cambio relativo en la energía total luego de los encuentros. Encontramos que 38 binarios de 1000 sobreviven a 86 encuentros con Neptuno, y 78 de 1000 binarios pueden sobrevivir

a 24 encuentros con Urano. Estos números deben tomarse con cuidado, ya que encuentros cercanos sucesivos pueden hacer a los binarios dinámicamente más frágiles. Estimamos $f_2 \sim (38/1000) \times (78/1000) = 2,9 \times 10^{-3}$. Reemplazando este número en la ec. 4 tenemos $N_{cap} \sim 35$.

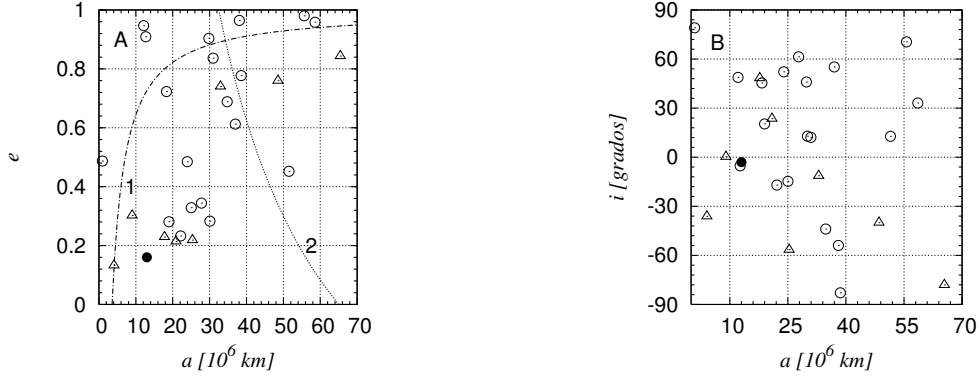


Figura 1. A: Semieje mayor y excentricidad de los objetos capturados. B: Semieje mayor e inclinación de los objetos capturados. El punto negro representa a Phoebe. Símbolos: ver texto

4. Discusión y conclusiones

El número de satélites capturados que derivamos en la sección anterior está afectado por varias incertezas, incluyendo la distribución de tamaños de los pares binarios, la fracción de binarios en la población de Centauros, sus órbitas, el número total de Centauros, la vida media de estos, etc. El hecho de que obtengamos tantas capturas es alentador y da un fuerte apoyo a la hipótesis de que Phoebe pudo haber sido una componente de un binario transneptuniano. Sin embargo, dado que las capturas son temporarias, es necesario incluir en un próximo estudio un mecanismo para que las capturas sean permanentes.

Agradecimientos. Agradecemos el financiamiento de la ANPCyT.

Referencias

- Agnor, C. B., Hamilton, D. P. 2006. *Nature* 441, 192-194.
 Di Sisto, R. P., Brunini, A. 2007. *Icarus* **190**, p. 224-235.
 Filacchione, G., and 28 colleagues 2007. *Icarus* 186, 259-290.
 Gomes, R. S. 2003. *Icarus* 161, 404-418.
 Henon, M. 1972. *Astronomy and Astrophysics* 19, 488.
 Kern, S.D., and Elliot, J. 2006. *The Astronomical Journal* **643**, L57-L60.
 Noll, K.S., Levison, H.F., Grundy, W.M., Stephens, D.C. 2006. *Icarus* 184, 611-618.
 Noll, K.S., W. M. Grundy, E.I. Chiang, J.L. Margot, S.D. Kern 2007. *The Solar System beyond Neptune*, Univ. of Arizona Press, Tucson, en prensa.
 Petit, J.-M., Mousis, O. 2004. *Icarus* 168, 409-419.
 Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., Flannery, B. P. 1992. Cambridge: University Press.
 Stephens, D. C., Noll, K. S. 2006. *Astronomical Journal* 131, 1142-1148.

PRESENTACIÓN MURAL

Regiones de colisión para trayectorias de baja energía en el PC3CR Tierra-Luna.

A. M. Leiva¹ y C. B. Briozzo²

(1) *Observatorio Astronómico de Córdoba, U.N.C., Córdoba, Argentina.*

(2) *Fac. de Matemática, Astronomía y Física, U.N.C., Córdoba, Argentina.*

Abstract. We study numerically the equatorial impact distribution on the Lunar surface originating from low energy trajectories, for eight different values of the Jacobi constant in the Earth–Moon Planar Circular Restricted Three-Body Problem. Starting from a Poincaré section at the Lagrangian point L2, we integrated 12905096 initial conditions corresponding to trajectories entering the system. We obtained asymmetric impact distributions showing maxima in the antapex direction, and found regions over the Lunar surface showing no impacts.

Resumen. Analizamos numéricamente las distribuciones ecuatoriales de colisiones sobre la superficie lunar originadas por trayectorias de baja energía para ocho valores de la constante de Jacobi en el problema planar circular de tres cuerpos restringido Tierra-Luna. A partir de una superficie de Poincaré fija en el punto Lagrangeano L2, se integraron 12905096 condiciones iniciales correspondientes a trayectorias que ingresan al sistema. Se obtienen distribuciones asimétricas de colisiones que presentan valores máximos en la dirección del antápex revelando además, que existen regiones sobre la superficie lunar que no sufren impactos.

1. Introducción

En trabajos recientes se comprueba numéricamente que el movimiento de traslación de la Luna da origen a una distribución de colisiones asimétrica que presenta un máximo en la dirección del movimiento (ápex) y un mínimo en la dirección opuesta (antápex), además, la influencia gravitatoria de la Tierra aumenta la probabilidad de colisiones sobre la cara de la Luna que mira hacia la Tierra (Le Feuvre y Wieczorek 2005, Morota y col. 2006). Estos resultados son obtenidos a partir de integrar numéricamente una gran cantidad de trayectorias de alta energía correspondientes a condiciones iniciales localizadas en la esfera de influencia del sistema Tierra-Luna con velocidades mayores a 2 km/s.

En un trabajo anterior hemos analizado la distribución de colisiones que originan 251780 trayectorias sobre la superficie lunar en el problema de tres cuerpos restringido Tierra-Luna (PC3CR) para un valor de la constante de Jacobi $h = -1,5850$ (Leiva y Briozzo 2006). A diferencia de los trabajos mencionados, esta distribución ecuatorial de impactos es asimétrica y alcanza un valor

máximo en una dirección cercana al antápex y muestra una gran región que no registra colisiones. En este trabajo, extendemos nuestros resultados analizando cómo varía la distribución de las colisiones que producen trayectorias de baja energía para ocho valores de la constante de Jacobi comprendidos en el rango $-1,5860 \leq h \leq -1,5700$. En la Sección 2 se detallan los procedimientos utilizados. En la Sección 3 discutimos los resultados obtenidos.

2. Procedimiento

Se utilizó el PC3CR (Szebehely 1967) con un valor del parámetro de masa $\mu = 0,0121505$ (Tierra-Luna) y una sección de Poincaré $\Sigma = \{x = 1,155682, y, \dot{x} < 0; \dot{y}\}$ fija en el punto colineal de equilibrio L2. Para ocho valores de la constante de Jacobi en el rango $-1,5860 \leq h \leq -1,5700$ se confeccionaron grupos de condiciones iniciales en Σ mediante una grilla con incrementos $\Delta y = \Delta \dot{y} = 10^{-4}$ ($\sim 38,44$ Km y $0,1$ m/s). Los valores de h seleccionados permiten que las trayectorias puedan escapar del sistema. Todas las trayectorias correspondientes a cada grupo de condiciones iniciales se integraron hasta sufrir colisiones con la Luna (radio lunar ~ 1740 km), retornar a Σ , o hasta superar un intervalo de tiempo $\Delta t = 5000$ (~ 60 años). Las integraciones se realizaron con una rutina en lenguaje Fortran90 con un integrador Bulirsch-Stoer de precisión 10^{-14} y las intersecciones de las trayectorias con la Luna y con la superficie de sección Σ , se determinaron por el método de bisección hasta lograr un error $< 10^{-10}$ (Press y col. 1992). Las integraciones demandaron aproximadamente 2 meses utilizando un procesador AMD 2,8 GHz, 328 MRam.

3. Resultados y Discusión

Para estudiar las colisiones de las trayectorias con la Luna se utilizó un sistema de coordenadas con origen en el centro lunar, paralelo al sistema de coordenadas sinódico del PC3CR (ver Fig. 1). El ángulo de posición θ determina sobre la superficie lunar el lugar donde ocurre la colisión. Notar que la dirección del movimiento traslación de la Luna alrededor del baricentro Tierra-Luna (ápex) se encuentra en $\theta = \pi/2$.

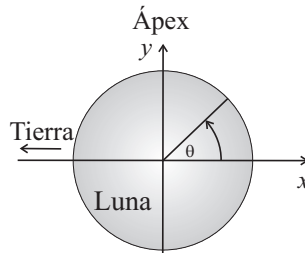


Figura 1. Ángulo de posición θ .

Las Figura 2 muestra las distribuciones obtenidas. Las trayectorias consideradas poseen una distribución algo diferente de las encontradas en otros trabajos (Le Feuvre y Wicczorek 2005, Morota y col. 2006). En la mayoría de los casos, la

h	n	n_C	n_E	reg. sin impactos $\theta_1 < \theta < \theta_2$	p_1 (%) $-\pi < \theta < \theta_1$ (%)
-1,5860	34039	31381	2473	$0,071\pi < \theta < 0,501\pi$	78,9
-1,5850	463955	251780	210854	$0,115\pi < \theta < 0,397\pi$	74,7
-1,5840	903639	436303	466175	$0,159\pi < \theta < 0,305\pi$	73,3
-1,5830	1353699	546598	805908	$0,154\pi < \theta < 0,234\pi$	74,7
-1,5820	1814849	652671	1161072	$0,142\pi < \theta < 0,164\pi$	71,2
-1,5810	2287909	670656	1529879	—	—
-1,5800	2773667	654453	2118425	—	—
-1,5790	3273339	682080	2590348	—	—

Tabla 1. Resultados obtenidos.

colisiones ocurren en el hemisferio correspondiente a la dirección del antápex y sobre la cara de la Luna que mira hacia la Tierra. Además, las distribuciones obtenidas son asimétricas e irregulares. Esta asimetría tiende a desaparecer a medida que se incrementa el valor de h . El análisis de las colisiones permite determinar que existen regiones ecuatoriales con $\theta > 0$ que no sufren impactos para valores $h < -1,5820$.

En la Tabla 1 se muestran, para cada valor de h , el total n de condiciones iniciales integradas, el total n_C de las trayectorias que colisionan con la Luna, total n_E de trayectorias que retornan a Σ (las demás trayectorias permanecen capturadas por intervalos de tiempo > 5000), las regiones que no sufren colisiones $\theta_1 < \theta < \theta_2$ y el porcentaje de las colisiones que ocurren en la región $-\pi < \theta < \theta_1$.

Para valores mayores de h existen colisiones en toda la superficie. En cada caso, se observan regiones que presentan muy pocos impactos.

Este trabajo abre la posibilidad de analizar, para distintos valores del parámetro de masas μ del PC3CR, la distribución de colisiones que originan las trayectorias de baja energía sobre la masa secundaria. En trabajos futuros extenderemos nuestro análisis al caso tridimensional.

Agradecimientos. Este trabajo ha sido financiado parcialmente la Secretaría de Ciencia y Tecnología de la Universidad Nacional de Córdoba.

Referencias

- Le Feuvre, M., Wieczorek, M. A.: 2005. *The Asymmetric Cratering History of the Moon*, LPS XXXVI.
- Leiva, A. M. y Briozzo, C. B.: 2006, BAAA 49, 38-43.
- Morota T., Huruyama J., Furumoto M.: 2006. *Lunar Apex-Antapex Cratering Asymmetry and Origin of Impactors in the Earth-Moon System*, LPS XXXVII.
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., Flannery, B. P.: 1992. *Numerical Recipes 2nd. Edition*, Cambridge University Press, Nueva York.
- Szebehely, V.: 1967. *Theory of Orbits*, Academic Press, Nueva York.

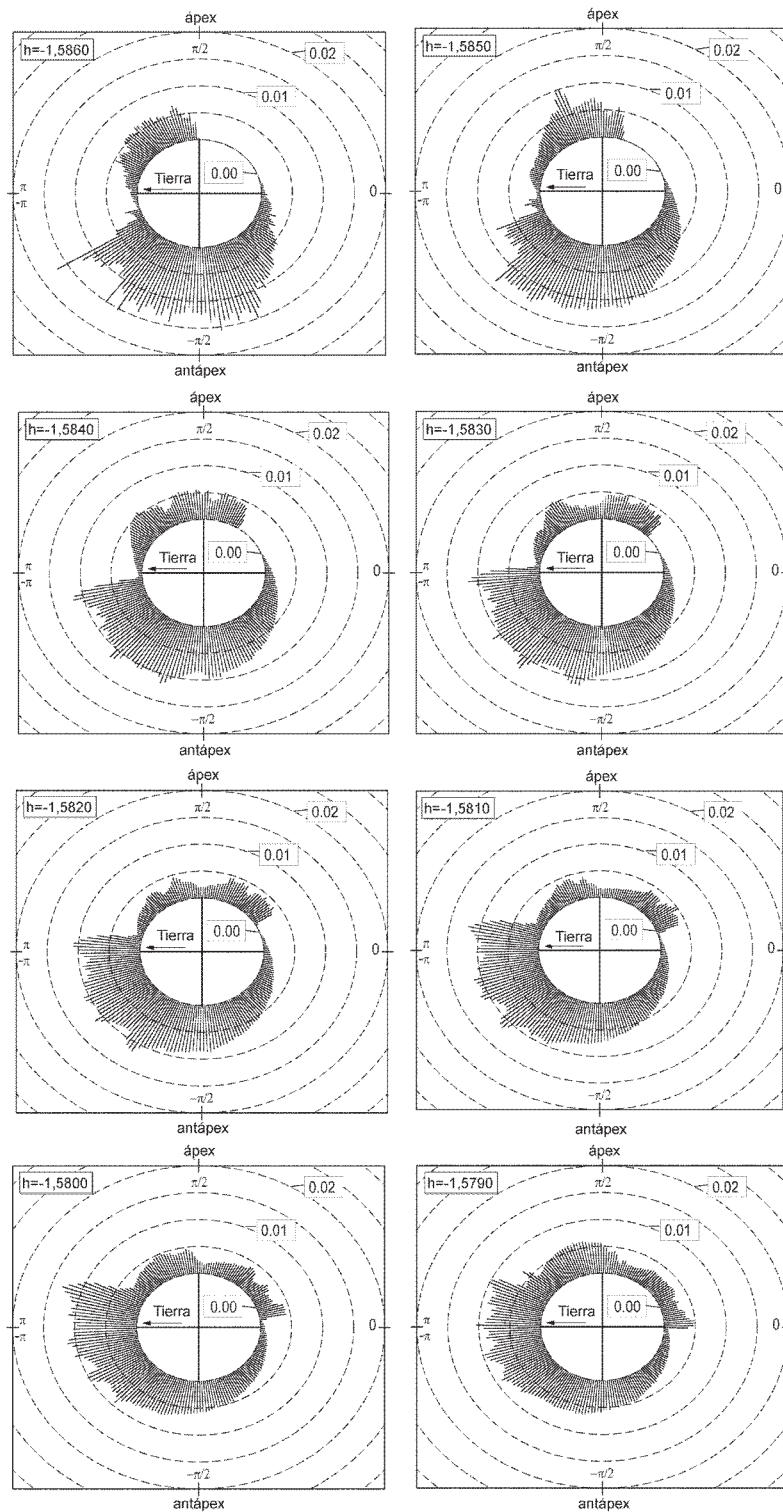


Figura 2. Distribuciones de colisiones obtenidas.

PRESENTACIÓN MURAL

Control de una trayectoria de transferencia con impulsos realistas considerando perturbaciones en el problema cuasibicircular Sol-Tierra-Luna.

A. M. Leiva¹ y C. B. Briozzo²

(1) *Observatorio Astronómico de Córdoba, U.N.C., Córdoba, Argentina*

(2) *Fac. de Matemática, Astronomía y Física, U.N.C., Córdoba, Argentina*

Abstract. In a previous work we successfully implemented a control algorithm to stabilize unstable periodic orbits in the Sun–Earth–Moon Quasi-Bicircular Problem (QBCP). Applying the same techniques, in this work we stabilize an unstable trajectory performing fast transfers between the Earth and the Moon in a dynamical system similar to the QBCP but incorporating the gravitational perturbation of the planets Mercury, Venus, Mars, Jupiter, Saturn, Uranus, and Neptune, assumed to move on circular coplanar heliocentric orbits. In the control stage we used as a reference trajectory an unstable periodic orbit from the unperturbed QBCP. We performed 400 numerical experiments integrating the trajectories over time spans of ~ 40 years, taking for each one random values for the initial positions of the planets. In all cases the control impulses applied were larger than 20 cm/s, consistently with realistic implementations. The minimal and maximal yearly mean consumptions were ~ 10 m/s and ~ 71 m/s, respectively.

Resumen.

En un trabajo anterior implementamos con éxito un algoritmo de control para estabilizar órbitas periódicas inestables en el problema cuasibicircular Sol-Tierra-Luna (PCBC). Aplicando las mismas técnicas, en este trabajo, logramos estabilizar una trayectoria inestable que realiza transferencias rápidas entre la Tierra y la Luna en un sistema dinámico similar al problema cuasibicircular que incorpora las perturbaciones producidas por las acciones gravitatorias de los planetas Mercurio, Venus, Marte, Júpiter, Saturno, Urano y Neptuno cuando se mueven en órbitas heliocéntricas coplanares y circulares. En la etapa de control se utilizó como trayectoria de referencia a una órbita periódica inestable del PCBC no perturbado. Se realizaron 400 experiencias numéricas integrando las trayectorias por intervalos de tiempo equivalentes a ~ 40 años, considerando en cada caso valores aleatorios para las posiciones iniciales de los planetas. En todos los casos se aplicaron impulsos de control superiores a 20 cm/s que resultan consistentes con aplicaciones realistas. Los consumos medios anuales mínimo y máximo obtenidos fueron de 10 m/s y 71 m/s respectivamente.

1. Introducción

Las técnicas de estabilización y control de órbitas caóticas empleando mínimo gasto de combustible han cobrado gran interés en el diseño de misiones espaciales. En particular, en un trabajo anterior (Leiva y Briozzo 2005), hemos diseñado un algoritmo de control de órbitas periódicas (OP) en el problema de cuatro cuerpos cuasibicircular Sol-Tierra-Luna (PCBC) que permitió estabilizar trayectorias inestables que realizan transferencias rápidas utilizando impulsos realistas. En este trabajo, extendemos estos resultados aplicando el mismo algoritmo de control para estabilizar una OP de transferencia (determinada en el PCBC) en un modelo dinámico que agrega al problema cuasibicircular, las perturbaciones que producen los planetas, este modelo será denominado problema cuasibicircular perturbado (PCBCP). En la Sección 2 se describen los modelos PCBC y PCBCP. En la Sección 3 se discuten los procedimientos utilizados y los resultados obtenidos.

2. Modelos.

Problema cuasibicircular Sol-Tierra-Luna

A partir del problema general de tres cuerpos se deriva una solución cerrada para el sistema Sol-Tierra-Luna llamada solución cuasibicircular. El movimiento de las tres masas se desarrolla en un plano. El problema Cuasibicircular (PCBC) es un problema de cuatro cuerpos restringido, en el cuál, una masa infinitesimal se mueve bajo la influencia gravitatoria de tres masas primarias que se encuentran en movimiento cuasibicircular. Se utiliza la formulación de Jacobi, se realiza una traslación a un sistema de coordenadas con origen en el baricentro Tierra-Luna que rota con velocidad angular constante y mediante una transformación homotética se mantiene la distancia Tierra-Luna constante. Estas transformaciones encuadran el problema de manera semejante a la empleada en el problema circular de tres cuerpos restringido PC3CR (Szebehely 1967). Asumiendo las unidades de masa, velocidad y distancia del PC3CR y mediante las funciones auxiliares $\alpha_k(t)$ publicadas por Andreu (1998) obtenemos el Hamiltoniano para la masa infinitesimal m que se mueve en el plano xy :

$$H_{PCBC} = \frac{1}{2\alpha_1}(\dot{x}^2 + \dot{y}^2 - (\alpha_2^2 + \alpha_3^2)(x^2 + y^2)) + \alpha_4x + \alpha_5y - \alpha_6\left(\frac{1-\mu}{r_1} + \frac{\mu}{r_2} + \frac{M}{r_S}\right) \quad (1)$$

con $\mu = 0,0121505$, $r_1^2 = (x-\mu)^2 + y^2$, $r_2^2 = (x+1-\mu)^2 + y^2$, $r_S^2 = (x-\alpha_7)^2 + (y-\alpha_8)^2$, $M = 328900,54$ y $n = 0,925196$. El movimiento del Sol es retrógrado y en $t = 0$ las masas primarias son colineales según L - T - S . El Hamiltoniano del PCBC es una función T^\odot -periódica con $T^\odot = 6,7911938719$ ($\sim 29,5$ días) (Andreu 1998).

Problema cuasibicircular perturbado

El PCBCP perturbado agrega a las ecuaciones de movimiento del PCBC las acciones gravitatorias que ejercen los planetas Mercurio, Venus, Marte, Júpiter, Saturno, Urano y Neptuno asumiendo que éstos, se mueven en el plano xy en órbitas circulares alrededor del Sol.

3. Procedimientos y resultados.

La evolución de las órbitas alrededor de una OP puede analizarse directamente estudiando la discretización de estos desarrollos en alrededor del punto fijo r^* . A través de la linealización de la dinámica en un entorno de r^* , podemos aproximar la acción del mapa de manera tal que un nuevo punto r_{i+1} sea obtenido desde un punto r_i según $(r_{i+1} - r^*) = M(r_i - r^*)$, donde M es la matriz de monodromía y para el PCBC es una matriz simpléctica 4×4 . Bajo el análisis lineal, la estabilidad de una OP queda determinada por los autovalores de M . Las variedades lineales en r^* definidas a partir de los autovectores asociados, son tangentes a las variedades del punto fijo del sistema completo (Parker y Chua 1989). Así, se puede estabilizar una OP inestable perturbando el estado del sistema en un entorno de un punto de control para forzar el sistema de manera tal que en la próxima iteración del mapa, la trayectoria esté lo más próxima posible de la variedad estable del punto fijo r^* . Además, contamos con la posibilidad de incorporar más puntos de control integrando las ecuaciones variacionales a lo largo del período de la órbita y así, mejorar la efectividad del algoritmo minimizando los impulsos que se deben aplicar. Para más detalles de las condiciones que se deben cumplir y las ventajas y desventajas del método de control consultar el trabajo de Leiva y Briozzo (2005).

Para ejercer control en el PCBCP, se utilizó como referencia a la órbita $3T^\odot$ -periódica y 2-inestable $146A_t_3$ determinada en el PCBC con las condiciones iniciales $t_0 = 3,326579572$, $x_0 = -0,833881068$, $y_0 = -0,001762772$, $\dot{x} = -0,065801657$, $\dot{y} = 0,036676000$. Con 8 puntos de control, esta trayectoria logra estabilizarse en el PCBC aplicando impulsos realistas $\Delta v_0 = 0,0002$ (~ 20 cm/s) por un intervalo de tiempo $\Delta t = 1000T^\odot$ (~ 80 años) con un consumo mínimo medio anual de $\sim 12,39$ m/s.

Ejerciendo control en el PCBCP.

En el modelo PCBCP, se utilizó como referencia la OP $146A_t_3$. Para ejercer control, se utilizaron los valores que optimizaron la estabilización en el PCBC no perturbado; ésto es, impulsos realistas de estabilización superiores a 20 cm/s y los 8 puntos de control con sus respectivas direcciones estables e inestables (Leiva y Briozzo 2005).

Se realizaron 400 integraciones numéricas de la trayectoria en intervalos de $500T^\odot$ (~ 40 años), eligiendo aleatoriamente en cada integración, los valores de las fases iniciales de las masas perturbadoras. En todos los casos, el algoritmo de control resultó efectivo y requirió aplicar impulsos de control desde el inicio de las integraciones. La Figura 1 muestra las curvas de consumo obtenidas en las 400 itegraciones. En particular, obtenemos consumos medios anuales mínimo y máximo de ~ 10 m/s y ~ 71 m/s respectivamente.

El método de control fue implementado con éxito. En particular, se logró estabilizar una trayectoria en el PCBCP a partir de asumir como trayectoria de referencia a una OP 2-inestable de baja energía en el PCBC, que realiza una transferencia rápida entre la Tierra y la Luna con un período $3T^\odot$. La estabi-

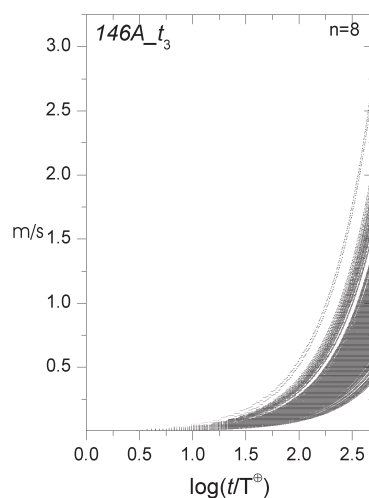


Figura 1. Curvas de consumo en el PCBCP para la OP 146A $_t3$ obtenidas al realizar las 400 integraciones numéricas.

lización se realizó por un intervalo de tiempo de $500T^\odot$ utilizando impulsos de control realistas mayores a 20 cm/s.

Vemos así, que es posible aplicar el algoritmo de control sobre trayectorias que poseen una gran extensión o amplitud y que además tienen un período mayor al del sistema $T > T^\odot$, aún cuando consideramos perturbaciones realistas.

Agradecimientos. Este trabajo ha sido financiado parcialmente por la Secretaría de Ciencia y Tecnología de la Universidad Nacional de Córdoba.

Referencias

- Andreu, M.A.: 1998, *The Quasi-bicircular Problem*, Ph. D. Thesis, Dept. Matemàtica Aplicada i Anàlisi, Universitat de Barcelona (available on-line at <http://www.maia.ub.es/dsg/1998/9801mangeLe.ps.gz>).
- Leiva, A. M. y Briozzo C. B.: 2005, BAAA 48, 47-52.
- Parker, T.S., Chua, L.O.: 1989. *Practical Numerical Algorithms for Chaotic Systems*, Springer-Verlag, Nueva York.
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., Flannery, B. P. 1992, *Numerical Recipes 2nd Edition*, Cambridge University Press, Nueva York.
- Szebehely, V.: 1967. *Theory of Orbits*, Academic Press, Nueva York.

PRESENTACIÓN MURAL

Rutina de Clasificación de Fulguraciones para el Telescopio Solar HASTA

L. Leuzzi¹, C. Francile^{1,2}, J. I. Castro^{1,2}

(1) *Dpto. Geofísica y Astronomía(FCEF)-UNSJ*

(2) *Observatorio Astronómico Félix Aguilar(OAFA)-UNSJ*

Abstract. In this work we describe the design and results of an automatic routine that classifies flares observed with the H-Alpha Solar Telescope of Argentina (HASTA), an instrument that observes the solar disk at the center and wings of the H-Alpha line (656.3nm). The classification is made automatically, which means that practically it does not require intervention of the operator, except for the input of the images corresponding to the flare and a later selection of the pixels that constitute the event. The system takes into account the main features of the flares (area, brightness, latitude, starting time, ending time and duration), keeping a complete record of every event observed by the telescope.

Resumen. En este trabajo presentamos el diseño y resultados de una rutina de clasificación de fulguraciones (flares) para el Telescopio Solar HASTA, que observa el centro y alas de la línea Halfa en 656.3nm. Esta clasificación es automática, lo cual significa que prácticamente no requiere intervención del operador, salvo el ingreso de las imágenes correspondientes a la fulguración y posterior delimitación de los pixeles que constituyen el evento. Además, fue realizada contemplando las características principales de las mismas (área, brillo, latitud, comienzo, finalización y duración), lo que permite tener un registro completo de cada evento observado por el telescopio.

1. Introducción

Las fulguraciones son abruptas liberaciones de energía magnética de carácter transitorio que acontecen en la superficie solar, en las cuales es emitida una gran cantidad de rayos X, radiación ultravioleta y visible, así como corrientes de electrones y de protones. Debido a que HASTA fue diseñado para el seguimiento de dichos fenómenos (Fernández Borda, 2001; Leuzzi & Francile, 2006), fue necesaria la implementación de una rutina que sea capaz de clasificar a las fulguraciones según sus principales características.

2. Rutina de Clasificación de Fulguraciones

La implementación de la rutina fue realizada según el diagrama de flujo de la Figura 1, el cual consta de los siguientes pasos básicos:

2.1. Preparación de los Datos de Entrada

El proceso de clasificación comienza asegurando que la secuencia de imágenes de la fulguración esté completa, abarcando imágenes con intensidades por encima del nivel de detección. Todas las imágenes de la secuencia son pre-procesadas si no lo estaban previamente.

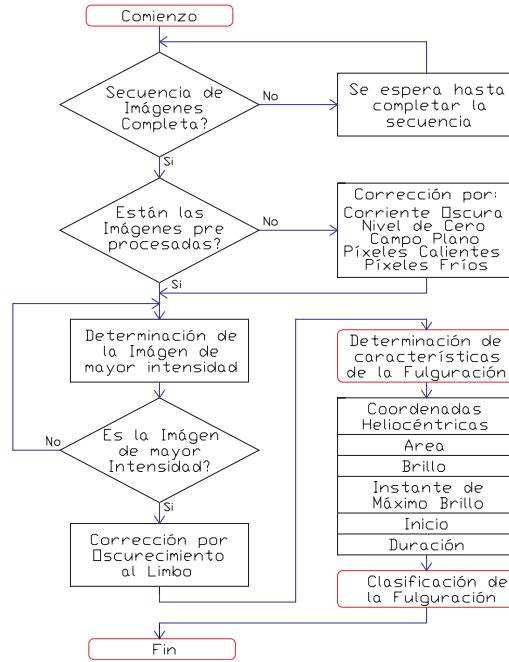


Figura 1. Diagrama de Flujo de la rutina de Clasificación.

2.2. Determinación de la Imagen de Mayor Intensidad

Debido a que el cálculo del área se realiza en el instante de máximo brillo se procede a determinar la imagen de mayor intensidad de la secuencia. En la gráfica de intensidad máxima de una imagen en función de su posición en la secuencia (Figura 2, Izquierda), se observa un aplanamiento para los valores por encima de un cierto valor de intensidad, el cual se debe a que la fase impulsiva produce la saturación del CCD (charge-coupled device). El algoritmo considera a la primera de las imágenes saturadas como la de mayor intensidad, no pudiendo determinar el valor verdadero de la intensidad máxima ni del área correspondiente a ese máximo.

2.3. Corrección por Oscurecimiento al Limbo

Se realiza con el fin de comparar con la misma escala de intensidades los eventos cromosféricos que ocurren en distintas regiones del disco solar.

2.4. Determinación de las Características de la Fulguración

Para delimitar la región en que se produce la fulguración, se establece un fondo de luminosidad por debajo del cual los valores de los píxeles se hacen cero,

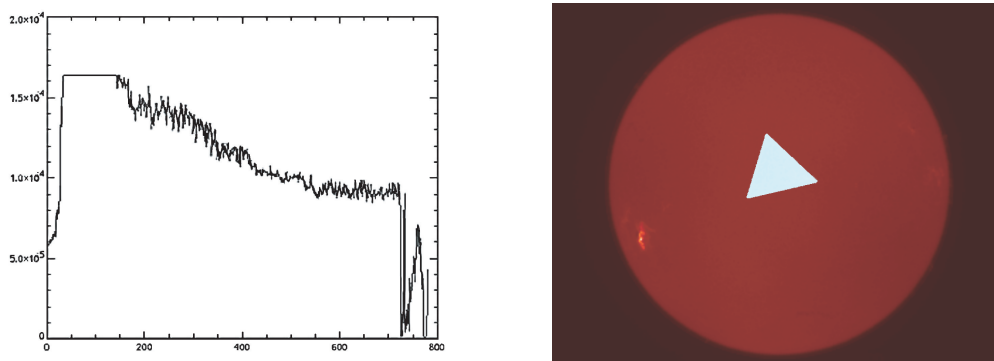


Figura 2. *Izquierda*: Gráfica de Intensidad-Posición de la imagen en la secuencia. *Derecha*: Región que establece el fondo de luminosidad.

quedando en la imagen solamente la región de interés. En la Figura 2, Derecha se puede observar una sección en forma de triángulo que establece el fondo de luminosidad. El algoritmo determina los siguientes parámetros de la región delimitada, a saber:

Latitud Heliocéntrica: Se obtiene mediante un promedio pesado de las coordenadas x e y de cada uno de los píxeles del evento con respecto a su luminosidad, junto con las coordenadas Heliocéntricas del centro del disco solar para las efemérides del momento de la observación.

Área: Se cuentan los píxeles que poseen una luminosidad mayor que el fondo de luminosidad establecido, esta área en unidades de píxeles se convierte a unidades de millonésima parte del hemisferio solar corregida por el efecto de proyección.

Brillo: Se obtiene comparando los valores de intensidad del evento y del disco solar. La saturación del CCD hace imposible la obtención de este valor.

Instante de Máximo Brillo, Inicio, Duración y Finalización: Se obtienen de los horarios de observación de las imágenes correspondientes al inicio, final y de máxima de intensidad del evento.

3. Resultados

Se realizó una comparación de los parámetros obtenidos con los emitidos por el NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration - EEUU)¹; el cual adopta para su clasificación parámetros similares a los aquí considerados.

Las discrepancias en el Comienzo, Finalización y Duración de las fulguraciones observadas se deben a la diferencia en el nivel de detección establecido para cada uno de los instrumentos, y en las condiciones climáticas locales. La determinación del Instante de Máximo Brillo no se aparta demasiado del valor determinado por el NOAA, a pesar de la incertidumbre en su determinación ya mencionada y otros factores locales como son la nubosidad, las condiciones de seeing atmosférico y el viento; como también del foco. Debido a la imposibili-

¹(<http://sgd.ngdc.noaa.gov/sgd/jsp/solarindex.jsp>)

PARAMETROS	06/12/06		13/05/05		25/10/01	
	OAFA	NOAA	OAFA	NOAA	OAFA	NOAA
Comienzo	17:40:45	18:32	16:35:08	16:31	14:19:23	14:42
Finalización	20:40:21	21:35	17:48:19	19:46	15:20:21	19:06
Instante del Máximo	18:43:16	18:45	17:06:33	16:41	14:50:29	14:54
Duración	2:59:35	3:03:00	1:13:11	3:25:00	1:00:58	4:24
Área Corregida/Clase	818,7 / 3	---- / 3	1506,4 / 4	----- / 2	507,6 / 2	----- / 2
Área sin Corregir	660,6	815	1528,7	311	492,3	520
Brillo/Clase	---- / ----	---- / B	---- / ----	----- / B	---- / ----	----- / B
Latitud	-6,3	-6,0	12,5	12,0	-16,6	-16,0

Figura 3. Comparación de resultados del HASTA con el NOAA.

dad de poder medir el valor de brillo, no fue posible establecer un valor para el mismo. En cuanto al Área corregida, se puede observar que a pesar de la incertidumbre en su determinación anteriormente mencionada, los valores de área corregida y sin corregir no discrepan demasiado con los del NOAA para los días de observación 06/12/2006 y 25/10/2001, clasificando de esta manera las áreas en la misma clase; no obstante para el evento del día 13/05/2005 se observa una gran diferencia en los valores del área sin corregir, corregida y la clase, lo cual no puede ser únicamente atribuible al problema de la determinación del instante del máximo de intensidad. El valor del área corregida es menor que el valor observado, debido a que la fórmula de corrección produce una mala corrección para los valores correspondientes a sectores alejados del limbo, por lo cual para estos casos el valor corregido es el valor observado. Con respecto a la Latitud, la cual tiene una directa implicancia con el valor corregido de área, se obtiene una concordancia bastante aceptable con respecto al valor reportado por el NOAA.

4. Conclusión

A pesar que esta clasificación automática presenta el inconveniente de no poder determinar el valor de brillo máximo del evento e introducir una incertidumbre en el valor de su área, consigue clasificar la fulguración dentro de la misma clase que otros Observatorios. Se plantea como posibilidad de mejora futura la adquisición de imágenes durante el evento solar con dos tiempos de exposición diferentes, los actuales y otros mas cortos elegidos con el objeto de obtener imágenes no saturadas de la fulguración para la determinación correcta de su máxima intensidad, el instante en que ésta se produce y el área que la caracteriza.

Referencias

- Fernández Borda, R. 2001, PhD Tesis, Universidad de Buenos Aires
 Leuzzi, L. & Francile, C. 2006, BAAA Vol. 49, 366-369

POSTER PAPER

From the photosphere to the interplanetary medium: The magnetic helicity sign from observations

M. L. Luoni¹, C. H. Mandrini¹, S. Dasso¹, P. Démoulin² and L. van Driel-Gesztelyi^{2,3,4}

(1) *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, Buenos Aires, Argentina.*

(2) *Observatoire de Paris, LESIA, Meudon, France.*

(3) *M.S.S.L., UCL, Holmbury St. Mary, Dorking, Surrey, U.K.*

(4) *Konkoly Observatory, Budapest, Hungary.*

Abstract. The helicity sign of the solar magnetic field exhibits a hemispheric preference. On a certain statistical base, it is negative (positive) in the northern (southern) hemisphere. In this work we study a set of active regions, observed from 1997 to 2001, for which we can determine the magnetic helicity sign from the evolution of their polarities during flux emergence. We confirm this sign analyzing the coronal field of the studied regions. Then, we combine this analysis with “in situ” observations of the magnetic clouds associated with the coronal mass ejections that occurred in those regions. Finally, we find that the helicity sign predicted by the distribution of the photospheric flux agrees with the one observed at coronal and interplanetary level.

Resumen. El signo de la helicidad de los campos magnéticos en el Sol presentan una preferencia hemisférica. Con cierto respaldo estadístico, resulta negativo (positivo) en el hemisferio norte (sur). En este trabajo, estudiamos un conjunto de regiones activas, observadas entre 1997 y 2001, para las cuales determinamos el signo de la helicidad magnética a partir de la evolución de las polaridades durante su emergencia. Confirmamos este signo analizando el campo magnético coronal de las regiones activas estudiadas. Luego, combinamos este análisis con observaciones “in situ” de las nubes magnéticas asociadas con las eyecciones de masa coronal que tuvieron lugar en esas regiones. Finalmente, encontramos que el signo predicho por la distribución del flujo fotosférico está de acuerdo con el calculado tanto a nivel coronal como interplanetario.

1. Introduction

In the last decade, hemispheric chirality or handedness rules, independent of sunspot cycle, were discovered in active regions (ARs), coronal loops, filaments, coronal arcades and interplanetary magnetic clouds. A quantitative measure of the chiral properties of these structures is the magnetic helicity.

Magnetic helicity is one of the few global magnetohydrodynamics quantities

which is conserved even in the non ideal case on a timescale less than the global diffusion timescale (Berger, 1984).

Magnetic helicity quantifies how the magnetic field is sheared or twisted compared to its lowest energy state (potential field). Observations provide evidence for the existence of such stresses in the solar magnetic field and their association to flare and coronal mass ejection (CME) activity (Démoulin et al., 2002; Green et al., 2002; Mandrini et al., 2004).

Rust & Kumar (1996), and later Canfield et al.(1999), found that many transient brightenings in X-rays associated with CMEs were S-shaped. Sigmoids and cusp shapes are preferentially observed in soft X-rays when a CME has been launched. We assume that a CME is a result of the instability of the magnetic field. The last one carries out part of the magnetic helicity into the interplanetary space, as an interplanetary CME (ICME). Magnetic clouds (MCs) are a subset of ICMEs having a magnetic field intensity higher than the surrounding solar wind, and showing a large and coherent rotation of the magnetic field vector.

Luoni et al.(2004) have demonstrated that the magnetic helicity sign can be predicted analyzing the distribution of the photospheric flux during the emergence of an AR. In this work, we extend our helicity sign investigation to the interplanetary medium.

2. Observations and data analysis

From a set of ARs studied by Luoni et al.(2004), we select 4 for which we can identify the MC associated to an observed ejection. As Luoni et al.(2004) we can predict the magnetic helicity sign in the AR during its emergence. We show one example in Figure 1. In this case, AR 8027 should have a positive magnetic helicity sign because the following polarity elongated above the preceding polarity.

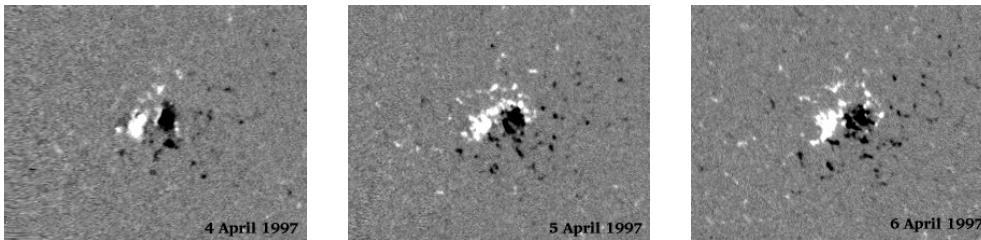


Figure 1. Photospheric magnetograms from the Michelson Doppler Imager showing the flux distribution during the emergence of AR 8027.

We analyze images from the Soft X-Ray Telescope (SXT) on board the Yohkoh satellite to confirm our prediction using coronal observations. ARs having coronal loops with a direct (inverse) S-shape have a positive (negative) helicity sign. Figure 2 shows that AR 8027 has a direct S-shape implying that its magnetic helicity is positive (see the image on the left). Furthermore, a cusp shape is evident in the image on the right. This transition from a sigmoidal to a cusp shape is considered to be a signature of an eruption. Images from the Large Angle and Spectrometric Coronagraph (LASCO) C2 indicate the presence of a CME at 14:27:44 UT on 7 April 1997.



Figure 2. Partial frames images of AR 8027 on 7 April 1997 (left at 13:03 UT, right at 16:02 UT) taken by SXT showing the transition from a sigmoidal to cusp shape.

On 11 April 1997, the magnetometers on board the Wind satellite, registered the passage of a MC. In Figure 3, last three panels, we depict the components (B_x , B_y and B_z) of the interplanetary magnetic field. Initially, B_y points westward, in the middle B_z points northward and, at the end, B_y points eastward in the GSE system (Mulligan et al., 1998). So, the WNE indicates the sequence of the vector field directions for an observer looking towards the Sun. This MC has a unipolar magnetic field in the southnorth direction with its axis perpendicular to the ecliptic plane. Then, its magnetic helicity sign is positive as for the AR 8027, its solar source.

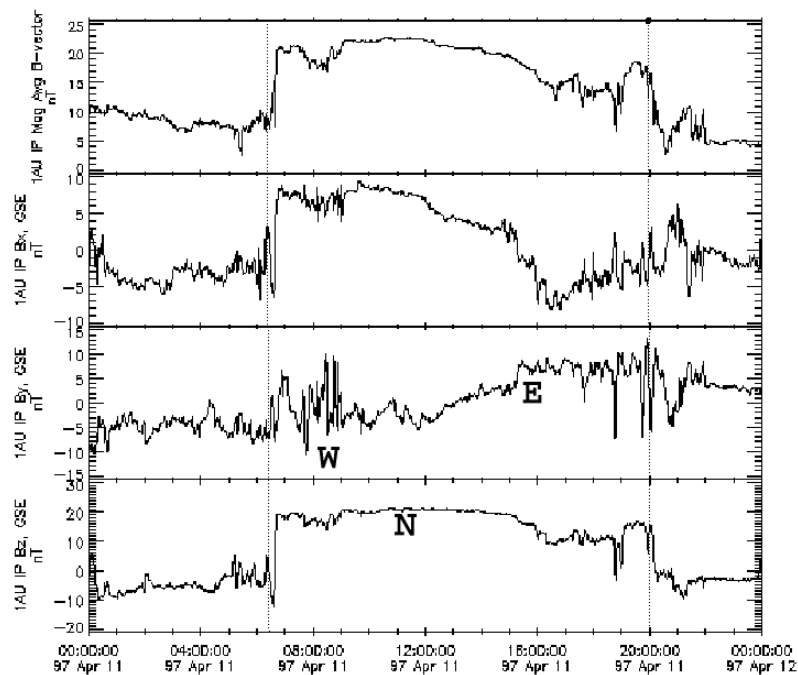


Figure 3. Interplanetary WIND magnetic field data. Dotted lines show the boundaries of the MC. We plot, at the top panel, the magnetic field ($|\mathbf{B}|$) intensity. The three lower panels are its components in Geocentric Solar Ecliptic (GSE) coordinates as a function of time.

3. Conclusions

- We select 4 ARs and their corresponding MCs. We found a good agreement between the AR and MC helicity signs.

Sign of Magnetic Helicity			
AR	HEMISPHERE	AR	MC
8006	Southern	positive	positive
8066	Northern	negative	negative
8027	Southern	positive	positive
8032	Southern	positive	positive

Table 1. Magnetic helicity signs in the ARs and associated MCs.

- We conclude that our predictor (evolution of the shape of the magnetic polarities during emergence) can successfully determine the magnetic helicity sign of an AR

Acknowledgments. We acknowledge data provider, J.H. King, N. Papatashvili at Perot Sys, NASA GSFC and CDAWeb, the MDI consortia and the MSSL/SURF for YOHKOH/SXT. C.H.M. and S.D. are members of the Carrera del Investigador Científico, CONICET-UBA. C.H.M. and P.D. acknowledge financial support from CNRS (France) and CONICET (Argentina).

References

- Berger M. A., 1984, *Geophys. Astrophys. Fluid. Dynamics*, **30**, 79
- Canfield R., Hudson H & McKenzie D., 1999, *Geoph. Res. Letters*, **26**, 627-630
- Démoulin P., Mandrini C.H., van Driel-Gesztelyi L., Thompson B., Plunkett G., Kőváári Zs., Aulanier G. & Young A., 2002, *Astron. & Astroph.*, **382**, 650-665
- Green L.M., Démoulin P., Mandrini C.H. & van Driel-Gesztelyi L., 2003, *Solar Physics*, **215**, 307-325
- Luoni M.L., Mandrini C.H., Démoulin P., van Driel-Gesztelyi L. & Kőváári Zs., 2004, *BAAA*
- Mandrini C.H., Démoulin P., van Driel-Gesztelyi L. & López Fuentes M., 2004, *Astrop. & Sp. Sc.*, **290**, 319-344
- Mulligan T., Russell C. & Luhmann J., 1998, *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 2959-2962
- Rust, D. M. & Kumar, A., 1996, *ApJ*, **464**, L199

PRESENTACIÓN ORAL

Comparación entre indicadores de caos en dinámica galáctica

N. P. Maffione^{1,2}, C. M. Giordano^{1,2} & P. M. Cincotta¹

(1) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas (FCAG-UNLP)*

(2) *Instituto de Astrofísica de La Plata (IALP-CONICET)*

Abstract. Realistic models in Galactic Dynamics seem to present a divided phase space (Giordano & Cincotta, 2004). Therefore, it is necessary to rely on efficient techniques to study the global dynamical behaviour in order to split as well as to identify the complex nature of the orbital structure. Herein we present some results of an exhaustive comparison between two of such techniques: the well-known Lyapunov characteristic exponents, and a rather new one, introduced by Cincotta & Simó (2000), the Mean Exponential Growth factor of Nearby Orbits (MEGNO).

Resumen. Los modelos realistas en Dinámica Galáctica parecen contar con un espacio de fases dividido (Giordano & Cincotta, 2004). Por lo tanto, es necesario disponer de técnicas eficientes para el estudio de la dinámica global, que separen e identifiquen la compleja naturaleza del movimiento orbital. En este trabajo se realizó una comparación exhaustiva entre dos de tales herramientas numéricas: una ya clásica, los exponentes característicos de Lyapunov, y otra más reciente, presentada por Cincotta & Simó (2000), el Mean Exponential Growth factor of Nearby Orbits (MEGNO).

1. Introducción

En modelos hamiltonianos realistas no existen otras integrales globales aparte de la energía; es el carácter no integrable de los modelos galácticos lo que indica la necesidad de contar con métodos numéricos eficientes para su estudio dinámico. Con este objetivo, se realizó una comparación entre dos de estas herramientas: los exponentes característicos de Lyapunov (LCNs), y el Mean Exponential Growth factor of Nearby Orbits (MEGNO), que ha sido satisfactoriamente aplicado a problemas de índole astronómica (ver por ejemplo Goździewski & Konacki, 2004).

En Cincotta et al. (2003), la eficiencia del MEGNO fue evaluada para el oscilador cuártico perturbado tridimensional, un modelo relativamente simple que permitió observar la estructura del espacio de fases en forma global. Aquí, en cambio, el MEGNO se aplica a un potencial que reproduce muchas de las características de las galaxias elípticas reales. Desarrollado por Muzzio et al. (2005), será éste el escenario para la comparación.

2. Comparación entre los Exponentes de Lyapunov y el MEGNO

El objetivo de esta sección es presentar los principales resultados de un relevamiento estadístico del comportamiento del MEGNO al aplicarlo al potencial galáctico presentado por Muzzio et al. (2005). A tal efecto, se consideraron los resultados obtenidos por dichos autores para los LCNs de las 3472 órbitas por ellos estudiadas. Para la clasificación de las órbitas se utilizó el criterio dado por Muzzio et al. (2005), donde se denominaron órbitas regulares a aquéllas con valores nulos de los exponentes uno y dos de Lyapunov -de ahora en más L1 y L2 respectivamente- (1644 órbitas), parcialmente caóticas a aquéllas con el L1 claramente positivo y el L2 igual a cero (308), y caóticas a las que tuvieran el L1 y el L2 claramente positivos (1520), donde por cero se entiende un valor, Vc , obtenido a partir de integraciones durante intervalos de 10000 u.t. (unidades de tiempo), en nuestro caso, $Vc = \ln T/T \approx 0,00092$ (u.t.)⁻¹. Muzzio et al. (2005) adoptaron un valor empírico ligeramente superior, $Vc = 0,00155$ (u.t.)⁻¹, y éste es el valor que consideraremos al efecto de respetar la clasificación por ellos realizada.

El cálculo del MEGNO se efectuó para distintos tiempos finales: cortos (1500 y 3000 u.t.), intermedio (5000 u.t.) y largo (10000 u.t.), aunque aquí sólo exponemos los resultados obtenidos para tiempos largos. Cabe destacar que existió un alto nivel de coincidencia en las clasificaciones dadas por ambos indicadores ya a tiempos cortos, y mencionar que la precisión en la conservación de la energía fue de $\sim 10^{-12}$ en todos los casos.

2.1. Sobre el tiempo final de integración de 10000 u.t.

Ubicando las 3472 órbitas en un histograma según los respectivos valores del MEGNO para un tiempo de integración de 10000 u.t., se concluye que la concordancia entre la clasificación dada por este indicador y la resultante de los LCNs es prácticamente total. En efecto, el MEGNO ubica a todas las órbitas caóticas dentro de los intervalos de irregularidad (i.e. [2,01;10000]). Para las órbitas regulares se tiene un 92% de concordancia (1513 pertenecen al intervalo [0,1;2,01]). Las órbitas parcialmente caóticas muestran un comportamiento más parecido al de las caóticas que al de las regulares, aunque claramente se observa su máximo en el intervalo [10;100]; para las órbitas caóticas, el máximo se encuentra en el intervalo [100;1000).

La correlación entre los valores del MEGNO y los LCNs para las 3472 órbitas se muestra en las Figs. 1. Al respecto, cabe destacar que: se distinguen diferentes niveles de estabilidad de órbitas regulares debido a desviaciones del valor de regularidad establecido para el MEGNO (~ 2) [Cincotta & Simó (2000)]; los valores del MEGNO para las órbitas caóticas crecieron abruptamente respecto de los correspondientes a tiempos finales menores; las 308 órbitas parcialmente caóticas pertenecen al intervalo [2,01;10.000), indicando un comportamiento de tipo irregular para las mismas, hecho que se explica por el carácter escalar del MEGNO que resulta equivalente al máximo exponente de Lyapunov, aún cuando, tal como se especifica en Muzzio et al. (2005), no existiría tal parentesco: la distribución espacial de esta clase orbital es muy distinta a la de las órbitas caóticas, no así a la de las regulares. De todas maneras el MEGNO puede definirse también en tres direcciones, y de esta forma podrían distinguirse órbitas

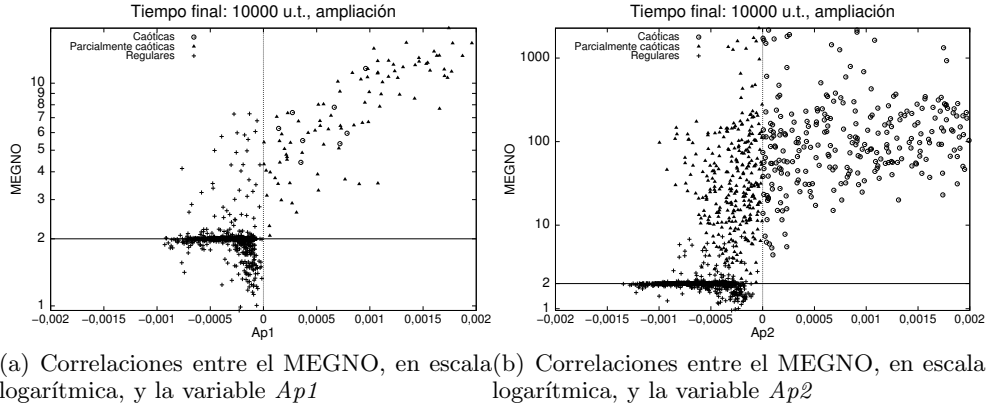


Figura 1. MEGNO Vs. Ap , donde $Ap1=L1-Vc$ y $Ap2=L2-Vc$, con $Vc = 0,00155 (u.t.)^{-1}$ dado por Muzzio et al. (2005).

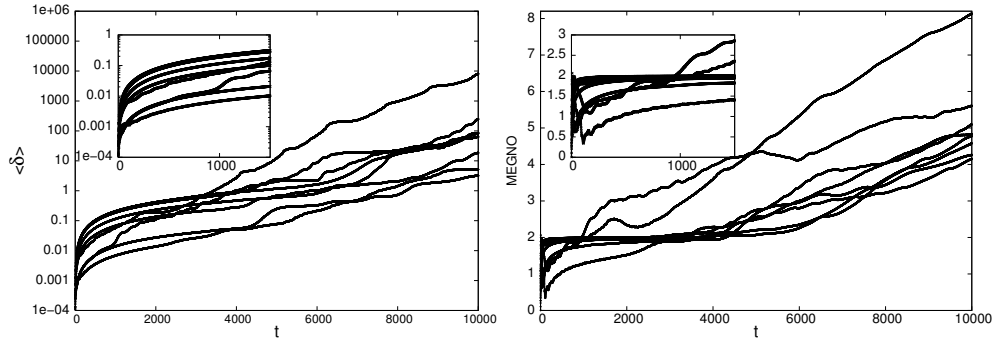
caóticas de parcialmente caóticas. Además, en un sistema no lineal no integrable, en resonancias aisladas, la separatriz se transforma en una capa estocástica y por tanto una órbita atrapada en ella tendrá la posibilidad de difundir en una dirección transversal a la misma. Como la capa estocástica tiene un ancho finito, esta difusión está acotada. Por ello sería esperable que, una órbita que se encuentra atrapada en una capa estocástica de una determinada resonancia se comporte en forma similar a las regulares que están dentro de ella (ver Cincotta (2002)).

2.2. Sobre las órbitas *MVM*

Analizaremos un conjunto particular de las 3472 órbitas estudiadas: aquellas clasificadas como regulares por Muzzio et al. (2005), para las cuales sin embargo el MEGNO reveló un comportamiento de tipo caótico. A fin de determinar fehacientemente la naturaleza de su comportamiento, para aquellas con los mayores valores del MEGNO (órbitas *MVM*) se calculó la evolución del $\langle \delta(t) \rangle$ definido por $\langle \delta(t) \rangle = \frac{1}{t} \int_0^t \delta(t) dt$, donde $\delta = \|\vec{\delta}\|$, con $\vec{\delta}$ solución de las ecuaciones variacionales, lo cual nos brindaría una correcta interpretación sobre el tipo de movimiento que puedan desarrollar. En la Fig. 2(a), presentamos la evolución secular del $\langle \delta(t) \rangle$ de las órbitas mencionadas y en la Fig. 2(b) presentamos la evolución del MEGNO para las mismas órbitas. Este valor medio subestima el valor del $\delta(t)$ en el caso de crecimiento exponencial en un factor t^{-1} .

Como se ve en la ampliación de la Fig. 2(a), tenemos una evolución de tipo lineal del $\langle \delta(t) \rangle$ para tiempos cortos, pero a medida que el tiempo aumenta (gráfico completo), la evolución se torna exponencial. Por tanto, la solución de las ecuaciones variacionales revela la naturaleza caótica de estas órbitas. En la Fig. 2(b) presentamos la evolución del MEGNO para estas mismas órbitas *MVM*. A tiempos cortos (ver ampliación) las órbitas parecen ser regulares, pero para tiempos largos el indicador confirma su irregularidad.

Esta deficiencia en la clasificación realizada por Muzzio et al. (2005) utilizando los LCNs se debe a la necesidad de establecer un valor de corte, que los autores fijan en forma empírica como $Vc = 0,00155 (u.t.)^{-1}$.



(a) Evolución temporal del $\langle \delta(t) \rangle$, en escala logarítmica

(b) Evolución temporal del MEGNO

Figura 2. Evolución temporal del $\langle \delta(t) \rangle$ y del MEGNO. Cada figura cuenta con una ampliación que se extiende hasta las 1500 u.t.

3. Conclusiones

En los experimentos realizados el MEGNO logró clasificar correctamente como caóticas las órbitas *MVM*. Para las órbitas caóticas que caen dentro de la pequeña región que comprende al valor crítico, el MEGNO acusó diferencias entre ellas en cuanto a la medida de hiperbolicidad, gracias a la gran dispersión en los valores obtenidos para el MEGNO. Respecto a las órbitas parcialmente caóticas, la clasificación del MEGNO las liga a una naturaleza irregular. Señalamos además, que los tiempos de cómputo requeridos para el cálculo del MEGNO fueron del orden de un día, extremadamente inferiores a los necesarios para el cálculo de los LCNs.

Luego, el MEGNO respondió eficientemente como un indicador rápido de la dinámica global en un potencial que modela en forma realista una galaxia elíptica.

Referencias

- Cincotta, P.M., 2002, *New Astronomy Reviews*, 46, 13
 Cincotta, P.M., Giordano, C.M. & Simó, C., 2003, *Phys. D*, 182, 151
 Cincotta, P.M. & Simó, C., 2000, *A&AS*, 147, 205
 Giordano, C.M. & Cincotta, P.M., 2004, *A&A*, 423, 745
 Goździewski, K. & Konacki, M., 2004, *ApJ*, 610, 1093
 Muzzio, J.C., Carpintero, D.D. & Wachlin, F.C., 2005, *CeMDA*, 91, 173 35, 67

PRESENTACIÓN MURAL

Propiedades magnetohidrodinámicas de la heliosfera interna

M.E. Ruiz¹ & S. Dasso^{1,2}

(1) *Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE)*

(2) *Departamento de Física, Fac. de Cs. Exactas y Naturales (UBA)*

Abstract. Based on (*in situ*) plasma and magnetic observations made by the Helios-1 spacecraft, we revise properties of the inner heliosphere. In particular we study here the radial dependence of the main parameters of the heliospheric plasma and the large scale magnetic configuration for non-magnetic cloud conditions. We then compare the observed properties with the solar wind configuration predicted by Parker's model.

Resumen. A partir de observaciones (*in situ*) realizadas por la sonda Helios-1, presentamos un estudio que revisa las propiedades del campo magnético y del plasma en la heliosfera interna. En este trabajo estudiamos la dependencia radial de los parámetros principales del plasma heliosférico y de la configuración magnética de gran escala para condiciones de viento solar sin presencia de nubes magnéticas. Luego comparamos las propiedades observadas con la configuración del viento solar predicha por el modelo de Parker.

1. Introducción

Con el fin de mejorar el conocimiento de la configuración de gran escala del viento solar estacionario, en particular su apartamiento respecto del modelo de Parker (Parker, 1958), estudiamos la dependencia del campo magnético (\mathbf{B}) y de los principales parámetros del plasma en el viento solar con la distancia heliocéntrica (r). Estudios de la dependencia de algunas propiedades del viento solar con respecto a la distancia al sol, han sido llevados a cabo en trabajos anteriores (e.g., Mariani & Neubauer, 1990). En el presente estudio hemos descartado muestras que contienen características típicas de nubes magnéticas, objetos transitorios que viajan a través del espacio interplanetario y poseen propiedades del plasma muy diferentes a las del viento solar usual.

2. Análisis de observaciones y resultados

En esta sección analizamos observaciones realizadas por la sonda Helios-1 a lo largo de un ciclo solar (desde diciembre de 1974 hasta junio de 1985); observaciones de la heliosfera interna y sobre la eclíptica. Analizamos datos del campo magnético y del plasma interplanetario con una cadencia temporal de un minuto.

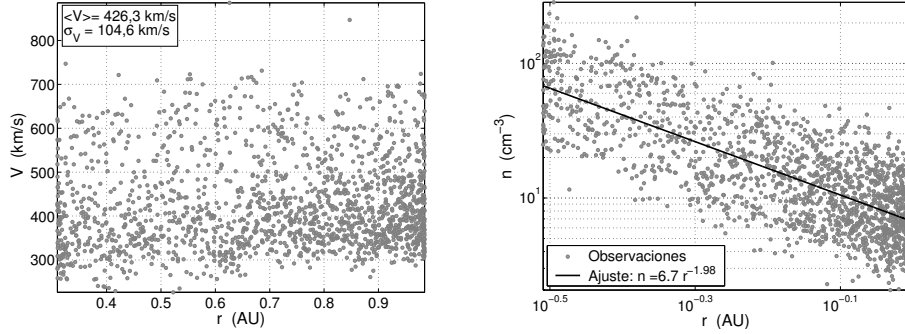


Figura 1. Variaciones heliocéntricas de V y n

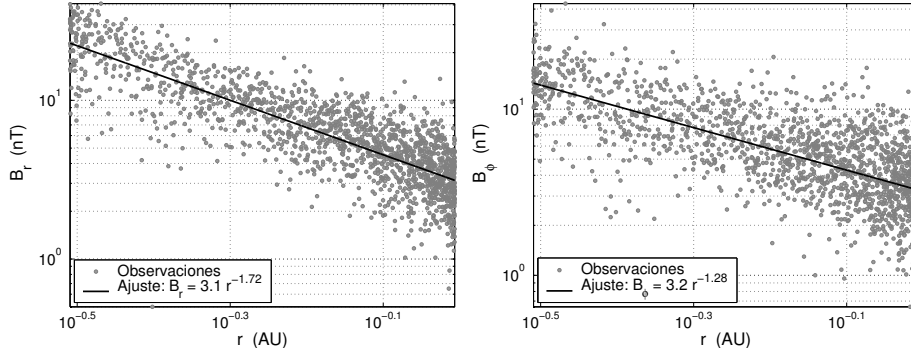


Figura 2. Variaciones heliocéntricas de B_r y B_ϕ .

Agrupamos los datos de la misión Helios-1 en intervalos de 24 hs, un rango de tiempo en el cual la distancia de la sonda al Sol prácticamente no varía comparado con la distancia Sol-Tierra. Luego promediamos las cantidades a estudiar dentro de cada intervalo, y consideramos estos promedios diarios a lo largo de todo el presente estudio. Con el fin de analizar parcelas de fluido que correspondan a viento solar usual, como primer aproximación, hemos descartado aquellos intervalos con $\beta_p < 0,2$ (con β_p el cociente entre la presión cinética y la magnética), y de esta manera excluimos sistemáticamente intervalos que contienen nubes magnéticas (Lepping et al., 2003). Estas nubes son objetos con propiedades magnéticas, termodinámicas y de expansión diferentes al viento usual. Hemos estudiado 1656 intervalos, debido a que descartamos 170 intervalos con β_p bajo.

Entre 0.3 y 1 unidad astronómica (UA) la velocidad radial (V) del viento solar no presenta una dependencia sistemática con r , la distancia al sol (ver Figura 1, panel izquierdo), en acuerdo con las predicciones del modelo del viento solar de Parker (Parker, 1958). Sin embargo hay una dispersión muy significativa en los valores encontrados para V ($426,3 \pm 104,6 \text{ km s}^{-1}$), la cual podría deberse a diferentes condiciones iniciales en la superficie solar (e.g., diferentes temperaturas, diferentes velocidades iniciales, etc.) o a apartamientos del modelo simplificado de Parker. Es de esperar que el volumen de una parcela de fluido con velocidad radial (\hat{r}) constante, sufra una expansión en las dos dimensiones perpendiculares

a \hat{r} durante su evolución dinámica al alejarse del Sol, una expansión del volumen proporcional a r^2 . Así, en este caso la conservación de la masa implica que la densidad de masa (y en consecuencia también el número de protones por unidad de volumen, n) debería decaer como r^{-2} . Observaciones de n en función de r muestran (Figura 1, panel derecho), que n sigue una ley de potencias. Un ajuste de cuadrados mínimos resulta $n \sim r^{-1,98}$, con una incerteza para el exponente de $1,98 \pm 0,18$, un resultado consistente con el decaimiento esperado para V constante.

Dado que el viento solar es un medio de muy baja resistividad, el campo magnético es advectado por el movimiento del fluido y el flujo magnético a través de una superficie material se conserva. Así, se espera una ley de decaimiento para cada componente de \mathbf{B} dependiente de la tasa de expansión de la parcela de fluido en el plano perpendicular a la dirección de dicha componente. La Figura 2 (panel izquierdo) muestra que la componente radial de \mathbf{B} (B_r) decae como $r^{-1,72 \pm 0,37}$. Mientras que encontramos que B_ϕ (componente de \mathbf{B} en la eclíptica y perpendicular a la radial, ver Figura 2, panel derecho) decae como $r^{-1,28 \pm 0,32}$. Ambos resultados son consistentes con la expansión del volumen de la parcela de fluido como r^2 , debido a la expansión de la superficie perpendicular a \hat{r} .

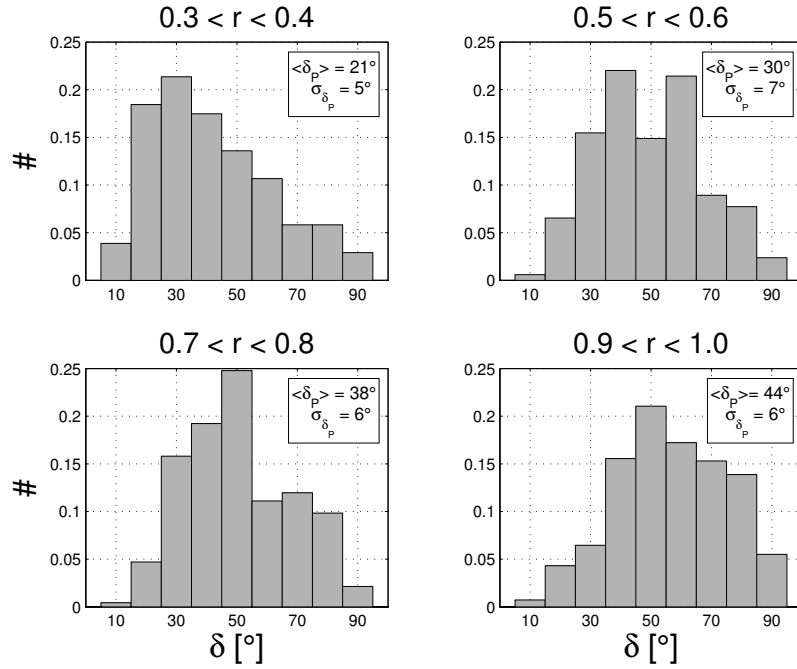


Figura 3. Histograma de δ observado para diferentes estaciones. El recuadro muestra el valor medio y dispersión de δ_P (modelo de Parker).

Para cada intervalo estudiado se calculó el ángulo (δ_P) esperado entre \mathbf{B} y \hat{r} , para r y V observados y según el modelo de Parker: $\tan(\delta_P) = \frac{2\pi r}{\tau V}$, donde τ es el período sideral de rotación solar ($\tau = 25,38$ días). Para este estudio se definieron cuatro estaciones de observación equiespaciadas entre 0.3 y 1.0 AU. El

valor medio de δ_P , junto con su desviación standard es mostrado en el recuadro de cada panel (estación) de la Figura 3.

Para estudiar el apartamiento de la dirección observada de \mathbf{B} respecto del valor esperado según el modelo de Parker, analizamos la evolución del ángulo observado (δ) entre la proyección de \mathbf{B} en la eclíptica y \hat{r} : $\cos(\delta) = B_r / \sqrt{B_r^2 + B_\phi^2}$.

La Figura 3 muestra los histogramas de δ para cada una de las estaciones. Se observa una distribución muy ancha de δ y un desplazamiento sistemático entre $\langle \delta_P \rangle$ y el pico del histograma de δ (con el pico de δ mayor que $\langle \delta_P \rangle$); este desplazamiento sistemático podría deberse o bien a la presencia significativa de otros 'grumos' en el viento solar (además de las nubes magnéticas con β bajo, que han sido excluidas en este análisis), y/o a variaciones de la dirección de \mathbf{B} debido a la interacción entre regiones de viento solar rápido con viento solar lento (por ejemplo en regiones de cambios de sector magnético).

3. Conclusiones

Hemos estudiado propiedades estacionarias del plasma y de la estructura magnética de gran escala en la heliosfera interna sobre la eclíptica, descartando nubes magnéticas. Nuestros resultados están básicamente en acuerdo con los esperados en el marco teórico del viento solar de Parker; hemos cuantificado las diferencias entre la teoría y las observaciones, principalmente en la orientación de \mathbf{B} . Estos resultados permitirán mejorar el conocimiento que actualmente se tiene de la evolución dinámica de objetos macroscópicos transitorios que viajan inmersos en este medio (como por ejemplo las nubes magnéticas), la propagación y modulación de rayos cósmicos en la heliosfera (tanto de origen solar como de origen galáctico), etc. Las fluctuaciones magnéticas en la heliosfera también desempeñan un rol significativo durante la propagación de partículas cargadas, ya que estas fluctuaciones de escala pequeña logran producir cambios abruptos en la energía y/o cantidad de movimiento de las partículas. Estudios de fluctuaciones magnéticas en la heliosfera interna serán objeto de futuros trabajos.

Agradecimientos. Este trabajo fue parcialmente financiado por: UBACyT X329 (UBA) y PIP 6220 (CONICET). M.E.R. es becaria de la UBA. S.D. es miembro de la Carrera del Investigador Científico, CONICET.

Referencias

- Mariani F. & Neubauer F. 1990, in *Physics of the Heliosphere I*, Springer, 183.
 Lepping R.P. et al. 2003, *Solar Phys.*, 212, 425.
 Parker E.N. 1958, *ApJ*, 128, 664.

Parte II

Estrellas y Sistemas Estelares

TRABAJO INVITADO

Binarias simbióticas

Estela Brandi^{1,2,3}

(1) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas (FCAG-UNLP)*

(2) *Comisión de Investigaciones Científicas de la Provincia de Buenos Aires (CIC)*

(3) *Instituto de Astrofísica de La Plata (IALP - CONICET - UNLP)*

Abstract. Symbiotic stars are interacting binaries in which a red giant transfers material to a compact and hot companion. A third component of the binary is the nebulae around the system, partially ionized by the hot source. This paper aims to review the current understanding of symbiotic binaries, with special emphasis in their multifrequency observational characteristics, the basic parameters of the two components of the binary system, the mechanisms of mass loss and accretion and in the role of these processes in the observed activity of these objects.

Resumen. Las estrellas simbióticas son sistemas binarios interactuantes en los cuales una estrella gigante roja transfiere material a una compañera compacta y mucho más caliente. Una tercera componente es la nebulosa que rodea al sistema, parcialmente ionizada por la radiación de la fuente caliente. En el presente trabajo se hace referencia al actual conocimiento de estos objetos, con especial énfasis en sus características observacionales multifrecuencia, los parámetros básicos de las componentes del sistema binario, los mecanismos de pérdida de masa y acreción y el rol de estos procesos en la actividad observada en los sistemas simbióticos.

1. Introducción

En 1932 Merrill & Humason escribieron una nota que fue publicada en el PASP donde llamaron la atención sobre la existencia de un pequeño grupo de estrellas cuyos espectros mostraban bandas moleculares de absorción de TiO junto con emisiones de HeII 4686, [OIII] 4363 y otras líneas nebulares. Merrill las llamó más tarde *estrellas simbióticas* en ocasión de un trabajo sobre BF Cyg que presentó en 1941 en la American Astronomical Society, describiendo su espectro como una *combinación de espectros* pertenecientes a fuentes con regímenes de temperatura muy diferentes.

Más tarde, observaciones fotográficas del Harvard College Observatory mostraron que estos objetos presentaban variaciones de luz más o menos regulares con períodos de 2-3 años y también ocasionales explosiones tipo novae de 2-3 magnitudes. Estas explosiones estaban acompañadas a su vez por dramáticos cambios espectrales.

La explicación más natural de un espectro simbiótico es que provienen de sis-

temas binarios cuyas componentes tienen temperaturas extremas. Pero la detección del movimiento binario en simbióticas era una difícil tarea por la baja amplitud de los cambios en las velocidades radiales. Pero fueron las observaciones con el IUE (International Ultraviolet satellite) las que definitivamente confirmaron la naturaleza binaria de todas las simbióticas al detectarse intensos continuos UV para cada estrella observada.

Actualmente, la definición de una binaria simbiótica típica consiste en una gigante roja evolucionada (una gigante M normal o una variable pulsante Mira) transfiriendo material a una estrella mucho más caliente (usualmente una enana blanca o menos frecuentemente, una estrella de secuencia principal o de neutrones), vía el viento estelar o bien a través del punto lagrangiano, en caso de que la gigante llene el lóbulo de Roche. Parte del material perdido es ionizado por la componente caliente originando una nebulosa, que constituye la tercera componente de estos sistemas. Allí se originan las intensas líneas de emisión observadas en el óptico y UV. Como la presencia de una gigante roja que pierde masa es indispensable para tener una binaria simbiótica, los sistemas deben ser lo suficientemente espaciales como para contener tal estrella pero con una separación límite que permita la transferencia de materia de una componente hacia la otra. La acreción de material sobre la estrella caliente juega un rol muy importante para derivar las propiedades básicas y evolución de estrellas simbióticas, a la vez que involucra fenómenos energéticos importantes.

Se trata de objetos altamente variables. Además de los cambios periódicos debidos al movimiento orbital, tanto la gigante como la estrella caliente presentan variabilidad intrínseca.

En la actualidad se conocen unas 200 estrellas simbióticas en nuestra galaxia y alrededor de una docena en otras galaxias cercanas (Draco y Nubes de Magallanes). Las componentes frías de los sistemas extragalácticos son a menudo estrellas de Carbono o bien tienen tipos espectrales M0 o más tempranos (Morgan 1992 y 1996)

Respecto a la distribución de simbióticas en nuestra galaxia existe una controversia: por un lado se dice que la mayoría pertenece a la vieja población del disco; en cambio, Whitelock & Munari (1992) sugirieron que las gigantes simbióticas pueden estar relacionadas con las tipo M ricas en metales encontradas en el bulbo galáctico, ellas tienen también bajas masas y metalicidad mayor que la solar. Los grados de pérdida de masa de las gigantes simbióticas son sistemáticamente mayores que para las gigantes locales brillantes pero son similares a las de las estrellas del bulbo.

2. Componente fría

La fotometría IR es útil para estudiar la naturaleza de la componente fría. En el rango 1-5 μ , parecen ser o bien gigantes rojas normales o variables tipo Mira. La mayoría de los sistemas (un 80 %), tienen colores IR consistentes con temperaturas fotosféricas de 3000-4000 K y han sido llamadas tipo S (*stellar*) mientras que los restantes tienen colores IR típicas de cuerpo negro con temperaturas de 1000 K correspondientes a envolturas de polvo y por ello son conocidas como tipo D (*dust*). También emiten en el lejano IR, el 50 % de las simbióticas conocidas fueron detectadas por el Infrared Astronomical Satellite (IRAS) en 12, 25 y 60 μ , los cuales fueron muy útiles para determinar grados de pérdida de masa en las

componentes frías.

La clasificación en sistemas tipo S y D, más que una mera diferenciación del comportamiento IR, es una distinción entre sistemas con diferentes separaciones orbitales (períodos), pérdidas de masa, densidades nebulares, etc (ver tabla 1).

Tabla 1. Simbióticas tipo S y D

	Tipo S	Tipo D
Período orbital	200-1500 días	≥ 50 años (desconocidos)
Separación orbital	1 - 3 UA	10 - 100 UA
Pérdida de masa	$10^{-7} M_{\odot}/\text{año}$	$10^{-5} M_{\odot}/\text{año}$
Densidades nebulares	$10^8 - 10^{10} \text{ cm}^{-3}$	10^6 cm^{-3}

2.1. Miras simbióticas

Se conocen unas 20 Miras simbióticas con períodos de pulsación conocidos. Existen diferencias respecto a las Miras "normales": los períodos de pulsación de las Miras simbióticas son mayores; poseen pérdidas de masa mayores, $\dot{M} \sim 10^{-5} - 10^{-6} M_{\odot}/\text{año}$; los eventos de "oscurecimiento" (atribuidos al mecanismo de formación y evaporación de los granos de polvo), son mucho más comunes y raramente tienen emisión maser. Hasta el momento, las únicas Miras simbióticas con emisión maser de SiO y H₂O, son o Ceti y R Aqr y maser de OH solamente en H1-36

Se han detectado nebulosas extendidas ionizadas alrededor de simbióticas y en la mayoría de los casos están asociadas con las Miras simbióticas (Corradi & Schwarz 1996, Corradi et al. 1999). Se requiere que la cantidad de materia acretada por la enana blanca es solamente una pequeña fracción del viento de la Mira (solo un 1%) y el resto se distribuye alrededor del sistema formando nebulosas gaseosas extendidas. Cuando el material acumulado sobre la superficie de la enana blanca alcanza un valor crítico, la estrella lo eyecta en forma de vientos rápidos durante una violenta erupción tipo Nova. Estos vientos supersónicos interactúan con el viento lento de la Mira dando forma a una nebulosa extendida que a su vez es fotoionizada por la estrella caliente.

Morfológicamente son similares a las nebulosas planetarias. Son comunes las bipolares y las Miras simbióticas constituyen una demostración práctica de la formación de nebulosas bipolares, como una consecuencia de la interacción en binarias separadas (Corradi & Schwarz 1996) En algunos casos (R Aqr, HMSge, BI Cru, He2-104, *The Southern Crab*), presentan además componentes tipo jets (Santander-García & Corradi (2007). En R Aqr y He2-104 se observan también envolturas internas, indicando múltiples eventos de eyección que han ocurrido en escalas de tiempo mayores que 500 años. Las velocidades de expansión son de 100-300 Km/s y las edades cinemáticas, entre 200 y 2000 años, indican que se tratan de nebulosas relativamente jóvenes. A pesar de las similitudes, las nebulosas alrededor de las simbióticas no son PNe genuinas, es decir, no son el remanente ionizado de la envoltura de la gigante roja, progenitora de la enana blanca del sistema. Las nebulosas extendidas alrededor de las simbióticas están constituídas por el gas donado por la Mira, la cual se halla aún en la fase AGB.

3. Componente caliente

La estrella caliente de las binarias simbióticas no son observadas en la región óptica, sino que emiten en el UV extremo y en rayos X. Como la radiación X debe provenir de las regiones más calientes del sistema, proveen un acceso directo a la estrella caliente, mientras que los datos del óptico y del UV permiten derivar conclusiones en forma indirecta, a través de la región nebular. Radiación X superblanda proviene de la superficie de la enana blanca, mientras que emisiones que alcanzan 0.8 Kev provienen de un plasma a 10^6 K correspondientes a una región ópticamente delgada de colisión de vientos (Mürset 1997). Recientemente fue observada por Luna et al.(2007) emisión térmica de rayos X duros ≤ 100 Kev, proveniente de la capa límite de un disco de acreción alrededor de la estrella caliente.

Estudios de 65 estrellas simbióticas australes (Mikolajewska et al. 1997); de 20 simbióticas galácticas observadas con el IUE (Mürset et al. 1991) y 11 en las Nubes de Magallanes (Morgan 1992 y 1996), muestran que sus componentes calientes tienen valores medios de temperatura de 10^5 K y luminosidad de $1000 L_{\odot}$ y en el diagrama HR ocupan la misma porción que las estrellas centrales de nebulosas planetarias (ver figura 1). Las componentes calientes de las simbióticas en las Nubes de Magallanes no parecen mostrar grandes diferencias con aquellas de nuestra Galaxia, aunque parecen ser más calientes.

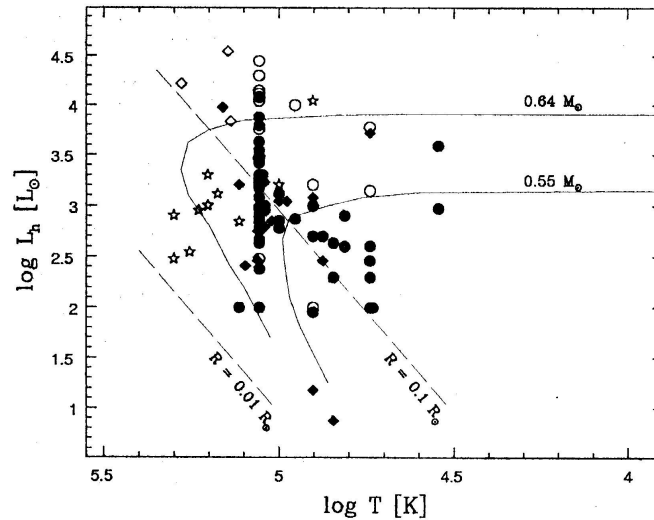


Figura 1. Ubicación de las componentes calientes de binarias simbióticas en el diagrama HR. Están representadas simbióticas galácticas tipo S (diamantes y círculos llenos), galácticas tipo D (diamantes y círculos vacíos) y pertenecientes a las Nubes de Magallanes (estrellas). Las curvas sólidas corresponden a los tracks evolutivos de Schönberner (1989) y las líneas a trazos, a radio constante. Los datos pertenecen a Mürset et al.(1991), Mikolajewska et al.(1997), Morgan (1992, 1996).

En realidad, para alcanzar tal luminosidad sería necesario un grado de acreción de unos pocos $10^{-6} M_{\odot}/\text{año}$, mucho mayor que la correspondiente pérdida de

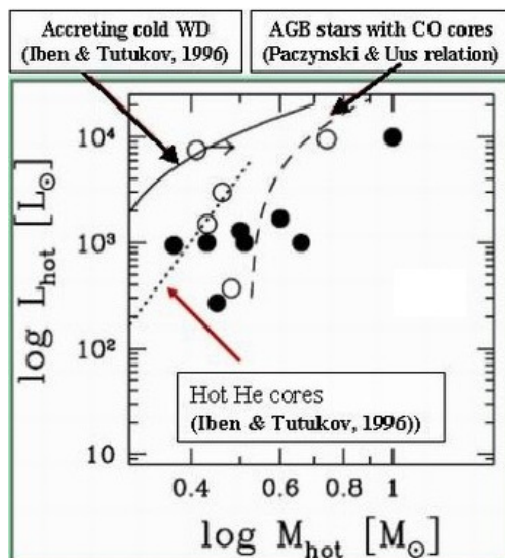


Figura 2. Relación luminosidad vs masa de las componentes calientes con masas individuales conocidas: *círculos llenos*: sistemas con múltiples explosiones, *círculos vacíos*: sistemas no eruptivos y novas simbióticas. Se indican las relaciones masa-luminosidad para enanas blancas frías (curva continua), para estrellas de la rama asintótica de gigantes (AGB) con núcleos de CO (curva discontinua) y enanas de He (curva punteada). Figura tomada de Mikolajewska, (2003)

masa de las gigantes simbióticas. Pero si consideramos que la enana blanca que-
ma material rico en H a medida que lo acreta, tan solo un grado de acreción de
 10^{-8} es suficiente para activar una enana blanca con una masa típica de $0.5 M_{\odot}$.
De acuerdo a estudios teóricos, la luminosidad de la quema del shell de H debería
ser una función de la masa del núcleo subyacente. Desafortunadamente no hay
una única relación masa del nucleo-luminosidad para enanas blancas acretoras,
porque depende significativamente de la historia térmica de la enana blanca. En
la figura 2 se muestran en el plano luminosidad vs masa las posiciones de las
componentes calientes cuyas masas individuales se conocen, junto con diferentes
relaciones masa-luminosidad teóricas. Las enanas blancas simbióticas parecen
agruparse alrededor de las relaciones masa-luminosidad de estrellas dejando la
rama asintótica de gigantes (AGB) con núcleos de CO y la rama de gigantes
rojas (RGB) con núcleos degenerados de He.

La acreción de material por parte de la componente caliente resulta en diferentes
fenómenos variables: por un lado, procesos eruptivos del tipo novas en escalas
de tiempo de años y por otro lado, ciertas inestabilidades en el proceso de acre-
ción que generan variaciones rápidas (especialmente en el U y B) de minutos o
segundos (*flickering*)

Según la naturaleza de los eventos eruptivos podemos distinguir:

- *Novas simbióticas*: sufren una única explosión que evoluciona muy lentamente, incrementan su brillo en varias magnitudes y luego decaen tardando docenas de años hasta alcanzar el estado de pre-explosión. El origen de estas explosiones se debe a reacciones termonucleares en la superficie de la enana blanca que acumula

material rico en H, a través del viento de la componente fría.

- *Simbióticas con múltiples explosiones (tipo Z And)*: muestran erupciones de 1-3 mag en escalas de tiempo de meses a pocos años (son todas tipo S). Los modelos termonucleares no son aplicables en estos casos. En la mayoría de ellos la componente caliente permanece en una luminosidad aproximadamente constante mientras que su temperatura efectiva varía de $10^5 - 10^4$ K, como en el caso de Z And. Una explicación de esto serían cambios en la transferencia de masa y/o inestabilidades en el disco de acreción.

- *Sistemas estables*: No han mostrado ninguna erupción. Se podría suponer que estos sistemas están en una configuración de combustión estacionaria, cuyas componentes calientes mantienen aproximadamente constante la luminosidad ($1000 L_{\odot}$) y la temperatura efectiva (10^5 K) durante largo tiempo.

4. Las simbióticas como binarias

4.1. Parámetros orbitales para las simbióticas tipo S

En el último catálogo de estrellas simbióticas publicado por Belczynski et al. (2000), se incluyen 188 objetos más 27 sospechados de ser simbióticos. De todos los sistemas galácticos conocidos, se ha determinado el período orbital en 60 objetos y en tres sistemas de las Nubes de Magallanes, a partir de las curvas de luz, en el caso de eclipsantes y en el resto por efecto de reflexión (modulación periódica de las curvas de luz provocado por el calentamiento del hemisferio de la gigante que enfrenta a la componente caliente).

Solamente se han determinado órbitas espectroscópicas en 32 simbióticas S a partir del movimiento de la gigante y tan solo en 13 de ellas se ha estimado la relación de masas (ver tabla 1). Las semi-amplitudes de las velocidades radiales son pequeñas (períodos largos), por lo tanto se requiere espectroscopía de alta resolución y disponibilidad de tiempo de observación en telescopios relativamente pequeños.

La distribución de los períodos orbitales abarca un rango de 200-1500 km/s y se observa que no hay diferencias sistemáticas entre los objetos del disco y del bulbo galáctico y tampoco con los de las Nubes de Magallanes. En cambio, existe un pequeño grupo de simbióticas, las *simbióticas amarillas*, que se caracterizan por pertenecer al halo galáctico, tienen baja metalicidad y poseen gigantes tipo G. En ellas la distribución de períodos orbitales se separa en dos poblaciones con $P \sim 200-600$ días y $P \leq 900$ días.

La gran mayoría de las binarias simbióticas tienen órbitas circulares, salvo en los casos en que $P \leq 1000$ días donde se ha encontrado una excentricidad alta. La distribución excentricidad-período en las simbióticas es significativamente distinta a otras binarias con gigantes tardías, las cuales tienen una fracción mucho mayor de órbitas excéntricas.

La obtención de la relación de masas en las binarias simbióticas es un punto crítico. Para determinar la curva de velocidades radiales de la componente caliente se han utilizado líneas espectrales que indirectamente trazan su movimiento orbital. Un conjunto de ellas son las absorciones correspondientes a iones una vez ionizados, presentes en la región azul del espectro y que se formarían en una envoltura que rodea a la estrella caliente, semejando un espectro tipo cF o en

la corriente gaseosa entre las dos estrellas, presumiblemente donde la corriente encuentra al disco de acreción. Por otro lado, las alas anchas de emisión del He II $\lambda 4686$, H α y H β , también reflejan el movimiento de la estrella caliente si ellas se forman en una región interna del disco de acreción. Para la medición de las alas, Quiroga et al.(2002) ha adaptado recientemente el método utilizado por Schneider & Young (1980) en binarias cataclísmicas y ha podido ser aplicado exitosamente en 7 sistemas simbióticos.

En aquellos casos en que se han podido determinar las masas individuales, el rango de masas para la gigante es de $M_g \sim 0.6-3.2 M_\odot$ y para la caliente $M_h \sim 0.3-1.4 M_\odot$. La mayoría de estos sistemas tienen una relación de masas $q=M_g/M_h=2-4$, pero en dos novae recurrentes, TCrB y RS Oph, la relación es menor que uno (ver Tabla 2), donde la estrella caliente es la más masiva ($1.1-1.4 M_\odot$), con valores cercanos al límite de Chandrasekhar y son consideradas probables progenitoras de supernovas tipo Ia.

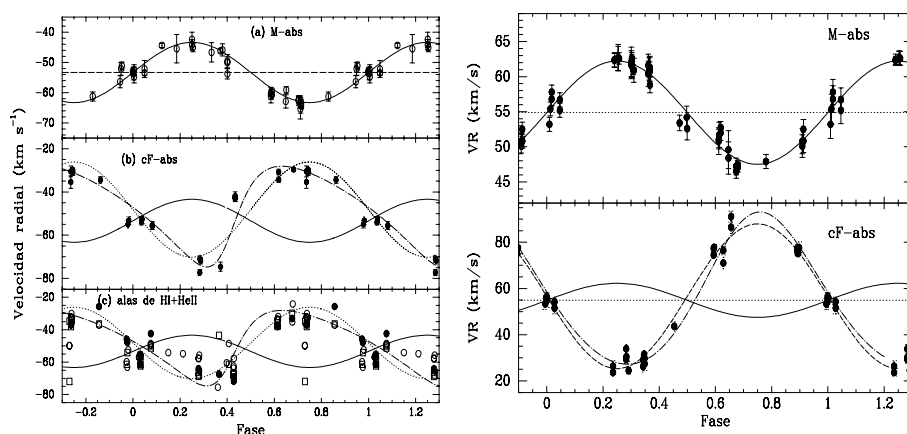


Figura 3. Curvas de velocidades radiales para ambas componentes. *Izquierda:* FN Sgr (Brandi et al. 2005) *Derecha:* Hen3-1761 (Brandi et al. 2007b)

5. Problemas a resolver

Transferencia de masa: Parece obvio que en el caso de las simbióticas tipo D la transferencia de materia es a través del viento estelar de la Mira. Pero en las tipo S, si la transferencia de materia es por el punto lagrangiano o vía el viento de la gigante, es una de las cuestiones fundamentales no definitivamente resuelta.

Por un lado, Schild et al.(2001) y Fekel et al.(2003), determinaron en una muestra de 21 sistemas, que ninguna de las gigantes llena su lóbulo de Roche, obteniendo una relación entre el radio de la gigante y el radio del lóbulo (R_g/R_{LR}), menor que la unidad. R_g es obtenido en estos casos a partir de la rotación, $v \sin i$, considerada sincrónica. La rotación asincrónica es improbable debido a las órbitas circulares y las escalas cortas de sincronización en sistemas interactuando por fuerzas de marea.

Por otro lado, recientemente Mikolajewska (2007) y Rutkowski et al.(2007), han realizado análisis sistemáticos de las curvas de luz en el cercano IR (rango donde

predomina la gigante) a fin de detectar variaciones elipsoidales, propias de es-

Tabla 2. **Elementos orbitales de simbióticas tipo S**

Objeto	P [d]	K_g [km/s]	q M_g/M_h	γ_0 [km/s]	e	T_0 [JD 24...]	$a_g \sin i$ [R_\odot]	$f(M)$ [M_\odot]	Referencias
EG And	482.6	7.3		-95.0	0	50804(3)	70	0.020	(1)
AX Per	682.1	7.8	2.3	-117.4	0	50964	105	0.033	Fekel et al.(2000)
BD Cam	596.2	8.5		-22.3	0.09	42794(2)	99.7	0.037	(1)
V1261 Ori	642	7.5		79.7	0.07	46778(3)	95	0.028	(1)
BX Mon	1401	4.3	6.7	29.1	0.49	49530	104	0.008	(1)
	1259	4.6		29.1	0.44	49680	103	0.009	(1)
SY Mus	624.5	7.4		12.9	0	49082(3)	91	0.026	(1)
TX CVn	199	5.7		2.3	0.16	45195(2)	22	0.004	(1)
RW Hya	370.2	8.8		12.4	0	45072	65	0.026	(1)
BD-21 3873	281.6	10.6		203.9	0	49087(3)	59	0.035	(1)
T CrB	227.57	23.9	0.6	-27.8	0	47919(3)	107	0.322	(1)
AG Dra	549	5.9		-147.2	0	50775	64	0.012	Fekel et al.(2000)
Hen2-173	911	8.4		-54.3	0.21	52662(2)	146	0.052	Fekel et al.(2007)
KX TrA	1350	6.8	2.3	-123.7	0.29	51703	175	0.039	Ferrer et al.(2003)
CL Sco	625	6.9		-37.9	0	52174(3)	84	0.029	Fekel et al.(2007)
V2116 Oph	1160.8	14.6		-176.7	0.10	51943 (2)	334	0.371	Hinkle et al.(2005)
AE Ara	812	5.4	4	-15.7	0	50217	87	0.013	Mikolajewska et al.(2003)
RS Oph	453.6	17.1	0.6	-38.7	0	45612(3)	152	0.25	Brandi et al.(2007a)
AS 270	671	6.5		-58.8	0	51801(2)	85	0.019	Fekel et al.(2007)
V343 Ser	451.3	2.6		-5.63	0	50398(3)	23	0.001	Fekel et al.(2001)
	450.5	2.7		-5.65	0.14	50575(2)	23.5	0.001	Fekel et al.(2001)
FG Ser	633.5	6.9		73.3	0	51031	87	0.022	Fekel et al.(2000)
AR Pav	604.5	10.9	2.5	-68.3	0	48139	130	0.079	Quiroga et al.(2002)
V433 Her	594	2.5		-55.5	0	50197	30	0.001	Fekel et al.(2000)
FN Sgr	568.3	10.5	2.1	-53.7	0	50269	118	0.069	Brandi et al.(2005)
BF Cyg	757.2	6.7	3.6	-3.75	0	51395	100	0.024	Fekel et al.(2001)
CH Cyg	5700	4.9		-57.7	0.47	45086	478	0.045	(1)
	756.0	2.6		-60.6	0	46644(2)	39	0.001	(1)
	5292	4.8			0.06	45592	500	0.060	(1)
Hen3-1761	562.2	7.1	4.3	55.4	0	49648	79	0.023	Brandi et al.(2007b)
CI Cyg	855.3	6.7	3	18.4	0	45242	114	0.027	(1)
	853.8	6.7		15.0	0.11	50426	112	0.026	(1)
V1329 Cyg	956.5	7.9	2.9	-23.1	0	51565	149	0.048	Fekel et al.(2001)
CD-4314304	1448	4.4		27.6	0	51565(3)	126	0.013	(1)
	1442	4.6		27.5	0.22	45560(2)	128	0.014	(1)
AG Peg	816.5	5.3	4	-15.9	0	31668	84	0.012	(1)
	818.2	5.4		-15.9	0.11	46812	87	0.014	(1)
Z And	758.8	6.7		-1.8	0	50260	102	0.024	Fekel et al.(2000)
CD-27 8661	763.3	10.5		-5.5	0	49280(3)	158	0.092	(1)

(1) Referencias en *A Catalogue of Symbiotic Stars*, Belczynski et al.(2000)

(2) Tiempo de pasaje por el periastro.

(3) Tiempo de velocidad máxima.

trellas distorsionadas tidalmente. La amplitud de la variabilidad es fuertemente dependiente del factor de llenado del lóbulo de Roche, R_g/R_L , encontrándose significativas discrepancias entre los R_g obtenidos de la velocidad de rotación y aquellos derivados del análisis de la curva de luz.

Distribución del período orbital en simbióticas tipo S: Vimos que la distribución de los períodos orbitales de las simbióticas tipo S, abarca un amplio rango de 200-1500 días. Por otro lado, parece claro que la mayoría de las tipo S contienen enanas blancas con núcleos de CO. Esto entonces indicaría que la mayoría de estos sistemas deben haber experimentado una fase previa de transferencia de masa. Esto probablemente habría involucrado transferencia de masa dinámicamente inestable conduciendo a una envoltura común (CE), una fase de espiralado y terminar en una binaria cerrada. Aún si el mecanismo de eyección de la CE fuera muy eficiente, la mayoría de los sistemas tendrían un período mucho más corto que el período típico de una simbiótica. Por el momento, las simulaciones, aun con la suposición optimista acerca de la eyección de la CE, no producen sistemas binarios con períodos suficientemente largos como los observados en las simbióticas S (Podsiadlowski & Mohamed 2007)

6. Conclusiones

- Observaciones multifrecuencia han permitido establecer que se tratan de sistemas binarios interactuantes de baja masa, con períodos largos, en los cuales una gigante roja transfiere material a una compañera mucho más caliente (enana blanca, estrella de secuencia o estrella de neutrones).
- La componente caliente ioniza el gas que rodea al sistema dando origen a las intensas líneas de emisión observadas en el UV y óptico.
- La naturaleza de la componente fría juega un rol importante en estos sistemas, dado que determina el tamaño de la binaria, el cual debe ser suficientemente grande como para albergar una Mira pero no demasiado, para poder transferir suficiente material a la componente caliente e iniciar así el fenómeno simbiótico.
- Las gigantes y las Miras simbióticas tienen un grado de pérdida de masa mayores que las gigantes simples o las Miras de campo. Solamente gigantes evolucionadas con alta pérdida de masa puede soportar el comportamiento simbiótico.
- Los eventos eruptivos están ligados exclusivamente a la componente caliente. La gran mayoría de los sistemas simbióticos contienen una enana blanca con $T=10^5$ K, $L=100-10000 L_\odot$ y $M_h = 0.3 - 0.6 M_\odot$
- En los casos de novas simbióticas las explosiones son originadas por eventos termonucleares en el material acregado en la superficie de la enana blanca. En cambio en las simbióticas con múltiples explosiones, la actividad puede originarse por inestabilidades en el disco de acreción alrededor de la enana blanca.

Referencias

- Belczyński, K., Mikolajewska, J., Munari, U., Ivison, R.J., Friedjung, M. 2000, A&AS, 147, 407
- Brandi, E., Mikolajewska, J., Quiroga, C., Belczyński, K., Ferrer, O.E., García, L.G., Pereira, C.B. 2005, A&A, 440, 239
- Brandi, E., Quiroga, C., Ferrer, O.E., Mikolajewska, J., García, L.G. 2007a, ASP Conf. Ser. (en prensa)
- Brandi, E. et al. 2007b, (en preparación)
- Corradi, R.L.M., Schwarz, H.E. 1997, en *Physical processes in symbiotic binaries and related stars*, Copernicus Astronomical Center, p.147
- Corradi, R.L.M., Brandi, E., Ferrer, O.E., Schwarz, H.E. 1999, A&A, 343, 841
- Fekel, F.C., Hinkle, K.H., Joyce, R.R. 2003, ASP Conf. Ser., vol.303, p.113
- Fekel, F.C., Hinkle, K.H., Joyce, R.R., Skrutskie, M.F., 2000, AJ, 120, 3255
- Fekel, F.C., Hinkle, K.H., Joyce, R.R., Skrutskie, M.F., 2001, AJ, 121, 2226
- Fekel, F.C., Hinkle, K.H., Joyce, R.R., Wood, P.R., 2007, AJ, 133, 17
- Ferrer, O.E., Quiroga, C., Brandi, E., García, L.G. 2003, ASP Conf. Ser., vol.303, p.117
- Hinkle, K. H., Fekel, F.C., Joyce, R. R., Wood, P.R., Smith, V., Lebzelter, T. 2006, AJ641, 479
- Iben, I., Tutukov, A.A. 1996, ApJS, 105, 145
- Luna G.J.M., Sokoloski, J.L., Mukai, K. 2007, arXiv:0711.0725v1 astro-ph
- Mikolajewska, J. 2003, ASP Conf. Ser., vol.303, p.9
- Mikolajewska, J. 2007, Baltic Astronomy, vol 16, Nro.1, p.1
- Mikolajewska, J., Acker, A., Stenholm, B. 1997, A&A, 327, 191
- Mikolajewska, J., Quiroga, C., Brandi, E., García, L.G., Ferrer, O.E., Belczyński, K. 2003, ASP Conf. Ser., vol.303, p.147
- Morgan, D.T. 1992, MNRAS, 258, 639
- Morgan, D.T. 1996, MNRAS, 279, 301
- Mürset, U. 1997, Copernicus Astronomical Center, ed. J. Mikolajewska, p.15
- Mürset, U., Nussbaumer, H., Schmid, H.M. 1991, A&A, 248, 458
- Podsiadlowski, Ph, Mohamed, S. 2007, Baltic Astronomy, vol 16, Nro.1, p.26
- Quiroga, C., Mikolajewska, J., Brandi, E., Ferrer, O., García, L.G. 2002, A&A, 387, 139
- Rutkowski, A., Mikolajewska, J., Whitelock, P. 2007, Baltic Astronomy, vol 16, Nro.1, p.49.
- Santander-García, M., Corradi, R.L.M. 2007, Baltic Astronomy, vol 16, Nro.1, p.65
- Schild, H., Dumm, T., Mürset, U., Nussbaumer, H., Schmid, H.M., Schmutz, W. 2001, 2001, A&A, 366, 972
- Schneider, D.P., Young, P. 1980, ApJ, 238, 946
- Schönberner, D. 1989, en *Planetary Nebulae*, ed. S. Torres-Peimbert, p.463
- Whitelock, P., Munari, U. 1992, A&A, 255, 171

TRABAJO INVITADO

Espectros Multi-Onda de las Estrellas Más Masivas

Nolan R. Walborn¹

(1) *Space Telescope Science Institute, Baltimore, Maryland, USA*

Abstract. The systematic trends and relationships among normal OB spectra in the optical, ultraviolet, and X-ray domains are reviewed. The last of these are a recent surprise to many specialists, which establish important constraints on the physical origin of the X-ray emission. Some peculiar categories are also described, including CNO anomalies at the earliest spectral type, O2; the Onfp rapid rotators, a growing class in the Magellanic Clouds that are interesting candidates for stellar mergers and/or gamma-ray burst progenitors; and the Of?p stars, one of which has recently become only the second O star with a detected magnetic field. It is essential to recognize and isolate the peculiar objects in the study of the normal systematics, which they otherwise obstruct and confuse.

Resumen. Se presentan las tendencias y correlaciones entre los espectros de tipo OB normales en los rangos óptico, ultravioleta y en rayos X. Estos últimos son una sorpresa reciente para muchos especialistas, y establecen importantes condiciones de contorno sobre el origen físico de las emisiones en rayos X. También se presentan algunas categorías peculiares, incluyendo anomalías de CNO en el tipo espectral más temprano, O2; los rotadores rápidos Onfp, de cantidad creciente en las Nubes de Magallanes, e interesantes candidatos de fusión binaria y/o progenitores de ráfagas de rayos gamma; y las estrellas Of?p, una de las cuales es solamente la segunda estrella de tipo O con campo magnético detectado. Es esencial reconocer y aislar a los objetos peculiares en el estudio de la sistemática normal, a la cual de otra manera éstos obstruyen y confunden.

1. Introducción

El sistema Morgan-Keenan (MK) de clasificación espectral, que conforma uno de los fundamentos de la astrofísica estelar, es una aplicación clásica de técnicas morfológicas. Se establece un marco de espectros de referencia (“standards”), que contienen criterios empíricos de razones de intensidades de líneas espectrales. Entonces, espectros nuevos son descritos (clasificados) diferencialmente relativo a los de referencia, con parámetros observacionales lo más semejantes posibles (preferiblemente idénticos) a los de referencia. Los espectros normales se clasifican dentro del sistema, mientras que excepciones peculiares al comportamiento normal de los criterios pueden ser reconocidas. Tanto en la definición del sistema como especialmente en su aplicación, es esencial la independencia de cualquier información externa, incluyendo hasta la calibración física y la interpretación de

los datos mismos. De esta manera, errores e incertidumbres en estos procesos subsiguientes no afectan a la descripción de los fenómenos, la cual mantiene su validez en el caso de revisiones o mejoras en los procedimientos adicionales; y correlaciones o discrepancias con otros tipos de datos pueden ser útilmente investigadas. Los peligros de ignorar estos preceptos, cuando una fenomenología diversa está más allá de la capacidad de predicción y explicación de los modelos actuales, pueden ser fácilmente apreciados con el beneficio de la historia, en una colección de ensayos especializados sobre un nuevo sistema de clasificación espectral, editada por Schlesinger (1911).

Un punto de vista corriente sostiene que la astrofísica vuelve obsoleta a la morfología. Sin embargo, cuando se abre un nuevo dominio observacional a la investigación, como por ejemplo un nuevo rango de longitudes de onda, una metalicidad diferente en una galaxia externa (o región de la nuestra), o simplemente un mayor detalle de información en datos de mejor calidad, los principios expuestos arriba son aplicables invariablemente. Dicho de otra manera, es esencial formular una imagen adecuada de los nuevos fenómenos antes de que puedan ser útilmente sometidos a interpretación o modelaje. En la Figura 1 (“Diagrama de Walborn”) se presentan estos conceptos y relaciones gráficamente; no son originales pues son bases del sistema MK, pero sí esta presentación. Un error común en la astrofísica actual es ignorar o trivializar a la categoría intermedia (Imagen). Ejemplos análogos de confusión se pueden encontrar en la literatura reciente, por ejemplo sobre la relación entre los vientos OB y los parámetros estelares fundamentales, durante los comienzos de la década de los 80. Este trabajo presenta ejemplos específicos y prácticos de tendencias y relaciones sistemáticas, como también de fenómenos peculiares (que si no son reconocidos y aislados de las anteriores, las oscurecen y confunden), descubiertas recientemente en los espectros OB por medio de la aplicación de técnicas morfológicas. También se sugiere que modelaje sistemático de estas tendencias relativo a un marco analógico de objetos de referencia podría acelerar el progreso hacia el objetivo final de la comprensión física.

2. Marco de Referencia

2.1. Tipo Espectral

La clasificación horizontal (de temperatura) óptica de tipo O se basa en la ionización del helio, principalmente la razón de las líneas de absorción He II $\lambda 4541$ / He I $\lambda 4471$, que tiene valor unitario en el tipo espectral O7 (p. ej., Walborn & Fitzpatrick 1990; WF). La línea de He I es muy débil en el tipo O4; el tipo O3 fue introducido para varias estrellas en la Nebulosa de Carina por Walborn (1971a), basado en la ausencia de la línea de He I en los datos fotográficos de aquella época. Frecuentemente se la detecta en espectros O3 en los datos modernos digitales de alta señal a ruido, pero la interpretación de esa línea muy débil es complicada por la presencia de compañeras más tardías, la resta imperfecta de la línea de emisión nebular, y posiblemente por efectos de viento en supergigantes, además del nivel de ruido. En consecuencia, Walborn et al. (2002a) refinaron la clasificación de los tipos mas tempranos en base a la razón de emisiones *selectivas* (Walborn 2001) N IV $\lambda 4058$ /N III $\lambda \lambda 4634-40-42$, agregando los nuevos tipos



Figura 1. Diagrama de Walborn: Se distinguen tres categorías consecutivas relevantes a la investigación astronómica, enfatizándose la Imagen intermedia establecida mediante la morfología. Los procesos u operaciones que unen a las categorías, y que deben ser secuenciales, están señaladas arriba en términos generales, y abajo en los específicos a la clasificación espectral y la astrofísica estelar.

espectrales O2 y O3,5 para acomodar su rango observado. La Figura 2 presenta una secuencia de tipos espectrales supergigantes muy tempranos.

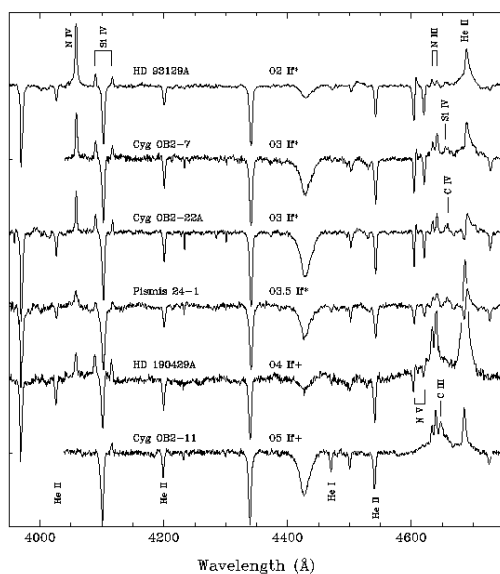


Figura 2. Secuencia horizontal (de temperatura) de espectros azul-violetas de tipo O muy tempranos. Cortesía de Ian Howarth.

La definición fotográfica original de la transición entre tipo O9,5 y B0 era la desaparición de He II $\lambda 4541$, aunque es claramente visible en este último tipo con modernos datos digitales. En la secuencia principal (clase de luminosidad V) de tipo B, el comportamiento del espectro azul-violeta entero de He I, que

alcanza un máximo en el tipo B2, es el criterio primario horizontal. En los supergigantes, la ionización de silicio, en particular Si IV $\lambda 4089$ /Si III $\lambda 4552$ en los tipos más tempranos, y el Si III relativo a Si II $\lambda\lambda 4128-30$ en los tipos B medios, provee el criterio principal horizontal. En los tipos B tardíos, el aumento de la intensidad de Mg II $\lambda 4481$ relativo a la disminuyente He I $\lambda 4471$ es un criterio útil. Las líneas de CNO proveen criterios adicionales de apoyo en los espectros (morfológicamente) normales, pero deben aplicarse con cautela en vista de las anomalías que pueden exhibir en algunos espectros (Sección 3.1 abajo). Secuencias digitales de estos tipos pueden encontrarse en WF.

Atlas de datos del *International Ultraviolet Explorer (IUE)* demuestran las muy ajustadas correlaciones entre los perfiles de los vientos estelares ultravioletas (UV) con los tipos espectrales ópticos, tanto O como B, en la gran mayoría de los espectros normales (Walborn et al. 1985, 1995, respectivamente). Sobre la secuencia principal, las líneas de resonancia de N V $\lambda\lambda 1239-43$ y C IV $\lambda\lambda 1548-51$ tienen perfiles P Cygni anchas y saturadas hasta el tipo O6 inclusive y declinan monotonamente después, mientras que Si IV $\lambda\lambda 1394-1403$ no demuestra efectos de viento en ningún tipo de la secuencia principal. En los supergigantes, por otro lado, hay un perfil de viento en O V $\lambda 1371$ en los tipos O2-O3, mientras que Si IV comienza con un perfil de viento débil en O4, que crece a un máximo en los tipos O medios y tardíos, declinando después a través de la secuencia B. En esta última, C II $\lambda\lambda 1334-36$ y Al III $\lambda\lambda 1855-63$ desarrollan perfiles de viento con máximos en los tipos B1-B2. El *Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer (FUSE)* permitió la extensión de esta fenomenología sistemática a numerosas especies e ionizaciones adicionales en el rango de 900-1200 Å incluyendo al superionizado O VI $\lambda\lambda 1032-1038$ (Walborn et al. 2002b, Pellerin et al. 2002). Muchas ilustraciones adicionales de las secuencias espectrales discutidas aquí pueden encontrarse en el nuevo libro *Spectral Classification*, editado por R. Gray y C. Corbally, a publicarse por Princeton University Press durante 2008.

2.2. Clase de Luminosidad

El sistema MK no incluyó una clasificación vertical (de luminosidad) para los espectros más tempranos que O9. Tal sistema fue introducido por Walborn (1971b, 1972, 1973), basado en la identificación del fenómeno Of (efectos de emisión selectivos en He II $\lambda 4686$ y N III $\lambda\lambda 4634-40-42$) con efectos de luminosidad negativos en absorción (es decir, intensidades disminuyentes de absorción con aumento de luminosidad, por causa inferida de relleno con emisión) en las mismas líneas de los tipos O9-B0. La Figura 3a muestra una secuencia de luminosidad en espectros ópticos azul-violetas de tipo espectral O6,5. Se puede apreciar que He II $\lambda 4686$ es una línea de absorción intensa en la secuencia principal (clase V), la cual disminuye gradualmente a través de los gigantes y aparece en emisión en el supergigante Ia, mientras que las emisiones de N III acompañan con un aumento correlativo. Estas configuraciones secuenciales se denominan con ((f)), (f), y f en los tipos espectrales, como están denotadas en la figura. Calibraciones posteriores en términos de magnitudes visuales absolutas confirmaron estas clasificaciones morfológicas, y la dependencia de temperatura y gravedad de la emisión en N III fue reproducida teóricamente por Mihalas et al. (1972).

Un “efecto Of inverso”, es decir, absorción de He II $\lambda 4686$ más *intensa* relativa a otras líneas de He que en los espectros de clase V, frecuentemente observado en

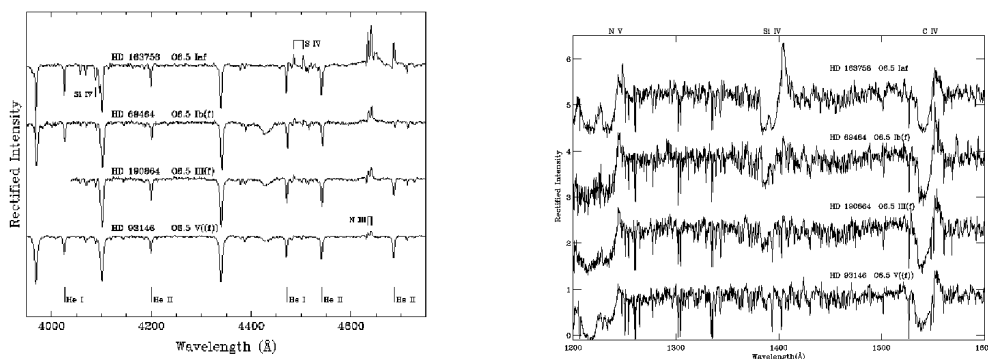


Figura 3. *Izquierda*: Secuencia vertical (de luminosidad) de espectros azul-violetas de tipo O medio. Cortesía de Ian Howarth.

Derecha: Secuencia vertical de espectros UV (*IUE*) correspondientes a las mismas estrellas de la Fig. 3a. Cortesía de Danny Lennon.

regiones muy jóvenes, se ha interpretado hipotéticamente como correspondiente a luminosidades visuales y edades menores. Eso es, los espectros típicos de clase V ya podrían tener algún relleno por emisión en esa línea, el cual sería menor o ausente en estos espectros denominados “Vz” (por “zero-age main sequence”). Algunos ejemplos en la región H II N11 de la Nube Mayor de Magallanes se encuentran en Walborn & Parker (1992) y Parker et al. (1992). Estos objetos pueden estar cercanos a o sobre la secuencia principal de cero edad, contrario a algunas expectativas de que tales no serían observables ópticamente en masas altas. Este tema ha sido desarrollado por Walborn (2006), donde se listan 50 candidatos a estrellas O de cero edad, morfológicamente seleccionados. Es un tema promisorio para la futura investigación astrofísica.

Los espectros de viento UV exhiben notables correlaciones con las clases de luminosidad ópticas. En particular, en los datos del *IUE*, las líneas de resonancia de Si IV progresan monótonicamente desde ningún efecto de viento sobre la secuencia principal, a través de perfiles de viento intermedios en los gigantes, hasta un perfil P Cyg completamente desarrollado en los supergigantes Ia; la Figura 3b demuestra los espectros UV de las mismas estrellas desplazadas ópticamente en la Figura 3a (Walborn & Panek 1984a, Walborn et al. 1985). Éste es esencialmente un efecto de ionización: la potencial de 45 eV de Si IV es significativamente menor que las de N V (98 eV) y C IV (64 eV), lo cual permite que el primero responda al rango de densidades entre estos vientos, mientras que los dos últimos permanecen saturados en todas las luminosidades. El rango de *FUSE* ofrece tres especies más con sensibilidad a la luminosidad: C III $\lambda 1176$, 48 eV; S IV $\lambda 1063-73$, 47 eV; y P V $\lambda 1118-28$, 65 eV. El último de éstos retiene sensibilidad a la densidad/luminosidad debido a la *muy baja abundancia* de P, en vez de su potencial de ionización (Walborn et al. 2002b).

Las clases de luminosidad en el rango espectral B dependen primariamente de razones de Si/He y efectos Stark en ciertas líneas de He I, y secundariamente del comportamiento de las líneas de CNO, estas últimas siempre aplicadas con cautela. Ver WF para secuencias ilustrativas en el rango óptico azul-violeta, y Walborn et al. (1995) para los efectos correlativos en el UV.

3. Categorías Peculiares

3.1. Anomalías de CNO

Un estudio de las anomalías inversas de N vs. C, O en los espectros OB de absorción, denotadas como OBN y OBC, fue presentado por Walborn (1976), y puesto al día por Walborn (2003). Es ahora generalmente aceptado que la mayoría morfológicamente normal de los supergigantes OB exhiben una mezcla de material procesado por el ciclo CNO en sus atmósferas y vientos, mientras que los relativamente escasos objetos OBC tienen abundancias físicamente normales de CNO (es decir, correspondientes a la secuencia principal), y los OBN tienen mezclas más extremas como resultado de interacciones binarias o bien velocidades rotacionales iniciales altas, con evolución homogénea en casos extremos (Maeder & Meynet 2000). Las anomalías ópticas son generalmente reflejadas en los perfiles de viento UV (Walborn et al. 1985, 1995; Walborn & Panek 1985). El reciente descubrimiento de una dicotomía de CNO entre gigantes O2 pertenecientes a las Nubes de Magallanes, inicialmente en un estudio de la región de 3400 Å en sus espectros (Walborn et al. 2004a), fue una sorpresa. Estos objetos sumamente masivos tienen edades absolutas cortas y caen cerca de la secuencia principal, indicando procesos de mezcla más rápidos que las contempladas en los modelos actuales, y/o rotaciones iniciales muy rápidas que quizás induzcan evolución homogénea de vuelta hacia la secuencia principal. La Figura 4a muestra las diferencias en las intensidades relativas de los perfiles de N V y C IV entre espectros ON2 y O2 en datos del *HST*, mientras que la Figura 4b demuestra con datos del *FUSE* que las anomalías se extienden también a los perfiles de O VI. Estos objetos representan un desafío a los modelos, y eventualmente un poderoso diagnóstico de la evolución estelar masiva temprana. Otros resultados relacionados del estudio en 3400 Å son presentados por Morrell et al. (2005).

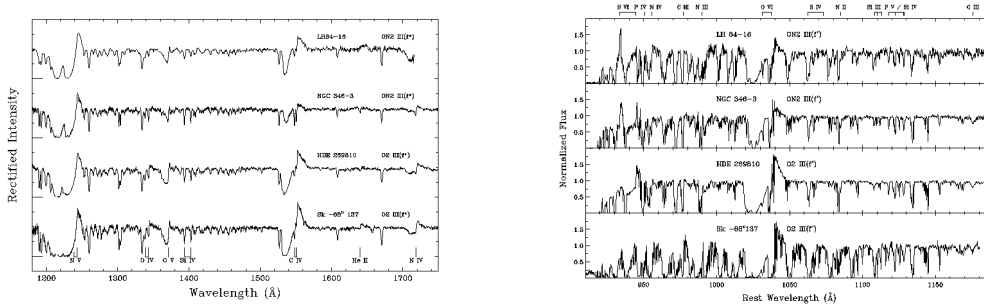


Figura 4. *Izquierda:* Espectros UV (*HST*) de estrellas muy tempranas en las Nubes de Magallanes con nitrógeno realzado (ON2) y normales (O2). Cortesía de Ian Howarth y Phil Massey.

Derecha: Espectros FUV (*FUSE*) de las mismas estrellas de la Fig. 4a. El de Sk $-68^{\circ} 137$ sufre de sustancial absorción por hidrógeno molecular interestelar. Cortesía de Alex Fullerton.

Ejemplos de anomalías típicas de CNO en los espectros ópticos de supergigantes O tardíos pueden hallarse en Walborn & Howarth (2000). En estos datos de alta calidad se identifican una plenitud de líneas débiles de CNO que fielmente reflejan la dicotomía inversa ON/OC.

3.2. Rotadores Rápidos

La Figura 5 ilustra tres variedades de rotadores rápidos de tipo O. HD 155806 es una contraparte relativamente rara de las estrellas Be; su espectro amarillo-rojo incluyendo H α es reproducida por Walborn (1980). Negueruela et al. (2004) presentan una discusión muy completa de la clase Oe. HD 191423 es uno de los rotadores más rápidos conocidos y un prototipo de la clase ONn, la cual es directamente relevante a la mezcla realizada de materia procesada en rotadores rápidos (Howarth & Smith 2001; Walborn 2003; Howarth 2004).

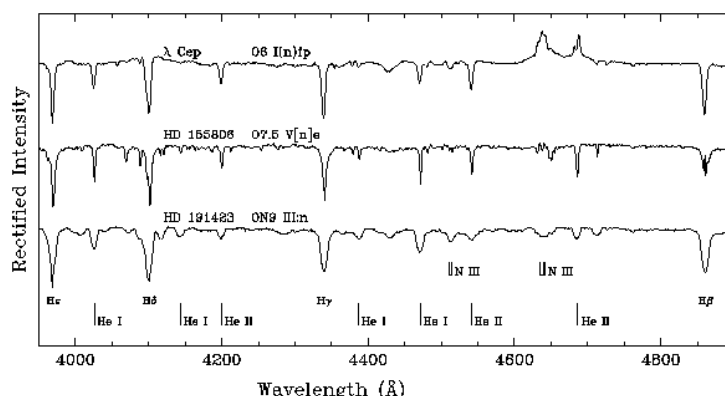


Figura 5. Espectros azul-violetas de tres variedades de rotadores rápidos de tipo O. Cortesía de Ian Howarth.

Otra clase intrigante es la Onfp (Walborn 1973; o Oef, Conti & Leep 1974), representada por λ Cephei en la Figura 5. Estos espectros presentan ensanchamientos comparables en las líneas de absorción y las de emisión Of, pero con una prominente inversión de absorción en la línea de emisión de He II λ 4686. Esta última característica podría invocar la presencia de un disco de alta temperatura; sin embargo, en un mural del Simposio No. 250 de la IAU en Diciembre 2007, J.-C. Bouret, J. Hillier, y T. Lanz han reproducido este tipo de perfil simplemente por efectos de transferencia de radiación en un viento inhomogéneo con rotación, sin disco. Recientemente se han detectado numerosos miembros de esta clase en las Nubes Magallanes durante varios programas de reconocimiento con espectroscopía múltiple, los cuales son objeto de un estudio global en preparación por Walborn, Howarth et al. (Figura 6). Estos objetos han retenido altas velocidades de rotación a pesar de poseer vientos intensos (ver ejemplo en Walborn et al. 2000), que debieran frenarlos, y son interesantes candidatos para remanentes de fusión binaria y/o progenitores de ráfagas de rayos gamma.

3.3. Estrellas Magnéticas

La designación Of?p fue introducida por Walborn (1972) para distinguir los espectros peculiares de HD 108 y HD 148937 de los espectros Of normales. La intención del interrogatorio era enfatizar que no se creía que estos objetos fueran supergigantes Of normales, como recién se habían interpretado a los últimos. Walborn (1973) agregó un tercer miembro a esta clase, HD 191612. La peculiaridad definitoria en los espectros azules es la presencia de líneas de emisión de

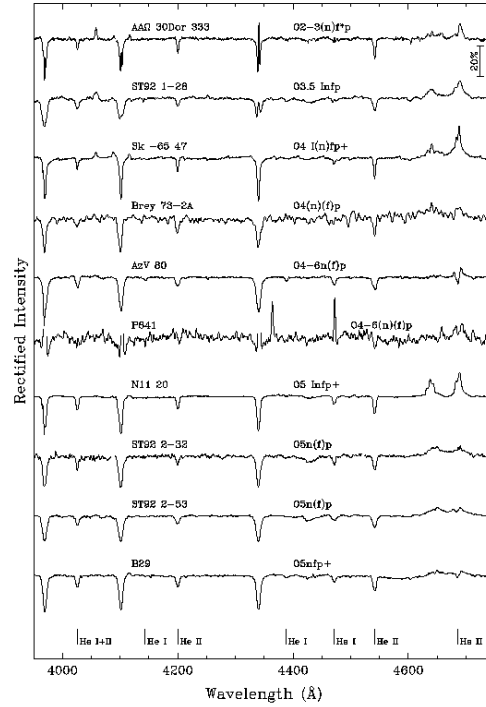


Figura 6. Ejemplos de espectros Onfp recientemente descubiertos en las Nubes Magallanes. Cortesía de Ian Howarth.

C III $\lambda\lambda 4647-4650-4651$ con intensidades comparables a N III $\lambda\lambda 4634-4640-4642$; las anteriores generalmente son mucho más débiles si existen en los espectros Of normales. Otras peculiaridades en los espectros Of?p sugieren fenómenos de envolturas o materia diluída (circumestelar). Observaciones posteriores con el *IUE* confirmaron que estas estrellas no son supergigantes, en base al comportamiento de las líneas de resonancia de Si IV (Figura 7; comparar con la Figura 3b).

Se habían reportado variaciones espectrales en HD 108, y éstas han sido bien documentadas por Nazé et al. (2001); la razón de líneas de emisión C III/N III y componentes de emisión en líneas de H y He cambian sistemáticamente en una escala de tiempo de décadas. La (in)estabilidad espectroscópica de HD 148937 es menos conocida y actualmente es investigada por Nazé & Walborn; pero esta estrella está rodeada por espectaculares nebulosas con simetría de eje y enriquecidas en N (NGC 6164-6165), parecidas a nebulosas eyectadas por las variables azules luminosas (referencias en Walborn et al. 2003).

El interés en HD 191612 renació en 2001, cuando se notó que el espectro observado por Herrero et al. (1992) era completamente diferente al publicado por Walborn (1973). En particular, la emisión de C III había desaparecido, el tipo espectral era O8 en vez de O6,5 en la observación anterior, y los perfiles de otras líneas como He II $\lambda 4686$ habían cambiado por completo. Búsquedas subsiguientes en la literatura y los archivos, en conjunto con nuevas observaciones, documentaron la repetición y estricta reproducibilidad de estas variaciones (Walborn et al. 2003). Particularmente sorprendente era la variación de H α de un

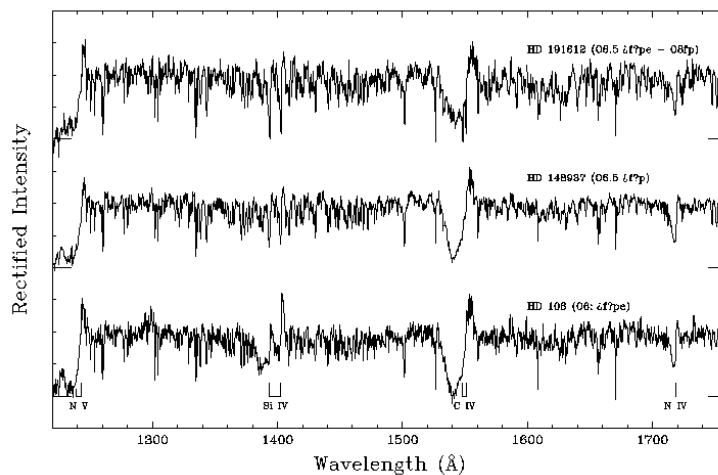


Figura 7. Espectros UV (*IUE*) de estrellas Of?p. Cortesía de Ian Howarth. Los tipos espectrales han sido traducidos al castellano a sugerencia de David Cohen.

perfil P Cygni intenso en el estado O6 a predominantemente absorción en el O8, sugiriendo grandes cambios en la tasa de pérdida de masa. La clave para descifrar el patrón de estas variaciones fue contribuida por la fotometría de *Hipparcos*, que reveló una variación de luz con muy baja amplitud y un período de 538 días (Nazé 2004), el cual satisface toda la espectroscopía (Walborn et al. 2004b). La Figura 8 demuestra la drástica dependencia de fase del espectro tanto en azul-violeta como en amarillo-rojo; mientras que la Figura 9 exhibe juntos a HD 108 y HD 191612 a mediados del 2007, con tipos O8fp casi idénticos y totalmente diferentes a sus aspectos en Walborn (1973), pero HD 108 siguiendo su trayectoria de décadas y HD 191612 en la fase correspondiente de su período de 538 días. Análisis posterior de una extensiva base de datos ópticos con cobertura de fase completa demuestra que la variación de tipo espectral de HD 191612 se debe al relleno de las líneas de He I por emisión en el estado O6 y no a una variación de la temperatura efectiva, y que el espectro O8, aunque de todas maneras peculiar, es el estado base (Howarth et al. 2007).

Los extraños fenómenos exhibidos por HD 191612 no tienen precedente en una estrella de tipo O y desafiaron a la interpretación física. La segunda clave fue solamente la segunda detección de un campo magnético en una estrella de tipo O, por Donati et al. (2006a). Aunque la cobertura completa de fase está pendiente, esta observación sugiere que las variaciones pueden ser causadas por una configuración de rotador oblicuo (ejes de rotación y campo no coincidentes) con un disco de viento magnéticamente confinado, y que el período de rotación tan largo es resultado de frenado magnético. Entonces también se sugiere la comparación con el primer rotador magnético de tipo O conocido, θ^1 Orionis C (Donati et al. 2002, Smith & Fullerton 2005, Gagné et al. 2005, Wade et al. 2006). Aunque de masa similar, esta estrella es mucho más joven, consistente con su período más corto de 15 días. θ^1 Ori C exhibe grandes variaciones en sus perfiles de viento UV como función de la fase (Walborn & Nichols 1994, Stahl et al. 1996), las

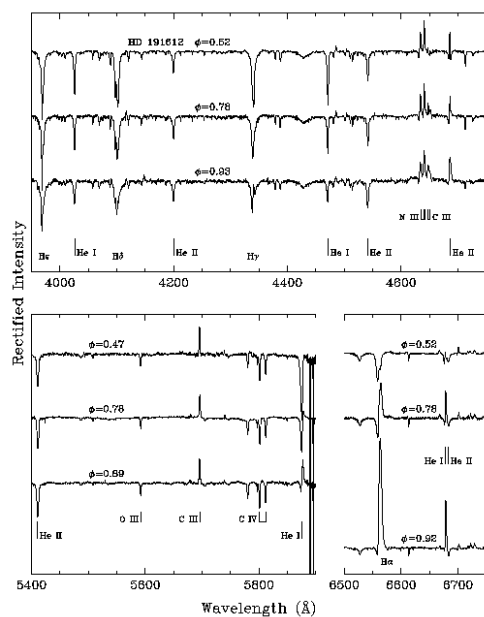
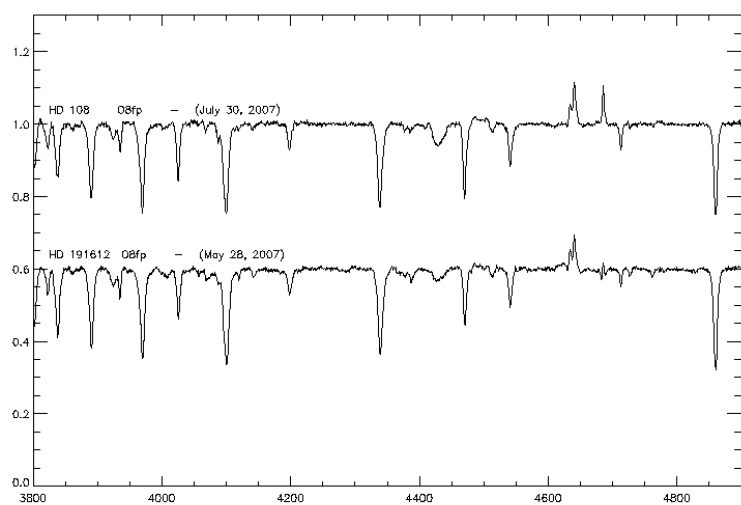


Figura 8. Espectros azul-violetas (*arriba*) y amarillo-rojos (*abajo*) del rotador magnético oblicuo Of?p HD 191612 en fases distintas de su período de 538 días. Cortesía de Ian Howarth.



J. Maiz Apellániz, A. Sota, N.R. Walborn, Observatorio de Sierra Nevada

Figura 9. Espectros azul-violetas de las estrellas Of?p HD 108 y HD 191612 en sus fases O8fp.

cuales han provisto importantes diagnósticos para los modelos físicos. Lamentablemente, aunque aprobado dos veces, un programa para obtener cobertura de fase de HD 191612 en UV con *FUSE* no se pudo efectuar antes de la pérdida de

ese satélite; ahora tal objetivo depende de una demorada misión para restaurar las capacidades relevantes al *HST*, programada para 2008.

Es notable que todas las cuatro estrellas magnéticas de más alta temperatura conocidas hasta la fecha fueron aisladas como peculiares en base a sus espectros ópticos y/o UV antes de las detecciones magnéticas. Las otras dos son τ Scorpii (Walborn & Panek 1984b; Walborn et al. 1985, 1995; Donati et al. 2006b) y ξ^1 Canis Majoris (Rountree & Sonneborn 1991, 1993; Walborn et al. 1995; Hubrig et al. 2006). Esta circunstancia sugiere una fuerte candidatura magnética de otras estrellas OB con peculiaridades o variaciones espectrales sin otra explicación. Además de las otras dos estrellas Of?p discutidas arriba, éstas son HD 36879 (Walborn & Panek 1984b, Walborn et al. 1985), θ Carinae (Walborn et al. 1995, Lloyd et al. 1995), y 15 S Monocerotis (sin publicar). Los espectros UV de tres de estas nuevas o candidatas estrellas magnéticas están desplazados en la Figura 10. De hecho, S. Hubrig ha reportado la posible detección magnética de θ Car en el Simposio No. 250 de la IAU.

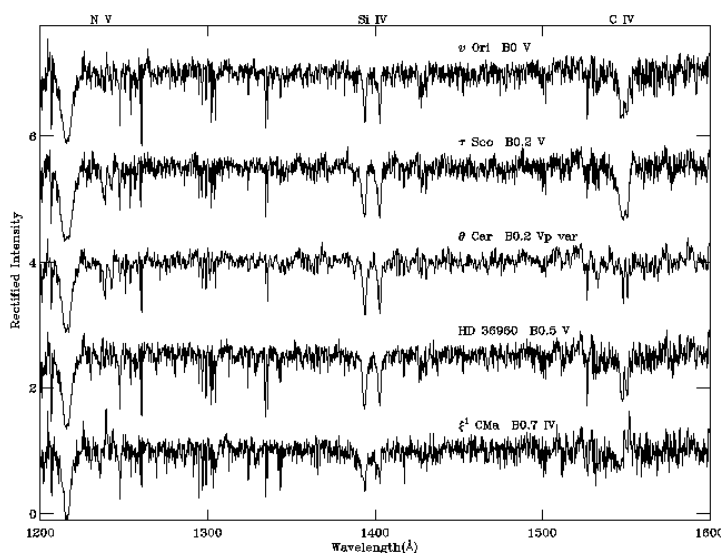


Figura 10. Espectros UV (*IUE*) peculiares de tres estrellas magnéticas de tipo B, comparados con dos espectros normales de referencia. Cortesía de Danny Lennon.

4. Sistemática en Rayos X

Las capacidades espectroscópicas de los observatorios de rayos X *Chandra* y *XMM-Newton* permiten por primera vez la extensión de las técnicas morfológicas aquí descritas en los dominios ópticos y UV, a los espectros de líneas de rayos X de las estrellas OB. Se ha realizado un programa con *Chandra* (investigador principal W. Waldron) para llenar lagunas en la cobertura de archivo del diagrama HR. Aunque tal cobertura a la fecha se mantiene escasa, es ahora suficiente para apoyar una investigación preliminar de la sistemática espectroscópica en rayos X, en relación a los tipos espectrales ópticos de las estrellas. Con ese fin,

se presenta en la Figura 11a una secuencia de datos del HETGS (“High Energy Transmission Grating Spectrometer”) de *Chandra*, correspondientes a estrellas OB de clases de luminosidad V y III. Cabe destacar que estas estrellas han sido seleccionadas como representantes normales de sus tipos espectrales; p. ej., como se puede apreciar en la Figura 11b y se comentará en más detalle a continuación, las estrellas magnéticas discutidas en la sección previa, como también algunos rotadores muy rápidos, poseen espectros peculiares en rayos X y deben ser omitidos en cualquier búsqueda de tendencias morfológicas fundamentales.

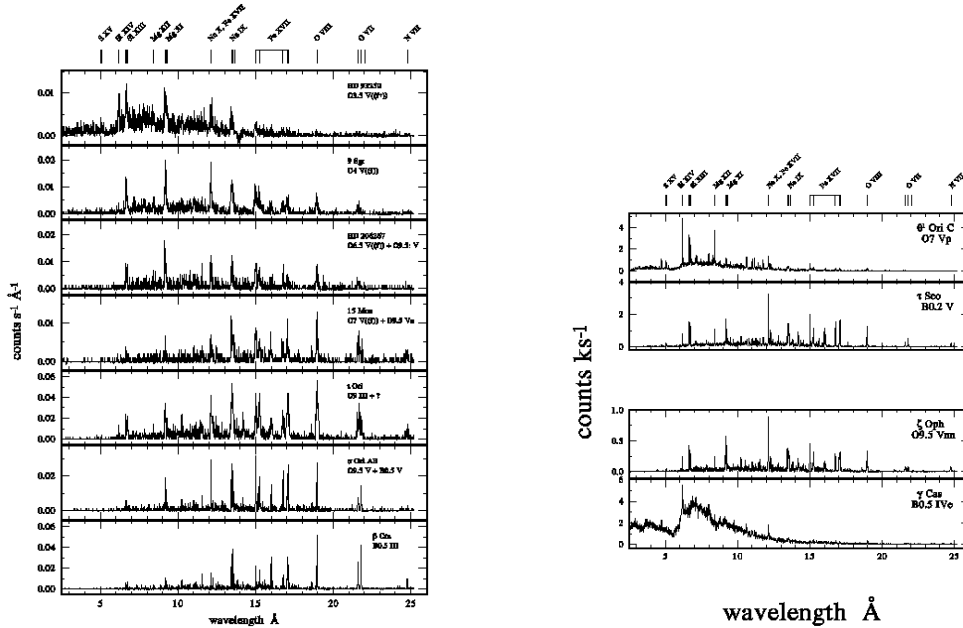


Figura 11. *Izquierda:* Secuencia de espectros de rayos X (*Chandra*) de estrellas OB, clases de luminosidad V y III. Cortesía de Wayne Waldron. *Derecha:* Espectros de rayos X de estrellas OB peculiares, magnéticas (*arriba*) y rotadores rápidos (*abajo*). Cortesía de Wayne Waldron.

La existencia de tales tendencias es aparente en la Figura 11a. Primero, las líneas más intensas se desplazan hacia ondas de longitud más largas mientras avanza el tipo espectral, lo cual es un efecto de ionización. Segundo, las razones de los pares cercanos de líneas de los iones similares a He y H (es decir, los dos últimos de cada elemento, reteniendo solamente 2 y 1 electrones, respectivamente) de Si, Mg, Ne, y O exhiben correlaciones con los tipos espectrales. Por ejemplo, es notable la rápida disminución de Si XIV/Si XIII entre los tipos más tempranos. Aún más notable y útil del punto de vista de la clasificación es la inversión de la razón de Ne X/Ne IX en los tipos O medios (a pesar de alguna interferencia de una línea de Fe XVII coincidente con Ne X en los tipos más tardíos). Algunos de estos objetos son probables binarias con colisión de vientos, lo cual sin embargo no parece obstruir las tendencias observadas; tampoco las afecta el rango de extinciones interestelares entre estas estrellas, a lo cual las razones de pares cercanos de líneas debieran ser particularmente insensitivas. Al contrario, las estrellas peculiares en la Figura 11b se apartan notoriamente de estas tendencias,

generalmente con intensidades excesivas de los iones similares a H para sus tipos espectrales, debido a energías más altas en sus vientos por efectos de los campos magnéticos o la alta rotación; mientras que el espectro de γ Cas no tiene “nada que ver” con los otros y posiblemente corresponda a una compañera colapsada u otro fenómeno adicional. Obviamente, es esencial poder reconocer y aislar a los objetos peculiares en la formulación de los fenómenos normales, si no la obstruyen y confunden.

Estas tendencias en los espectros de rayos X de las estrellas OB como función de los tipos espectrales ópticos (y por implicación, de los parámetros estelares fundamentales) son inesperadas en algunas teorías sobre su origen, y no han emergido de estudios anteriores debido a muestras inadecuadas (demasiado pequeñas, sin cobertura del rango de tipos espectrales, y/o combinando objetos normales y peculiares) y las incertidumbres en los modelos actuales. De hecho, la historia del descubrimiento de la sistemática en los perfiles de viento UV ((Walborn et al. 1985, 1995) parece repetirse en el dominio de los rayos X. La importancia de la investigación por morfología pura, enfatizada en la Introducción, se está demostrando una vez más. Lo más probable es que el origen físico de estas correlaciones se encuentre en los mismos vientos; retrospectivamente, eso no sería tan sorprendente en vista de las relaciones conocidas entre las luminosidades bolométricas y en rayos X, recientemente demostrado en detalle en NGC 6231 por Sana et al. (2006). Estos resultados morfológicos sirvan de guía a futuros desarrollos en los modelos físicos de los fenómenos. El progreso se podría acelerar si la astrofísica emulase algunas de las técnicas morfológicas, p. ej., definiendo objetos de referencia que se reanalizen homogéneamente cada vez que haya revisiones sustanciales de los modelos, y enfatizando el modelado de las poderosamente diagnósticas tendencias relativas en el diagrama HR, en lugar de estudios dedicados a uno o a pocos objetos aislados.

Agradecimientos. Les agradezco a la Dra. Beatríz García y al Comité Científico por gestar mi participación en AAA50. También les agradezco a ellos, al Comité Local, y al personal de los Observatorios CASLEO y Pierre Auger por su cálida hospitalidad y apoyo durante mis agradables visitas a sus respectivos sitios. Mi viaje internacional fue financiado por la beca de investigación NNG06G179G de *FUSE*, operado para NASA por The Johns Hopkins University, bajo contrato NAS5-32985. El STScI es operado por AURA, Inc., bajo contrato NAS5-26555.

Referencias

- Conti, P.S. and Leep, E.M. 1974, ApJ, 193, 113
Donati, J.-F. et al. 2002, MNRAS, 333, 55
Donati, J.-F. et al. 2006a, MNRAS, 365, L6
Donati, J.-F. et al. 2006b, MNRAS, 370, 629
Gagné, M. et al. 2005, ApJ, 628, 986; err. 634, 712
Herrero, A. et al. 1992, A&A, 261, 209
Howarth, I.D. 2004, IAU Symp 215, 33
Howarth, I.D. et al. 2007, MNRAS, 381, 433
Howarth, I.D. and Smith, K.C. 2001, MNRAS, 327, 353
Hubrig, S. et al. 2006, MNRAS, 369, L61
Lloyd, C. et al. 1995, PASP, 107, 1030

- Maeder, A. and Meynet, G. 2000, *ARAA*, 38, 143
Mihalas, D. et al. 1972, *ApJ*, 175, L99
Morrell, N.I. et al. 2005, *PASP*, 117, 699
Nazé, Y. 2004, PhD thesis, Université de Liège
Nazé, Y. et al. 2001, *A&A*, 372, 195
Negueruela, I. et al. 2004, *AN*, 325, 749
Parker, J.Wm. et al. 1992, *AJ*, 103, 1205
Pellerin, A. et al. 2002, *ApJS*, 143, 159
Rountree, J. and Sonneborn, G. 1991, *ApJ*, 369, 515
Rountree, J. and Sonneborn, G. 1993, NASA Ref Pub, No. 1312
Sana, H. et al. 2006, *MNRAS*, 372, 661
Schlesinger, F. 1911, *ApJ*, 33, 260
Smith, M.A. and Fullerton, A.W. 2005, *PASP*, 117, 13
Stahl, O. et al. 1996, *A&A*, 312, 539
Wade, G.A. et al. 2006, *A&A*, 451, 195
Walborn, N.R. 1971a, *ApJ*, 167, L31
Walborn, N.R. 1971b, *ApJS*, 23, 257
Walborn, N.R. 1972, *AJ*, 77, 312
Walborn, N.R. 1973, *AJ*, 78, 1067
Walborn, N.R. 1976, *ApJ*, 205, 419
Walborn, N.R. 1980, *ApJS*, 44, 535
Walborn, N.R. 2001, *ASP Conf Ser*, 242, 217
Walborn, N.R. 2003, *ASP Conf Ser*, 304, 29
Walborn, N.R. 2006, STScI May Symposium, in press
Walborn, N.R. et al. 1985, NASA Ref Pub, No. 1155
Walborn, N.R. et al. 1995, NASA Ref Pub, No. 1363
Walborn, N.R. et al. 2000, *PASP*, 112, 1243
Walborn, N.R. et al. 2002a, *AJ*, 123, 2754
Walborn, N.R. et al. 2002b, *ApJS*, 141, 443
Walborn, N.R. et al. 2003, *ApJ*, 588, 1025
Walborn, N.R. et al. 2004a, *ApJ*, 608, 1028
Walborn, N.R. et al. 2004b, *ApJ*, 617, L61
Walborn, N.R. and Fitzpatrick, E.L. 1990, *PASP*, 102, 379 (WF)
Walborn, N.R. and Howarth, I.D. 2000, *PASP*, 112, 1446
Walborn, N.R. and Nichols, J.S. 1994, *ApJ*, 425, L29
Walborn, N.R. and Panek, R.J. 1984a, *ApJ*, 280, L27
Walborn, N.R. and Panek, R.J. 1984b, *ApJ*, 286, 718
Walborn, N.R. and Panek, R.J. 1985, *ApJ*, 291, 806
Walborn, N.R. and Parker, J.Wm. 1992, *ApJ*, 399, L87

POSTER PAPER

Fundamental parameters of 6 southern galactic open clusters determined by means of integrated spectroscopy

A.V. Ahumada¹, J.J. Clariá¹, E. Bica², D.B. Pavani³, M.C. Parisi¹ and T. Palma¹

(1) *Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba, Argentina*

(2) *Departamento de Astronomía, UFRGS, Porto Alegre, Brazil*

(3) *IAG/USP, São Paulo, Brazil*

Abstract. We present flux-calibrated integrated spectra for 6 small angular diameter Galactic open clusters: Ruprecht 158, BH 92, BH 121, Collinder 258, ESO 065-SC07 and Pismis 23. The spectra were obtained at CASLEO (San Juan, Argentina) in the range 3800-6800 Å. Two out of the 6 studied clusters (ESO 065-SC07 and BH 92) had not been the subject of previous studies so that the fundamental parameters determined in the current work turn out to be the first of their kind. For the remaining four clusters we provide independent information of that derived from colour-magnitude diagram studies. Using the equivalent widths of the Balmer lines and comparing the cluster spectra with solar-metallicity template spectra of Galactic star clusters with known properties, we derive both foreground E(B-V) colour excesses and ages for the whole sample. The age and reddening distributions of the present cluster sample match those of open clusters with known parameters in a 80deg sector centered at $l = 300\text{deg}$.

Resumen. Presentamos los resultados obtenidos para los siguientes 6 cúmulos abiertos de pequeño diámetro angular: Ruprecht 158, BH 92, BH 121, Collinder 258, ESO 065-SC07 y Pismis 23. Los espectros obtenidos en el CASLEO (San Juan, Argentina) cubren el rango espectral: (3600-6800) Å. Dos cúmulos de nuestra muestra (ESO 065-SC07 y BH 92) no registran estudios previos, por lo que los resultados acá presentados constituyen los primeros en su especie. Para los cuatro restantes presentamos información independiente de la derivada a partir de estudios de diagramas color-magnitud. En base a mediciones de anchos equivalentes de las líneas de Balmer y a comparaciones efectuadas con espectros patrones, determinamos excesos de color E(B-V) y edades en todos los casos. Las distribuciones de edad y enrojecimiento de los cúmulos estudiados ajustan razonablemente bien las correspondientes distribuciones de cúmulos con parámetros conocidos ubicados dentro de un sector de 80deg centrado en $l = 300\text{deg}$.

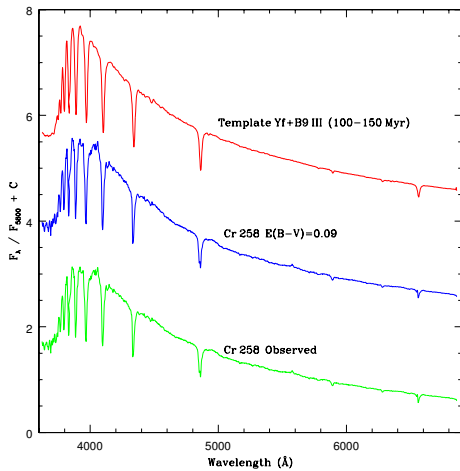


Figure 1. Comparison of observed (bottom) and reddening-corrected spectra of Cr 258 with the template spectrum which best matches it.

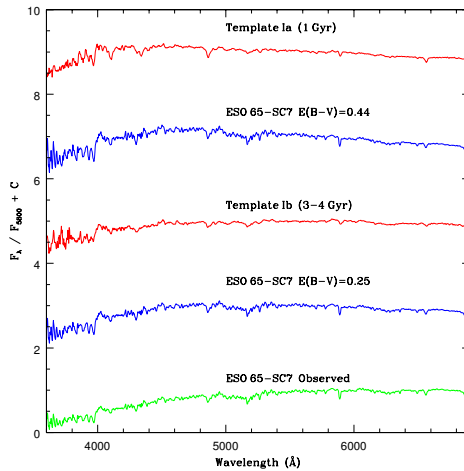


Figure 2. Comparison of observed (bottom) and reddening-corrected spectra of ESO 65-SC7 with the Ia and Ib templates.

1. Spectroscopic observations

As part of a program of systematic observation of small angular diameter Galactic open clusters, we determine here foreground reddening and age for a sample of 6 open clusters located in different regions of the Galaxy (Table 1). Integrated spectra of these clusters were obtained with the Jorge Sahade 2.15 m telescope at Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO, San Juan, Argentina), using the REOSC spectrograph and a CCD Tektronix chip of 1024x1024 pixels. We used a grating of 300 grooves/mm producing an average dispersion of ~ 3.46 Å/pixel. The slit width was 4.2", providing a resolution (FWHM) of ~ 14 Å. The reduction of the spectra was carried out with the *IRAF* package at the Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba.

2. Analysis of the cluster spectra

A first reddening independent age estimate was obtained from the equivalent widths of the Balmer lines. We then selected an appropriate set of template spectra from the libraries of Piatti et al. (2002) and Ahumada et al. (2007) according to the age provided by the Balmer lines and varied reddening and template to get the best match of continuum and lines of the observed spectrum to that of the template that most resembles it. To perform reddening corrections, we used the normal reddening law (Seaton 1979). Figures 1-4 show the best comparisons for 4 clusters of the sample obtained with different templates. The spectra are in relative F_λ units normalized at ~ 5800 Å. In some cases, more than one comparison is presented. The derived reddening values are listed in Table 1, together with the age inferred from the Balmer lines, the age of the

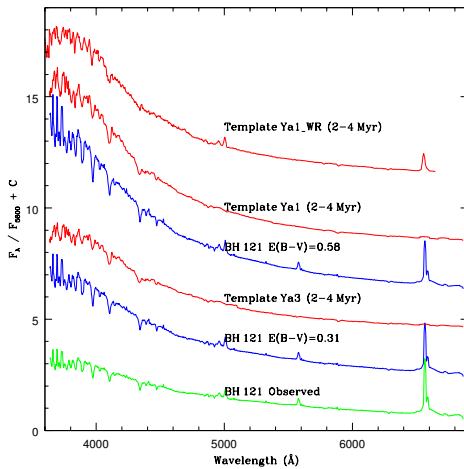


Figure 3. Comparison of observed (bottom) and reddening-corrected spectra of BH 121 with the very young templates Ya3, Ya1 and Ya1-WR.

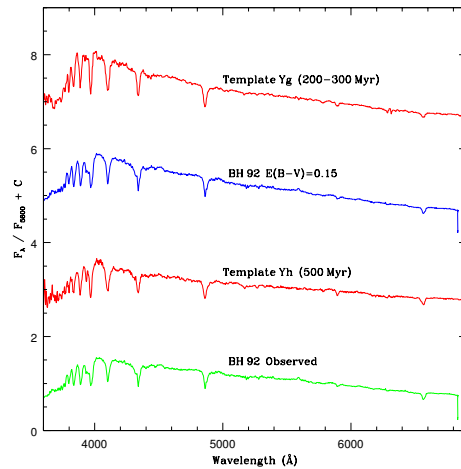


Figure 4. Comparison of observed (bottom) and reddening-corrected spectra of BH 92 with the template spectra which best matches it.

template with which the best match was obtained and the age finally adopted for the cluster. Table 1 also lists ages taken from the literature (when available) and the corresponding reference.

Table 1. Cluster sample and derived parameters

Cluster	$E(B-V)$	t_{Balmer} Myr	t_{Template} Myr	t_{Adopted} Myr	$t_{\text{Literature}}$ Myr	Ref
ESO 065-SC07	0.35 ± 0.03	1000-5000	1000; 3000-4000	2500	-	-
BH 92	0.07 ± 0.03	100-800	200-300; 500	350	-	-
Ruprecht 158	0.05 ± 0.03	1000-5000	200; 1000	700	1500	(1)
Collinder 258	0.09 ± 0.03	(100)	100	100	100	(2)
BH 121	$(0.45) \pm 0.10$	10	2-4	4	4	(2)
Pismis 23	$(1.00) \pm 0.10$	100-500	100; 500	300	300	(3)

Mean values are shown between parenthesis.

References: (1) WEBDA. (2) Kharchenko et al. (2005). (3) Piatti & Clariá (2002).

3. Comparison with other clusters in the same sector

The Galactic open clusters studied here are located within a ~ 80 deg sector centered at $l = 300$ deg. In Figs. 5 and 6 we compare their properties with those of well-studied clusters taken from the WEBDA Open Cluster Database (Mermilliod & Paunzen 2003) located in the same sector. The properties of the present clusters are indicated by arrows. The reddening values of our cluster sample appear to have distributions typical of those of the open clusters in the sector. We also found that most of our clusters fall within the most frequent age range for the sector centered at $l = 300$ deg. The frequency decrease of clusters with increasing age is remarkable in both sectors. The current results confirm

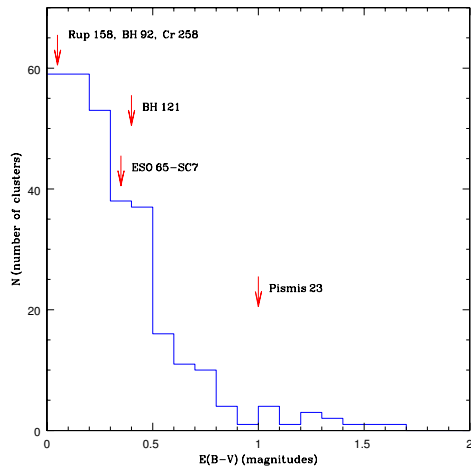


Figure 5. Reddening histogram in the Galactic sector centered at $l = 300\text{deg}$

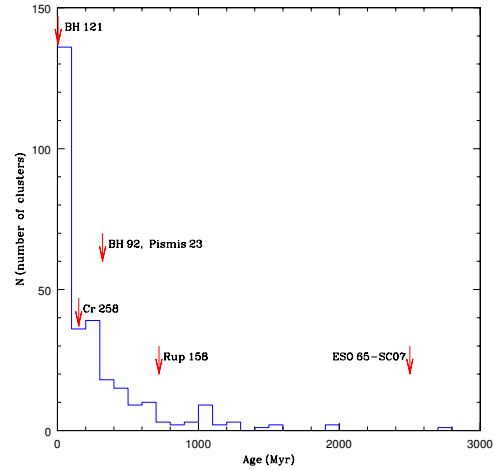


Figure 6. Age histogram in the Galactic sector centered at $l = 300\text{deg}$

those in Ahumada et al. (2007), in the sense that the inclusion of fainter clusters in this disk sector maintains the age histogram distribution, which represents the formation/dissolution histories of open clusters as seen from the solar locus in the Galaxy .

References

- Ahumada, A.V., Clariá, J.J., & Bica, E. 2007, *A&A*, 473, 437
- Kharchenko, N.V., Piskunov, A.E., Roeser, S., Schilbach, E., & Scholz, R.D. 2005, *A&A*, 438, 1163
- Mermilliod, J.-C., & Paunzen, E. 2003, *A&A*, 410, 511
- Piatti, A.E., Bica, E., Clariá, J.J., Santos Jr., J.F.C., & Ahumada, A.V. 2002, *MNRAS*, 335, 233
- Piatti, A.E. & Clariá, J.J. 2002, *A&A*, 388, 179
- Seaton, M.J. 1979, *MNRAS*, 187, 73p

PRESENTACIÓN MURAL

Habitabilidad alrededor de estrellas M: el rol de las fulguraciones

A. P. Buccino¹, G. A. Lemarchand² & P. J. D. Mauas¹

(1) *Instituto de Astronomía y Física del Espacio (CONICET-UBA)*

(2) *Facultad de Ciencias Exactas y Naturales (UBA)*

Abstract. We analyzed the UV habitable zones (UV-HZ), defined in Buccino et al. (2006), around planetary dM stars observed by IUE: HIP 74995, HIP 109388, HIP 113020 and around two dMe stars: Ad Leo and EV Lac. We found that moderate flares could be an energy source in the biogenesis processes.

Resumen. Analizamos la zona de habitabilidad UV (UV-HZ), definida en Buccino et al. (2006), alrededor de estrellas dM con planetas observadas por IUE: HIP 74995, HIP 109388, HIP 113020 y de dos estrellas dMe: Ad Leo y EV Lac. Encontramos que las fulguraciones moderadas podrían ser una fuente de energía para los procesos de biogénesis.

1. Introducción

Durante mucho tiempo, las estrellas M han sido relegadas de los estudios de habitabilidad, ya que para que estas estrellas albergaran un planeta de tipo terrestre en la zona de habitabilidad de agua líquida (LW-HZ) definida en Kasting et al. (1993), estos planetas deberían estar muy cerca de la estrella. De esta manera el sistema estrella-planeta estaría en rotación sincrónica, entonces se creía que en la cara del planeta que mirase a la estrella se quemaría la vida y en la cara opuesta se congelaría. No obstante, modelos atmosféricos mostraron que la presencia de un alto porcentaje de C_2O en la atmósfera de los planetas favorecería la circulación del calor y ambas caras se encontrarían a una temperatura donde la existencia de vida fuese posible (Joshi et al. 1997). Recientemente, una serie de estudios (Tarter et al. 2007 y referencias en él) mostraron que los planetas alrededor de estrellas M deben incorporarse a los estudios de habitabilidad, lo cual representó un cambio importante en esta disciplina.

Hasta agosto 2007, se conocían sólo 9 estrellas M con planetas, sólo tres han sido observadas por el satélite IUE: HIP 74995, HIP 109388 y HIP 113020. Recientemente, Udry et al. (2007) hallaron el planeta de tipo terrestre Gl581c en la LW-HZ alrededor de HIP 74995. Según estos autores es el primer planeta extrasolar encontrado que más se asemeja a la Tierra.

Muchas estrellas M suelen presentar fulguraciones y suelen liberar altos niveles de energía UV y en X durante estos procesos. Debido a la baja luminosidad intrínseca de estas estrellas, la radiación liberada durante una fulguración representa una fracción importante de la radiación emitida en estado tranquilo. En

este trabajo, aplicamos los criterios de habitabilidad UV definida en Buccino et al. 2006, alrededor de HIP 74995, HIP 109388, HIP 113020 y de dos estrellas dMe: Ad Leo y EV Lac. En particular, analizamos el rol de las fulguraciones en el origen y el desarrollo de la vida en planetas terrestres alrededor de estrellas M (Buccino et al., en prensa).

2. Observaciones

Para ilustrar la dependencia de la radiación UV con la clase espectral de la estrella, en la Fig. 1 mostramos una selección de espectros IUE escalados a 1 UA correspondientes a las siguientes estrellas: HD 9826 (F8V), HD 3651 (K0V) y la gemela solar 18 Scorpii (G2V), junto con las estrellas M que poseen planetas. También incluimos un espectro de la estrella AD Leo en estado tranquilo y en el máximo de una fulguración.

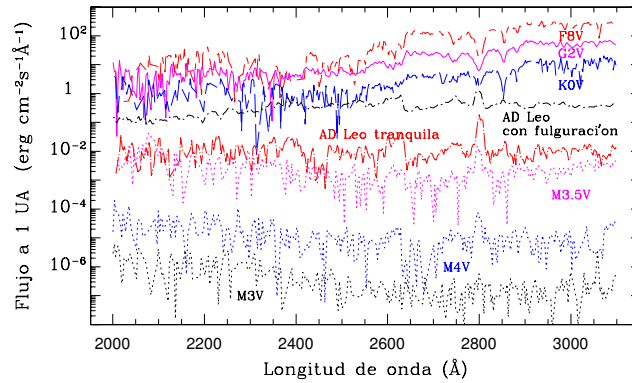


Figura 1. Espectros IUE de estrellas dF a dM: HD 9826 (F8V, guión corto), 18 Sco (G2V, línea llena), HD 3651 (K0V, guión largo), AD Leo tranquila (M3.5V, punto y guión largo), AD Leo con fulguración (M3.5Ve, punto y guión corto), y, con línea punteada, las estrellas M con exoplanetas HIP 109388 (M3.5V), HIP 113020 (M4V) y HIP 74995 (M3V). Para lograr un gráfico más claro, los últimos dos espectros fueron desplazados arbitrariamente en 10^{-2} y 10^{-4} $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{\AA}^{-1}$ respectivamente.

Se observa en la Fig. 1 que los niveles de radiación UV son mucho más bajos en las estrellas dM que en la de tipo G. En particular, dada la baja temperatura efectiva de las estrellas M, sus espectros se encuentran dominados por bandas moleculares. Este hecho repercutirá en los procesos de fotoionización de las atmósferas de los planetas.

3. UV-HZ alrededor de estrellas dM

En Buccino et al. (2006) definimos la zona de habitabilidad UV (UV-HZ) como una región alrededor de una estrella donde su radiación UV no fuese tan intensa como para destruir el ADN y donde la cantidad de fotones UV fueran suficientes como para sintetizar las moléculas complejas que originaron la vida en la Tierra.

Como aplicación, obtuvimos la UV-HZ para todas las estrellas M que albergan planetas y poseen observaciones IUE (Fig. 2). En la Tabla 1 listamos los parámetros físicos de estos sistemas planetarios.

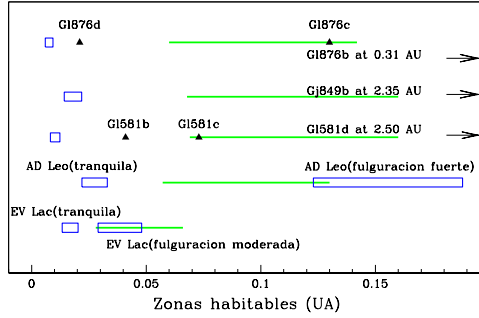


Figura 2. Zonas habitables alrededor de estrellas M con planetas HIP 109388 (G1 581), HIP 74995 (Gj 849) and HIP 113020 (G1 876) y alrededor de estrellas que presentan fulguraciones AD Leo y EV Lac en estado tranquilo y durante una fulguración. Las líneas llenas representan las LW-HZ, los rectángulos las UV-HZ y los triángulos indican las posiciones de los exoplanetas.

Tabla 1.

Propiedades de las estrellas						Propiedades de los planetas			
Estrella HIP	Tipo y clase espectral	Masa (M_{\odot})	dist. (pc)	m_V	Edad (Gaños.)	Planeta	Masa[$\sin i$] (M_J)	Eje semimayor (UA)	Período (días)
74995	M3V	0.31	6.26	10.55	4.30	G1581b	0.060	0.04	5.40
						G1581c	0.016	0.07	12.93
						G1581d	0.024	0.25	83.60
						Gj849b	0.820	2.35	1890.00
109388	M3.5V	0.36	8.80	10.42	-	G1876b	1.940	0.21	60.94
113020	M4V	0.32	4.72	10.17	9.90	G1876c	0.560	0.13	30.10
						G1876d	0.020	0.02	1.94

Para analizar el rol de las fulguraciones, calculamos la UV-HZ para dos estrellas dMe en estado tranquilo y en presencia de fulguraciones. La fulguración de EV Lac es una fulguración moderada (radiación UVB+UVC(200-300 nm)= 4.94×10^3 erg $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ en el centro de la LW-HZ), mientras que la de Ad Leo se conoce como una fulguración muy fuerte (radiación UVB+UVC(200-300 nm)= 4.51×10^4 erg $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ en el centro de la LW-HZ).

En las tres estrellas M, la LW-HZ no coincide con la UV-HZ y probablemente esto nunca ocurra, ya que la radiación de las estrellas M se mantiene casi constante durante más de 50 Gaños. La radiación UV de estas estrellas M es insuficiente para generar los procesos de biogénesis.

4. El rol de las fulguraciones

En las estrellas M que albergan planetas (HIP 74995, HIP 113020 y HIP 109388) observamos que la radiación UV de las estrellas M en estado tranquilo resulta insuficiente para generar los procesos de biogénesis.

En el caso de estrellas que presentan fulguraciones, su radiación varía de manera tal que podría constituir una fuente de energía para sintetizar moléculas complejas. No obstante, las estrellas dM con planetas son estrellas inactivas. En EV Lac una fulguración moderada que se produjo el 10 de Septiembre de 1993 aportó la energía necesaria para el desarrollo de la vida en un planeta hipotético de tipo terrestre en la LW-HZ.

Por otro lado, la energía que aporta la fulguración no debe ser tan grande como para quemar el ADN. Este es el caso de la fulguración del 12 de Abril de 1985 que ocurrió en Ad Leo y que resultó ser una fulguración muy fuerte.

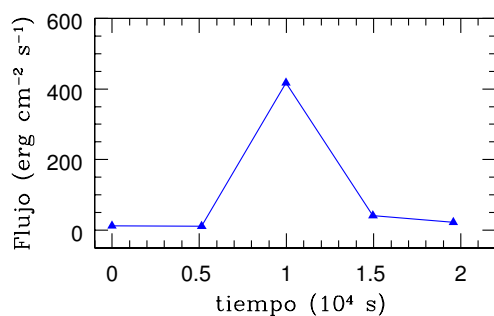


Figura 3. El flujo UV a 1 UA (▲) durante la fulguración de AD Leo del 12 de abril de 1985.

En la Fig. 3 mostramos la curva de luz de esta fulguración a 1 UA en el rango de 200 a 300 nm. Esta radiación resulta un orden de magnitud mayor de la que se requiere para destruir el ADN.

Las fulguraciones fuertes son menos frecuentes y duran sólo pocas horas, incluso la mayor parte de este tiempo ocurre en su decaimiento. Efectivamente, en la curva de luz de la figura, se ve que la radiación disminuyó en un factor 10 en 1 hora después del máximo. Por lo tanto, pueden operar mecanismos de reparación y que este daño no sea efectivo.

En resumen, nuestros resultados muestran que un planeta de tipo terrestre en la LW-HZ alrededor de una estrella dM inactiva no recibirá suficiente radiación UV para la síntesis de moléculas complejas y necesitaría otro mecanismo para que se inicie la vida. Las fulguraciones moderadas podrían jugar un papel importante en el origen y la evolución de la vida, iniciando procesos de biogénesis mientras que el efecto de las fulguraciones más intensas, que son menos frecuentes, podrían contribuir a la biodiversidad a través de las mutaciones.

Referencias

- Buccino, A. P., Lemarchand, G. A. y Mauas, P. J.D.: 2006, *Icarus*, 183, 491-503.
 Buccino, A. P., Lemarchand, G. A. y Mauas, P. J.D.: 2007, *Icarus*, en prensa.
 Kasting, J., Whitmire, D. y Reynolds, R.: 1993, *Icarus*, 101, 108-128.
 Joshi, M. M., Haberle, R. M. y Reynolds, R.: 1997, *Icarus*, 129, 450-465.
 Schneider, J.: 2007. *Extrasolar Planets catalog*,
<http://vo.obspm.fr/exoplantes/encyclo/catalog.php>.
 Tarter, J. et al. : 2007, *Astrobiology*, 7, 30-65.
 Udry, S. et al.: 2007, *A&A*, 469, L43-L47.

PRESENTACIÓN MURAL

La estrella simbiótica CL Scorpii: un estudio preliminar

J. A. Camperi^{1,2}, E. Brandi^{3,4,5}, C. Quiroga^{3,4}, O. E. Ferrer^{3,6}, L. G. García^{3,4}

- (1) *Facultad de Matemática, Astronomía y Física (UNC)*
- (2) *Observatorio Astronómico de la Universidad Nacional de Córdoba*
- (3) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - UNLP*
- (4) *Instituto de Astrofísica de La Plata (IALP) UNLP-CONICET*
- (5) *Comisión de Investigaciones Científicas de la Prov. de Bs.As. (CIC)*
- (6) *Consejo Nacional de Investigaciones Cient. y Técnicas (CONICET)*

Abstract. In this work we present some preliminary results of our study of the symbiotic star CL Scorpii. We have calculated the orbital parameters of the binary based on the radial velocity curves for the M giant. Also the spectral type of this component was determined.

Resumen. En este trabajo presentamos algunos resultados preliminares del estudio de la estrella simbiótica CL Scorpii. Hemos calculado los parámetros orbitales de la binaria basados en la curva de velocidades radiales de la gigante M, además de determinar el tipo espectral de esa componente.

1. Introducción

Las estrellas simbióticas son sistemas binarios donde en su gran mayoría uno de los miembros es una gigante roja (tipo espectral M) que experimenta pérdida de masa, y el otro miembro es una componente caliente (enana blanca, o estrella de Secuencia Principal con disco de acreción). Estos sistemas comprenden además una nebulosa parcialmente ionizada, originada por el material de la gigante roja que es fotoionizado por la estrella caliente. En el intervalo espectral entre 3600Å y 8000Å el espectro de las estrellas simbióticas presenta varias líneas de emisión (He II 4686, [OIII] 5007, [Fe VII] 6087) sobrepuestas a un continuo típico de una estrella fría (con bandas moleculares de TiO). Entre junio de 1995 y abril de 2005, se tomaron 57 espectros de la estrella simbiótica CL Scorpii con el espectrógrafo echelle REOSC del telescopio de 2.15 metros de CASLEO en dispersión cruzada y un detector CCD TEK de 1024x1024 pixels. La resolución resultante es de 12000-15000, comprobándose que es la adecuada para detectar las variaciones en velocidades radiales debidas a los movimientos orbitales de la binaria simbiótica. Los rangos espectrales abarcan 4000Å-7400Å y 5500Å-9000Å, los cuales son suficientes para estudiar numerosas emisiones nebulares de líneas permitidas y prohibidas y las absorciones en la región azul del espectro. En la región roja, donde la contribución de la componente caliente es menor, se puede estudiar

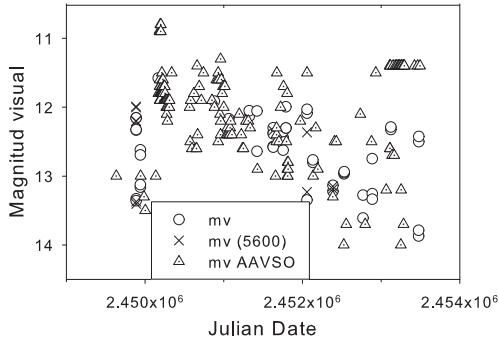


Figura 1. curva de luz de CL Sco. Datos de AAVSO (triángulos) y magnitudes de Casleo (Círculos y cruces)

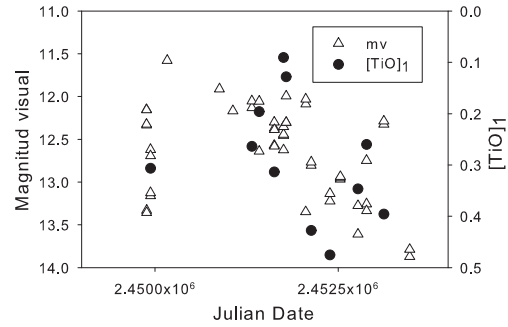


Figura 2. Variaciones del índice $[TiO]_1$ con la curva de luz.

la línea $H\alpha$, las absorciones de los elementos neutros y las bandas moleculares correspondientes a la gigante roja.

2. Curva de luz de CL SCO

A partir de nuestros espectros determinamos la magnitud visual cubriendo un período de diez años aproximadamente (1995-2005), lo cual, además de permitir una comparación con los datos del AAVSO (ver Figura 1-Izquierda), es útil para establecer la confiabilidad de nuestras calibraciones en flujo. Las magnitudes visuales se determinaron habiendo medido bandas de flujo (50 \AA) en posiciones seleccionadas (4800 \AA a 6800 \AA , en intervalos de 200) de los diversos espectros disponibles. Esto permitió emplear un programa que efectúa la convolución de estas bandas con la respuesta instrumental del telescopio, posibilitando la obtención de las magnitudes visuales para cada una de las fechas en las que fueron tomados los mencionados espectros. La curva de luz está indicando un abrillantamiento del objeto (fase activa de la comp. caliente) alrededor de JD 2450500.

3. Clasificación espectral de la componente gigante

La misma se consigue mediante el cálculo del índice $[TiO]_1$ (Kenyon & Fernández-Castro 1988) para todo el período bajo estudio.

$$[TiO]_1 = -2.5 \log(F_{6180}/[F_{6125}+(F_{6370}-F_{6125})(6180-6125)/(6370-6125)])$$

$$ST(\text{Spectral Type}) = -1.75+9.31[TiO]_1$$

El índice de absorción $[TiO]_1$ mide la profundidad de un rasgo espectral dado (en este caso la cabeza de la banda molecular 6180 de TiO), con relación a un continuo interpolado. La correlación que se aprecia entre la magnitud visual y el índice (ver figura 2), indica que cuanto más brillante es el objeto, más

temprano resulta el tipo espectral determinado, debido a una mayor contribución del continuo de la componente caliente. La profundidad de la banda molecular será rellenada por la contribución del continuo de la componente caliente. Como tipo espectral de la gigante adoptamos entonces el mayor valor determinado para el índice $[\text{TiO}]_1$, o sea: M2-3

4. Curva de velocidades radiales de la estrella gigante

La curva de velocidades radiales de la gigante es obtenida a partir de las mediciones con ajuste gaussiano de las absorciones de elementos neutros tales como Fe I, Ti I, Ni I, Si I, O I, etc. correspondientes a la región roja del espectro (longitud de onda mayor que 5000 Å), consiguiéndose los elementos orbitales de la binaria.

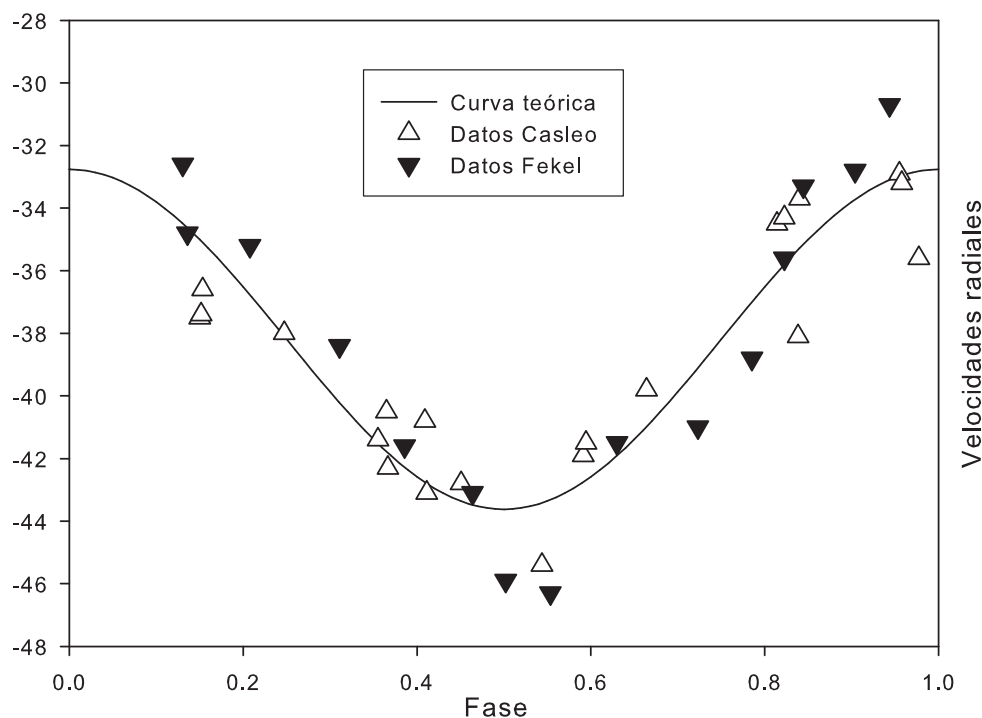


Figura 3. Velocidades radiales de la gigante M ($P=625$ días, $e=0$)

En la figura 3 se muestran los resultados de nuestras observaciones, los de Fekel et al.(2007), obtenidos del IR cercano- y la curva de velocidades teórica, adoptándose órbita circular y el período de 625 días dado por Fekel et al.(2007). Las fases se refieren a la siguiente efemérides:

$$\text{JD}(\text{max.vel.}) = 2449035 + 625 E$$

Para el conjunto de las observaciones nuestras y las de Fekel et al., se calcularon también órbitas dejando como parámetros libres el período y la excentricidad

Tabla 1. Parámetros orbitales de CL Sco para la gigante M

P	V_0	K	$T_0^{(1)}$	e	ω
[días]	[km/s]	[km/s]	[JD 24...]		($^\circ$)
625 ⁽²⁾	-38.2±0.3	5.4±0.4	49035±7	0 ⁽²⁾	
636±5	-38.1±0.3	5.2±0.4	50247±19	0 ⁽²⁾	
634±5	-38.1±0.3	5.3±0.4	50028±79	0.10±0.07	231±42

Nota:

(1) Tiempo de pasaje por el periastro.

(2) valor adoptado.

(ver Tabla 1). No obstante, el test de Lucy (Lucy 1971) aplicado a nuestros cálculos demuestra que la elipticidad hallada $e = 0.10 \pm 0.07$ no es auténtica, sino resultado de la acumulación de errores.

Referencias

- Boyarchuk, A., 1984, *The Realm of Interacting Binary stars*, eds. J. Sahade, G.E. McCluskey, Jr.
- Fekel, F.C., Hinkle, K.H. Joyce, R., Wood, P.R. & Lebzelter, T. 2007, AJ 133, 17
- Kenyon S.J. 1986, *The Symbiotic Stars*, Cambridge University Press
- Kenyon, S.J. 1988, AJ 96, 337
- Kenyon, S.J. & Fernández-Castro, T. 1987, AJ 93, 938
- Kenyon, S.J., Fernández-Castro, T. 1988, AJ 93, 938
- Kenyon, S.J. & Webbink, R.F. 1984, ApJ 279, 252
- Lucy, L.B. & Sweeney, M.A., 1971, AJ 76, 544
- Mikolajewska, J., Acker, A. & Stenholm, B. 1997, AA 327, 191
- Munari, U., Yudin, B.F., Taranova, O.G., Massone, G., Marang, F., Roberts, G., Winkler, H. & Whitelock, P.A. 1992, AASS 93, 383

POSTER PAPER

CCD Washington photometry of the moderately metal-poor open cluster NGC 2236

J.J. Clariá¹, A.E. Piatti², M.C. Parisi¹ and A.V. Ahumada¹

(1) *Observatorio Astronómico de Córdoba, Argentina*

(2) *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, Argentina (IAFE)*

Abstract.

CCD CT₁ Washington photometry in the field of the open cluster NGC 2236 is presented, together with photoelectric CMT₁T₂ photometry of 13 red giant candidates. Based on the best fits of isochrones computed for $Z = 0.008$ to the (T₁,C-T₁) diagram, we derive $E(C-T_1) = 1.10$ and $d = 2.5$ kpc for $\log(\text{age}) = 8.80$. A metal abundance $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.3 \pm 0.2$ ($Z \approx 0.011$) is estimated from five independent abundance indices. We also derive a cluster core radius of $r_c = 1.2$ pc and an annular cluster corona of $\Delta r_c = 2.2$ pc. The properties of a sample of 20 known open clusters aligned along the line-of-sight to NGC 2236 are examined.

Resumen.

Presentamos fotometría de Washington CCD CT₁ en el campo del cúmulo abierto NGC 2236, juntamente con fotometría fotoeléctrica CMT₁T₂ de 13 candidatas a gigantes rojas. En base a ajustes de isócronas teóricas al diagrama (T₁,C-T₁) para $Z = 0.008$, derivamos $E(C-T_1) = 1.10$, $d = 2.5$ kpc y $\log(\text{age}) = 8.80$. La abundancia metálica que resulta a partir de cinco índices de abundancia independientes es $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.3 \pm 0.2$ ($Z \approx 0.011$). Se obtienen además valores de 1.2 pc y 2.2 pc para el radio del núcleo y de la corona del cúmulo, respectivamente. Se examinan las propiedades de una muestra de 20 cúmulos conocidos alineados en la dirección de NGC 2236.

1. Cluster structural parameters

Earlier studies on NGC 2236 (C0627+068) prove that there is no agreement on the cluster parameter determination. In fact, the reddening $E(B-V)$ values previously derived range from 0.37 (Phelps et al. 1994) to 0.84 (Babu 1991), while the ages vary from 76 Myr (Babu 1991) to 890 Myr (Janes & Phelps 1994). A redetermination of such parameters is then worth making on the basis of more reliable data.

CCD images of the cluster field were obtained in the Washington C and T₁ bands using the CTIO 0.9 m telescope. These images were reduced using the IRAF package. In addition, 13 red giant candidates were observed photoelectrically with the C, M, T₁ and T₂ filters using the CTIO 1.0 telescope. We applied the method described by Piatti et al. (2005) to estimate a cluster radius of $700 \pm$

50 pixel, equivalent to $4.7' \pm 0.3'$, and we adopted the region for $r > 700$ pixel as the “field star area”. We also derived a radius $r_c = 1.7'$ at half the maximum of the cluster density profile, while the cluster corona resulted in an annulus of $\Delta r_c = 1.8 r_c$. This value does not compare well with the average ratio between the annular width of the corona and the core radius ($= 4.3 \pm 1.9$) found by Nilakshi et al. (2002) for 38 open clusters. A larger sample of star clusters is then required to understand the cause of this disagreement.

2. Cluster fundamental parameters and discussion

We applied the iterative method described by Geisler et al. (1991, GCM) to derive the cluster metal content. We first assumed that all the red giant candidates are cluster members and we adopted for these stars a wide range of reddening values, varying E(B-V) 0.05 mag. Once an E(B-V) value was established (see below), we obtained 5 different values of [Fe/H] from the expression:

$$[Fe/H] = \{-b_i + [b_i^2 - 4a_i(c_i - \Delta'_i)]^{1/2}\}/2a_i, \quad (1)$$

where the indices Δ'_i have been defined by GCM and the constants a_i , b_i and c_i are given in GCM’s Table 10. The five [Fe/H] values resulting from each adopted reddening were averaged directly to obtain the cluster metal content. This procedure was repeated for different reddening values in order to examine how the metallicity varies with E(B-V). We found that a variation of 0.05 mag in E(B-V) implies a variation of ~ 0.2 dex in [Fe/H]. We finally adopted E(B-V) = 0.55 (see below). The unweighted average of the five [Fe/H] values for this reddening value is [Fe/H] = -0.3 ± 0.2 , which was adopted for the cluster.

The ($T_1, C-T_1$) colour-magnitude diagram (CMD) obtained using all the measured stars is depicted in Fig. 1 (left). The well-populated cluster main sequence (MS) is relatively broad, especially in its lower envelope and develops along ~ 4.5 mag. Fig. 1 (right) shows the ($T_1, C-T_1$) CMD built using all the measured stars distributed within 700 pixels away from the cluster centre. To derive the cluster parameters, we selected three different subsets of isochrones computed by Girardi et al. (2002) for the Washington system - $\log t$ between 8.0 and 9.2 - with $Z = 0.008, 0.020$ and 0.040 , respectively. We independently fitted each isochrone and obtained the corresponding E(C- T_1) colour excess and $T_1-M_{T_1}$ apparent distance modulus. Next, we filled in a grid with four columns containing the assumed Z value, the $\log t$ of the respective selected isochrone, and the E(C- T_1) and $T_1-M_{T_1}$ values obtained for each ($Z, \log t$) pair. Then, we obtained by interpolation the E(B-V) values corresponding to $Z = 0.008, 0.020$ and 0.040 ([Fe/H] = -0.40, 0.0 and 0.30), respectively, since we have already computed how [Fe/H] varies as a function of E(B-V). Finally, we superimposed the three selected isochrones (one for each Z value) and adopted one of them in turn - the one which best reproduced the cluster MS features and the red giant clump locus - as representative of the cluster age and metal content. Note that isochrones of various metallicities did not yield any negligible differences in the CMD adjustments. The isochrone of $\log t = 8.80$ ($t = 600$ Myr) and $Z = 0.008$ turned out to be the one which most accurately reproduces the cluster features in the CMD. To match this isochrone, we used a E(C- T_1) colour excess and a

T_1 - M_{T_1} apparent distance modulus of 1.10 and 13.45, respectively. In Fig. 1 (right) we overlapped the zero-age main sequence (ZAMS) and the isochrone of $\log t = 8.80$ (solid lines) for $Z = 0.008$ on the cluster CMD. The dashed lines correspond to the isochrones of $\log t = 8.70$ and 8.90 , which were included for comparison purposes. From the expression $E(C-T_1) = 1.97 E(B-V)$ and $M_{T_1} = T_1 + 0.58 E(B-V) - (V-M_V)$ given by Geisler (1996), we got $E(B-V) = 0.55 \pm 0.05$ and $V-M_V = 13.8 \pm 0.3$. Using $A_V/E(B-V) = 3.2$, we obtained a true distance modulus $V_0-M_V = 12.0 \pm 0.4$, which implies a distance from the Sun of 2.5 ± 0.5 kpc and a Galactocentric distance of 10.8 kpc, assuming the Sun's distance from the centre of the Galaxy to be 8.5 kpc. Therefore, the position of NGC 2236, its interstellar extinction, its age and its metallicity do seem to be in very good agreement with the generally accepted picture of the structure and chemical evolution of the Galactic disc.

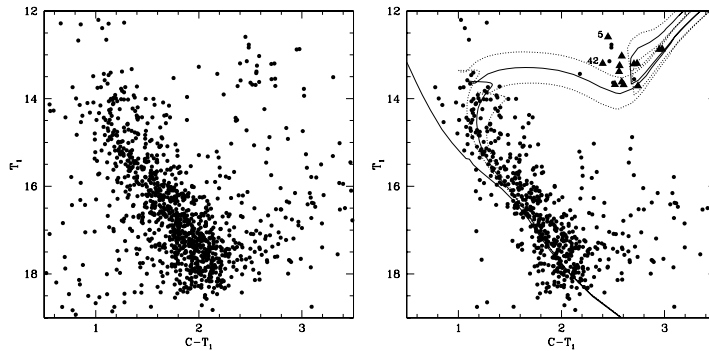


Figure 1. *Left:* $(T_1, C-T_1)$ CMD for stars observed in the field of NGC 2236. *Right:* $r < 700$ pixel $(T_1, C-T_1)$ CMD. The ZAMS and the isochrone of $\log t = 8.80$ ($Z = 0.008$) are overlotted. We marked in dashed lines the isochrones for $\log t = 8.70$ and 8.90 . Filled triangles represent cluster giant candidates photoelectrically observed.

The cluster reddening and its distance from the Sun here derived place NGC 2236 among the relatively most reddened and most distant known open clusters projected towards the direction considered, a result which is illustrated in Fig. 2. The upper left hand panel of Fig. 2 shows the distribution of 20 known open clusters projected in the direction $(l, b)_{cluster} = (l, b)_{NGC\ 2236} \pm 5^\circ$. Note that the distance between the outermost and the innermost clusters is nearly 4.7 kpc. The upper right hand panel in Fig. 2 shows the relationship between the visual absorption A_V and the distance d from the Sun. For the sake of comparison, we also included the same relationship corresponding to Baade's Window - not far from the direction considered here - obtained by Ng et al. (1996), which is represented by a solid curve. Note that the Perseus spiral arm - schematically drawn in the figure - causes a large dispersion in the A_V values in the direction considered. Moreover, most of the selected clusters belong to the Galactic plane (see bottom left panel), while Berkeley 27 - the furthest and oldest open cluster in the sample (bottom right panel) - is only slightly reddened. The Hyades-like age of NGC 2236, its position and its metallicity are consistent with both the existence of a radial abundance gradient ranging from -0.07 to -0.10 dex kpc^{-1} in the disc and the age-metallicity relation so far delineated by Friel (1995).

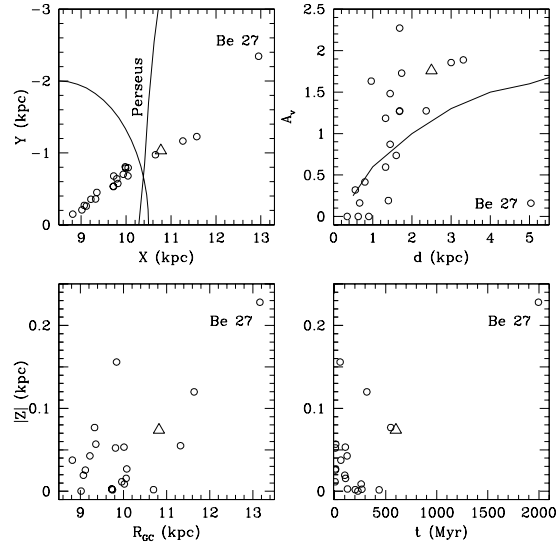


Figure 2. The relationships between the Galactic coordinates X and Y (upper left), between the distance d from the Sun and the visual absorption A_V (upper right), between the Galactocentric distance R_{GC} and the height $|Z|$ out of the Galactic plane (bottom left) and between $|Z|$ and age (bottom right) are presented here for known open clusters projected onto the line-of-sight to NGC 2236. Selected clusters and NGC 2236 are indicated by open circles and by an open triangle, respectively. A Sun-centred circle of radius 2 kpc and the Perseus spiral arm are shown in the upper left hand panel. The relationship between d and A_V for Baade's Window is shown in the upper right hand panel.

References

- Babu, G.S.D., 1991, *JA&A*, 12, 187
 Friel, E.D., 1995, *ARA&A*, 33, 81
 Geisler, D., 1996, *AJ*, 111, 480
 Geisler, D., Clariá, J.J., Minniti, D., 1991, *AJ*, 102, 1836 (GCM)
 Girardi, L., Bertelli, G., Bressan, A., Chiosi, C., Groenewegen, M.A.T., 2002, *A&A*, 391, 195
 Janes, K.A., Phelps, R.L., 1994, *AJ*, 108, 1773
 Ng, Y.K., Bertelli, G., Chiosi, C., Bressan, A., 1996, *A&A*, 310, 771
 Nilakshi S.R., Pandey, A.K., Mohan, V., 2002, *A&A*, 383, 153
 Phelps, R.L., Janes, K.A., Montgomery, K.A., 1994, *AJ*, 107, 1079
 Piatti, A.E., Clariá, J.J., Ahumada, A.V., 2005, *PASP*, 117, 22

POSTER PAPER

The Balmer discontinuity as a test of the density and temperature distributions in circumstellar envelopes

A. Cruzado¹, J. Zorec², A. Vázquez³ y A. Ringuelet¹

(1) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - UNLP*

(2) *Institut d'Astrophysique de Paris, UMR7095 CNRS-Univ. Pierre & Marie Curie, Paris, France*

(3) *Comisión Nacional de Actividades Espaciales (CONAE), Buenos Aires, Argentina*

Abstract. In this contribution we study both components of the Balmer discontinuity (BD) frequently seen in hot stars with line emission (Divan et al. 1978, Cidale et al. 2001). We pay attention to the effects produced on the photospheric component of the BD induced by the presence of a circumstellar envelope (CE) and we study the intensity of the circumstellar component of the CE as a function of the density and temperature of the CE. The analysis of the observed BD in Be stars and B[e] stars carried with calculation similar to those presented here may lead us to determine the physical parameters that characterize the CE layers close to the central object and estimate the uncertainties on the fundamental parameter estimations of emission line stars when use is made of the their photospheric component of the BD (Zorec & Briot 1991, Cidale et al.2001).

Resumen. En este trabajo estudiamos ambas componentes de la discontinuidad de Balmer (DB) que se ven frecuentemente en las estrellas calientes con líneas en emisión (Divan et al. 1978, Cidale et al. 2001). Prestamos atención a los efectos producidos sobre la componente fotosférica debidos a la presencia de una envoltura circunestelar (EC) y estudiamos la intensidad de la componente circunestelar de la DB en función de las distribuciones de la densidad y de la temperatura en la EC. El análisis de las DB observadas en las estrellas Be y B[e] con cálculos similares a los presentados en esta contribución nos permitirán estimar los parámetros físicos de las capas de las EC que se encuentran en las proximidades del objeto central y las incertezas cometidas al estimar sus parámetros fundamentales de los objetos centrales a partir de la componente fotosférica de la DB (Zorec & Briot 1991, Cidale et al.2001).

1. Aims

The objectives of this work are twofold : *i*) to show the effects induced on the photospheric component of the Balmer discontinuity (BD) in Be and B[e] stars by the presence of a circumstellar envelope (CE); *ii*) to obtain the intensity of the second component of the BD produced by the CE. The analysis of the

observed BD in B stars with emission lines may eventually lead us to estimate the physical parameters that characterize the CE layers close to the central object of the star+envelope system. In the present contribution we only show some theoretical results.

2. Method

The circumstellar envelopes are assumed to be spherical and made of 70% of hydrogen (H), 9% helium (He) and 1% metals. The level populations of atoms are calculated for thermodynamical conditions at non-LTE. The radiative transfer problem is solved using the Implicit Integral Method (IIM, Crivellari & Simonneau 1994; Gros et al. 1997) together with a consistent solution of the statistical equilibrium equations for the atomic level populations. Only bound-free and free-free of HI and HII atoms, Rayleigh scattering by HI and Thomson scattering of photons by free electrons are considered in the present approximation as continuum opacity sources. At the moment, we also neglect the line transitions. The radiative transfer is solved by iteration. We start it assuming that the stellar photosphere underlying the CE is in hydrostatic and radiative equilibrium. The IIM method enables us then to obtain the deviations induced by the CE to the normal thermal structure of the photosphere.

3. Results

3.1. Effects induced by the CE on the thermal structure of the photosphere

The results shown in this paper are for isothermal CE whose density distributions are given by : *i*) *Law A*, where the density distribution responds to the mass continuity constraint $\rho(R) = \dot{M}/4\pi R^2 v(R)$, where \dot{M} is a continuous mass-loss rate and $v(R)$ is the velocity distribution of the wind ; *ii*) *Law B*, which is the parametric distribution $\rho(r) = \rho_o (R_*/R)^m$, where m is a free parameter and ρ_o is derived by matching the density law with the photospheric density for a given \dot{M} . The temperature distributions used in the CE are : surface photospheric temperature at radiative equilibrium $T = 0.8T_{\text{eff}}$; temperature due to ionization of CE material by stellar Balmer photons $T = 9T_{\text{eff}}^{0.73}$; an arbitrary temperature $T = 0.53T_{\text{eff}}$, which is lower than for normal radiative equilibrium conditions.

3.2. Effects on the temperature structure of the photosphere

The star underlying the CE is characterized by $T_{\text{eff}} = 15000$ K and $\log g = 4.0$. In general the presence of a CE induces an increase of the photospheric temperature in its external layers which is dependent on the radius. Some results obtained are shown in Fig. 1. In panel (a) of Fig. 1 are shown the density distributions used in the calculations. Panel (b) is a zoom of the matching region of different density laws. Panel (c) shows the temperature distributions in the photosphere perturbed according to the presence of the CE, whose density distributions are displayed in panel (a).

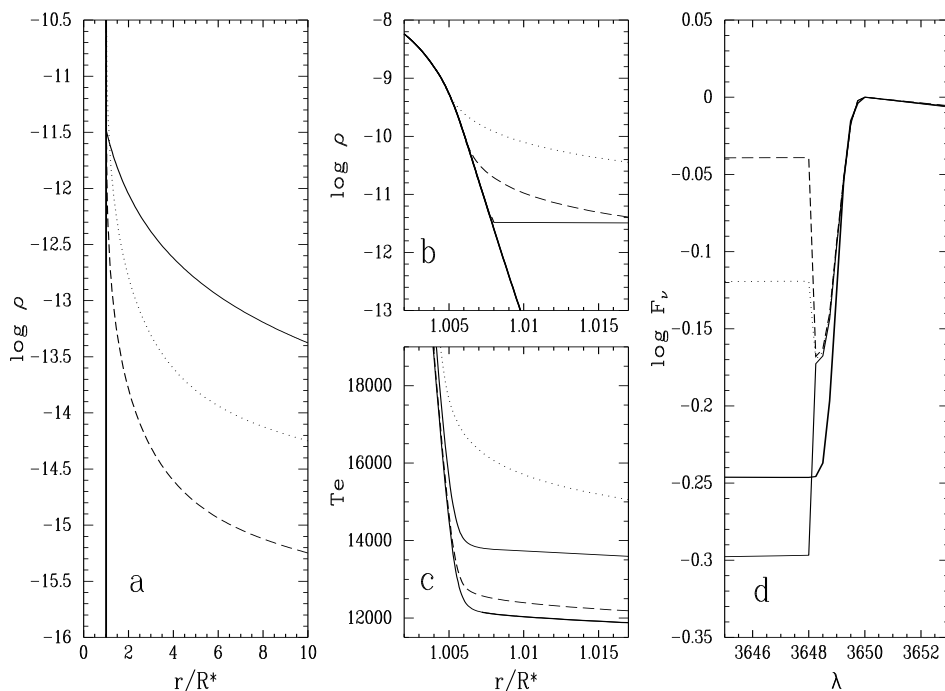


Figure 1. Fig.1 : (a) Density distributions : photospheric (bold full line) ; law A with $\dot{M} = 5.10^{-8} M_{\odot}/\text{yr}$ (dotted line) and $\dot{M} = 5.10^{-9} M_{\odot}/\text{yr}$ (dashed line) ; law B with $m = 1.9$ and $\dot{M} = 5.10^{-10} M_{\odot}/\text{yr}$ (light full line). (b) is a zoom of the matching region of different density laws. (c) Perturbed photospheric temperature distributions according to the presence of CE presented in (a). (d) Flux distributions from the star+envelope system were the CE has a density determined by law B with $m = 1.9$ and $\dot{M} = 5.10^{-10} M_{\odot}/\text{yr}$ and for CE temperatures : $T = 0.8T_{\text{eff}}$ (dashed line) ; $T = 9T_{\text{eff}}^{0.73}$ (dotted line) ; $T = 0.53T_{\text{eff}} = 8000 \text{ K}$ (full line). The unperturbed photospheric energy radiation is the bold full line

3.3. Photospheric and circumstellar components of the BD

In panel (d) are shown the flux distributions against the wavelength that emerge from the star+envelope system. They were obtained using a CE with a density described by law B, where $m = 1.9$ and $\dot{M} = 5.10^{-10} M_{\odot}/\text{yr}$ and temperature distributions : $T = 0.8T_{\text{eff}}$ (dashed line) ; $T = 9T_{\text{eff}}^{0.73}$ (dotted line) ; $T = 8000 \text{ K}$ (full line). For the sake of comparison, the bold full line represents the unperturbed photospheric energy radiation field.

The behaviour of the photospheric component of the BD responds to two effects induced by the presence of a CE. First, there is a reduction of the BD due to the increase of the photospheric temperature. Second, the increase of the column density of the external atmospheric layers moves outward the formation region of the radiation in both sides of the BD. Depending on the temperature and density structures in the respective formation regions, the photospheric BD may

further be altered. In the cases shown in panel (c) of Fig. 1, the photospheric BD is reduced.

The density and temperature distributions used for the CE calculations shown in Fig. 1 produce strong near-UV flux excesses as compared to the unperturbed photospheric level when the temperatures are $T = 0.8T_{\text{eff}}$ (dashed line) ; $T = 9T_{\text{eff}}^{0.73}$ (dotted line), while there is a rather sensitive near-UV flux deficiency for $T = 8000$ K. However, different mass-loss rates \dot{M} and temperature structures may produce other flux excesses or deficiencies. Since the circumstellar component of the BD forms in CE layers that are close to the central star, the analysis of the BD in line emission B stars with calculations similar to those presented here may help us to estimate the physical parameters characterizing the CE layers close to the central object.

4. Conclusions

The calculations presented in this contribution enable us to conclude that:

- high enough densities in CE layers close to the central star lead to fairly high changes of the photospheric component of the BD as compared to its value when the photosphere is not perturbed by a CE ;
- the changes of the photospheric BD are carried by the increase of its temperature produced by the CE and to the increase of the column density of the external stellar atmospheric layers ;
- according to the density and temperature of the CE layers near the central star, the circumstellar component of the BD can be in emission or in absorption ;
- since the circumstellar component of the BD forms in CE layers that are near the central star, the analysis of the observed BD in Be and B[e] stars (Cidale et al. 2001, Moujtahid et al. 1998, 1999) with calculation similar to those presented here, may help us to estimate the physical parameters characterizing the CE layers close to the central object. They can also give us an estimate of the uncertainties made on the fundamental parameter calculation of central stars, when the photospheric component of their BD is used.

References

- Cidale, L., Zorec, J., & Tringaniello, L. 2001, A&A 368, 160
 Crivellari, L.; Simonneau, E.; 1994, ApJ 429,331
 Divan, L., Briot, D., & Zorec, J. 1978, The Messenger, 14, 11
 Gros, M.; Crivellari, L.; Simonneau, E.; 1997, ApJ 489, 331
 Moujtahid, A., Zorec, J., Hubert, A.M. et al. 1998, A&AS 129, 289
 Moujtahid, A., Zorec, J., & Hubert, A.M. 1999, A&A 349, 151
 Zorec, J., & Briot, D. 1991, A&A, 245, 150

PRESENTACIÓN MURAL

Monitoreo *BVRI* de η Carinæ. Temporada de observación 2007

E. Fernández Lajús^{1,2,3}, A. Torres^{1,2,3}, M. A. Schwartz¹, C. von Essen¹, J.P. Calderón¹, N. Salerno¹, L. Calcaferro¹, C. Fariña^{1,2,3}, V. Niemela⁴

(1) Facultad de Cs. Astronómicas y Geofísicas - UNLP, Argentina

(2) Instituto de Astrofísica de La Plata, Argentina

(3) Becario Conicet, Argentina

(4) In memoriam (1936-2006)

Abstract. In this work, we present the results of the 2007 observing season of our long-term photometric monitoring campaign of η Carinæ, the brightest Luminous Blue Variable in our galaxy. The CCD observations were carried out from the La Plata Observatory, Argentina, using the 0.8 m Reflector telescope. In contrast to our previous observations, the data obtained during this season show that the object presented an important fading in the *BVRI* bands, reaching a remarkable minimum in the middle of March, 2007.

Resumen. En este trabajo presentamos los resultados de la temporada de observación 2007, correspondiente a nuestra campaña de largo plazo de monitoreo fotométrico de η Carinæ, la Variable Luminosa Azul más brillante de nuestra galaxia. Las observaciones CCD fueron realizadas desde el Observatorio de La Plata, Argentina, utilizando el telescopio Reflector de 0.8 m. A diferencia de lo observado durante los últimos años, en esta ocasión los datos muestran que el objeto presentó un importante descenso de brillo en las bandas *BVRI*, alcanzando un notable mínimo a mediados de marzo de 2007.

1. Introducción

La estrella η Carinæ es la Variable Luminosa Azul más brillante del cielo y está localizada dentro de la Gran Nebulosa de Carina. η Carinæ está envuelta en su propia nebulosa, denominada el “Homunculus”, la cual es producto de la eyección de masa que experimentó durante la primera mitad del siglo XIX. La hipótesis de que η Carinæ conforma un sistema binario con un periodo orbital de 5,54 años (Damineli et al. 2000; Corcoran, 2005), ha tomado impulso durante la última década, justificando así los “eventos espectroscópicos” y los “eventos tipo eclipse” observados en las diferentes longitudes de onda (rayos X, UV, óptico, IR, radio, etc.). En ese contexto, hemos comenzado en el año 2003 una campaña de monitoreo fotométrico permanente de η Carinæ desde el Observatorio de La Plata (OALP) de la Universidad Nacional de La Plata (FCAG-UNLP), Argentina. Las observaciones se realizan en el rango óptico, utilizando una cámara

CCD y filtros *BVRI*, adosados al telescopio Reflector de 0.8 m del OALP. Los resultados de las temporadas de observación anteriores han sido publicados por Fernández Lajús et al. (2003, 2004, 2005, 2006). Presentamos aquí los resultados de las observaciones realizadas durante la temporada 2007, comprendida entre el 13 de noviembre de 2006 y el 31 de agosto de 2007.

2. Observaciones

Las observaciones fotométricas se realizaron con el telescopio Reflector de 0.80 m de la FCAG-UNLP y la cámara directa Photometrics STAR I, con un detector CCD Thomson TH7883PS de 384 x 576 *pixels* (23 $\mu\text{m}/\text{pixel}$). Durante la temporada 2007 se obtuvieron más de 5300 imágenes con los filtros *BVRI* de Johnson-Cousins, totalizando unas 17700 imágenes desde el comienzo de la campaña en 2003.

La magnitud diferencial de η Car se determina mediante fotometría de apertura realizada con IRAF, utilizando a HDE 303308 ($V = 8,15$) como estrella de comparación. El radio de apertura para η Car ($\sim 22''$) incluye por completo al "Homunculus". Para la estrella de referencia se toma un radio de apertura más pequeño ($\sim 15''$). Los errores típicos de la fotometría diferencial son $\epsilon_B = 0,008$, $\epsilon_V = 0,005$, $\epsilon_R = 0,007$ y $\epsilon_I = 0,01$ *mag*.

3. Resultados

La Figura 1 muestra las variaciones de luz *B*, *V*, *R* e *I* de η Car observadas desde La Plata desde el comienzo de nuestra campaña en 2003. Las temporadas 2003, 2004, 2005, 2006 y 2007 se encuentran separadas por las respectivas brechas de no visibilidad del objeto.¹

En los gráficos se puede apreciar que, desde finales de la temporada 2006, η Car ha abandonado la tendencia de aumento secular de brillo que venía manteniendo desde 1998 (ver Fig. 2). En agosto de 2006 comenzó un marcado descenso de brillo de casi 0,1 *mag* en *V*. Desde el inicio de esta temporada continuó atenuando su brillo hasta marzo de 2007 cuando presentó un destacado mínimo ($V \sim 4,97$) alrededor de DJ 2454173. Entre agosto de 2006 y marzo de 2007, la variación total fue $\Delta V \sim 0,3$ *mag*. Luego de este mínimo η Car se mantuvo relativamente estable hasta el final de la temporada de observación en $V \sim 4,9$. El comportamiento general de las curvas de luz es similar en los cuatro filtros.

4. Conclusiones

Hasta el momento, nuestras curvas de luz abarcan más del 75 % del periodo orbital de 5,5 años del supuesto sistema binario que conforma a η Car. Además del evento "tipo-eclipse" del 2003,5 pueden apreciarse en ellas, variaciones de diferentes clases. El aumento secular de brillo presente desde el comienzo de nuestra campaña hasta mediados de 2006 podría estar asociado a una atenuación de la

¹Las observaciones están también disponibles en: <http://lilen.fcaglp.unlp.edu.ar/EtaCar/>

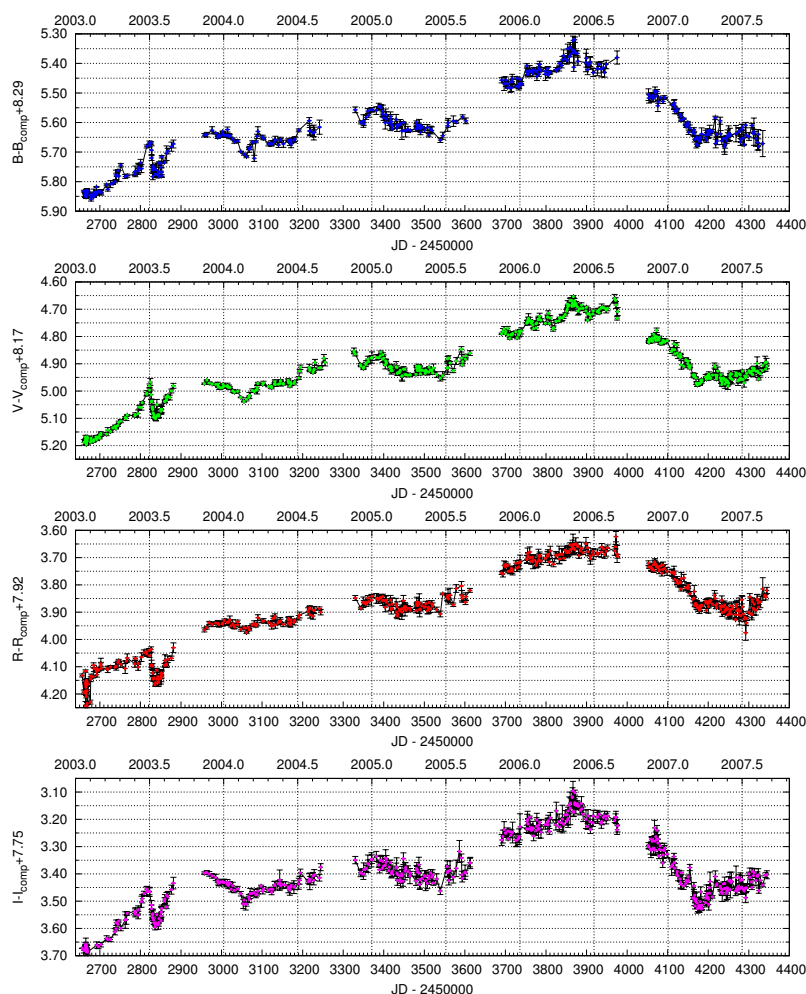


Figura 1. Curvas de luz BVRI de η Car obtenidas desde La Plata entre 2003 y 2007.

extinción del medio circundante (producida posiblemente por la destrucción o disipación del polvo) o por el aumento de brillo de la fuente central. Las variaciones de escala intermedia observadas en la Figura 1, podrían estar asociadas con las *oscilaciones de pequeña amplitud*, también conocidas como *variaciones tipo S Dor*, que están presentes en las variables LBVs, con duraciones de varias semanas o meses. Las fluctuaciones fotométricas de menor escala en amplitud ($< 0,1$ mag) y duración (del orden de días o semanas) corresponden a las denominadas *microvariaciones*, que caracterizan no sólo a las estrellas supergigantes LBVs, sino también a las supergigantes normales.

Agradecimientos. Agradecemos a las autoridades de la FCAG-UNLP por facilitar los recursos observacionales y al personal técnico por sus aportes en el mantenimiento del Telescopio Reflector. Destacamos la participación de los siguientes estudiantes de la FCAG-UNLP durante la temporada 2007: Viole-

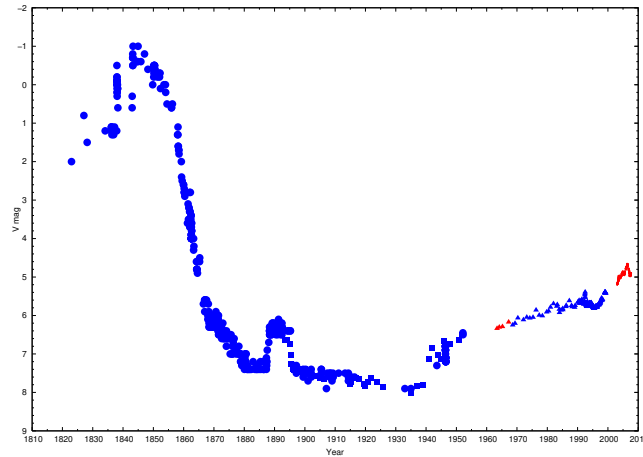


Figura 2. Curva de luz visual de η Car en el período 1820 - 2007 basada en las publicaciones de Frew (2004), Hoffleit (1933), Vaucouleurs & Eggen (1952), O'Connell (1956), Feinstein (1967), Feinstein & Marraco (1974), Sterken et al. (1996), Sterken et al. (1999), van Genderen et al. (2003), Fernández Lajús et al. (2003, 2004, 2005, 2006) y los datos presentados en este trabajo. Los puntos rojos son observaciones realizadas desde La Plata (Feinstein (1967) y Fig. 1 (2do. panel) de este trabajo).

ta Bazzano, Ayeray Bonansea, Federico Giudici, Maximiliano Haucke, Lorena Mercanti, Cintia Peri, Cecilia Scalia y Florencia Teppa.

Referencias

- Corcoran M. F., 2005, *ApJ*, 129, 2018.
- Damineli A., Kaufer A., Wolf B., Stahl O., Lopes D., de Araújo F., 2000, *ApJ*, 528, L101.
- Feinstein A. 1967, *Observatory* 87, 287.
- Feinstein A. & Marraco H.G. 1974, *A&A*, 30, 271.
- Fernández Lajús E., Gamen R., Schwartz M., Salerno N., Llinares C.; Fariña C., Amorín R., Niemela V., 2003, *IBVS*, 5477, 1.
- Fernández Lajús E., Fariña C., Gamen R., Llinares C., Salerno N., Schwartz M., Simontacchi L., Torres A., Niemela V., 2004, *Bol. A.A.A.*, 47, 144.
- Fernández Lajús E., Schwartz M., Torres A., Salerno N., Fariña C., Llinares C., Simontacchi L., Gamen R., Niemela V., 2005, *Bol. A.A.A.*, 48, 158.
- Fernández Lajús E., Salerno N., Schwartz M., Torres A., Calderón J. P., Fariña C., Bareilles F., Niemela V., 2006, *Bol. A.A.A.*, 49, 156.
- Frew D.J., 2004, *The Journal of Astronomical Data*, 10, 6.
- van Genderen A.M., Sterken C. & Allen W.A., 2003, *A&A*, 405, 1057.
- Hoffleit D., 1933, *Harvard Bull.* 893, 11.
- O'Connell D.J.K., 1956, *Vistas Astron.*, 2, 1165.
- Sterken C., de Groot M.J.H., & van Genderen A.M., 1996, *A&AS*, 116, 9.
- Sterken C., Freyhammer L.M., Arentoft T., van Genderen A.M., 1999, *A&A*, 346, L33.
- Vaucouleurs G. de, Eggen O.J., 1952, *PASP*, 64, 185.

ORAL PAPER

Spectroscopic monitoring of Southern Galactic O and WN stars: State of the Art in 2007

R. Gamen¹, R. Barbá², N. Morrell³, J. Arias², J. Maíz Apellániz⁴, A. Sota⁵, N. R. Walborn⁶, E. Alfaro⁴

(1) *Complejo Astronómico El Leoncito - CASLEO*

(2) *Universidad de La Serena, Chile*

(3) *Las Campanas Observatory, The Carnegie Observatories, Chile*

(4) *Instituto de Astrofísica de Andalucía, España*

(5) *Universidad Autónoma de Madrid, España*

(6) *Space Telescope Science Institute, USA*

Abstract. We are conducting a spectroscopic monitoring of O and WN-type stars in our Galaxy. In this work, we summarize some of our first results related to the search for radial-velocity variations indicative of orbital motion.

Resumen. Estamos llevando a cabo un monitoreo espectroscópico de estrellas tipo O y WN de nuestra Galaxia. En este trabajo, mostramos algunos de nuestros primeros resultados relacionados con la búsqueda de velocidades radiales que indiquen movimiento orbital.

1. Introduction

Stars with spectral type O and Wolf-Rayet (WR) are important objects that play a crucial role in the dynamic and chemical evolution of galaxies. They are the major source of ionizing radiation and, through their huge mass-loss rates, they have a strong mechanical impact on their surroundings. Despite their importance, our knowledge of these objects and of their evolution is still fragmentary. The parameters that predominantly determine the evolution of a massive star are its mass, mass-loss rate, and perhaps its rotation. In this context, massive binaries with O or WR components are key objects because their binary nature allows us to determine minimum masses from the radial-velocity (RV) orbital solution and, if combined with techniques to extract the orbital inclination, absolute masses.

Multiplicity introduces uncertainties in the determination of massive star parameters and can dramatically affect their evolution in close binaries. It also causes biases in the determination of the IMF of clusters (Maíz Apellániz et al., 2005), and provides clues to understand the origin of massive stars (Zinnecker & Yorke 2007). Most studies about multiplicity of OB stars were carried out through RVs and light curves analysis for short- and medium-period systems; and speckle, high-angular resolution images, dust-formation episodes, etc., for very long periods (see also Zinnecker & Yorke, 2007 and references therein).

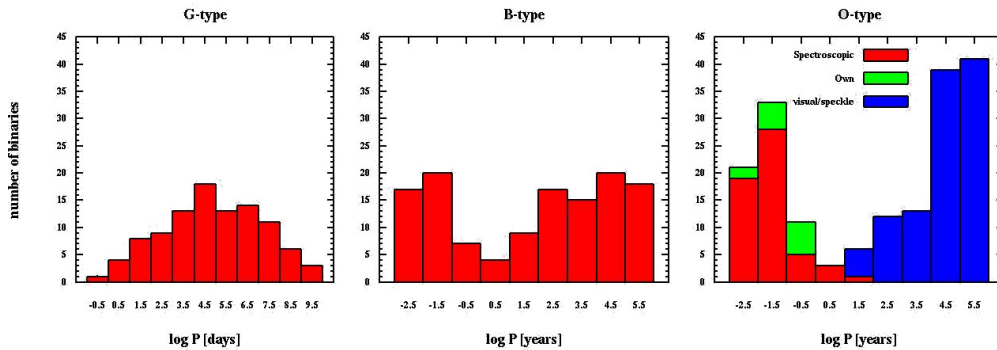


Figure 1. Period distribution among G-type binaries (left), B-type binaries (center), and O-type binaries (right) showing the 13 new binaries discovered by this project. The dearth of O binaries between ~ 30 days and 1000 years is remarkable but note how our discoveries tend to fill the gap.

Quantitatively, in the Ninth Catalogue of spectroscopic binary orbits (Pourbaix et al., 2004) there are 2420 binaries, but only 78 with periods between 200 days and 1 year, with only one O-type star (O9.5V) among them. It is also interesting to compare the distribution of periods among different spectral types, Mason et al. (1998) showed that among O stars it presents a bimodal structure, Abt & Cardona (1984) showed that the even nearer B-type stars follow a much flatter distribution (Figure 1), but Duquennoy & Mayor (1991) found an unimodal Gaussian-like distribution among solar-type stars. The bimodality for O stars is likely an instrumental effect: spectroscopic surveys tend to detect systems with short periods while, at the larger typical distance of O stars, high-spatial-resolution ground-based surveys tend to detect only systems with long periods. Most of the optical spectroscopic information about O-type stars available today comes from old sources, and in many cases have been obtained through photographic observations. The currently published atlases and digital spectrograms of O stars (e.g. Walborn & Fitzpatrick 1990, 2000; Walborn et al. 2002), though detailed and descriptive, cover only a few tens of stars each.

2. The project

Taking into account the above considerations, i.e. the importance of massive stars as major modifiers of the ISM, the very dramatical role of the multiplicity in their evolution, the apparent lack of long period binary systems ($P \sim 1$ year), and the dearth of available complete high-quality spectroscopic atlas of O stars, we are carrying out a long-term spectroscopic monitoring of Galactic O and WN stars, with the main goals:

- (a) To search for RV variations indicative of orbital motion in the stars for which there is no indication of multiplicity in the Galactic O Stars catalog (GOS; Maíz Apellániz et al., 2004) or in the VIIth Catalogue of Galactic Wolf-Rayet Stars (van der Hucht, 2000). We aim to weight stellar masses applying Kepler's laws to binary systems (when possible, using techniques to derive the orbital inclination);
- (b) To establish a first epoch of uniform RVs for all the sample, suitable

for future searchings for spectroscopic binaries; (c) To improve the spectral classification of most of the stars in the sample and to compare them with those originally published 30-40 years ago to study long-term variability related to evolutionary processes (e.g. LBV behavior), changes due to the periastron passage of an unseen companion in a very eccentric and large orbit, high-energy phenomena (transient, X- or Gamma- ray burst), etc; (d) To generate the most-complete ever observed homogeneous library of O-type spectra which will be available through the GOS catalog web page.

3. The database

The Southern part of this monitoring was started in 2005, and so far we have collected about 1500 spectra of 144 O and WR stars, using La Silla (ESO), and Las Campanas Observatories, in Chile, and Complejo Astronómico El Leoncito¹, Argentina, facilities. This spectroscopic dataset, is also enlarged with spectra obtained during the last 10 years in CASLEO, and some more retrieved from the ESO and AAO archives. The Northern part of this project is being carried out from the Sierra Nevada and Calar Alto observatories, Spain, where we have obtained the spectra of 160 stars.

4. First results

To date, we have observed 120 O- and 24 WN- type stars. We discovered 13 binary systems with orbital periods spanning from 2 to 250 days (See Fig. 1), 2 stars present double-lined spectrum, but no reliable period was found, and nearly 80 stars show RV variations greater than 10 km s^{-1} for which periods have not yet been determined (see Fig. 2).

Among the new binaries we briefly can mention the double-lined O+OB binary systems HD 115455 ($P \sim 15.1d$; $M_1 \sin^3 i \sim 3M_\odot$; $M_2 \sin^3 i \sim 1.5M_\odot$) and HD 161853 ($P \sim 2.7d$; $M_1 \sin^3 i \sim 14M_\odot$; $M_2 \sin^3 i \sim 6M_\odot$). But special attention deserves the massive binary systems cl HM1 #8, and HD 150135 (preliminary orbits published by Gamen et al. 2007a), WR 25, and WR 21a.

WR 25 was unveiled as a binary system (Gamen et al. 2006), and when was observed during the predicted quadratures, He II absorption lines from an hitherto unknown O-type companion were discovered, suggesting a ratio of the semi-amplitudes (K_O/K_{WR}) at least larger than a factor 2 (See more in Gamen et al. 2007b).

WR 21a was also unveiled as a very massive WN+O binary. We used the He II $\lambda 4686$ emission line and the He II $\lambda 5411$ absorption line to follow the motion of the WR and O component, respectively and obtained $M_{WR} \sim 87M_\odot$ and $M_O \sim 53M_\odot$. Although we prefer to be cautious, the WR component in the WR 21a system could be the most massive star ever weighed in our galaxy, “record” held so far by both WN6ha components in the binary system WR 20a

¹CASLEO is operated under agreement between CONICET, SECYT, and the National Universities of La Plata, Córdoba and San Juan, Argentina.

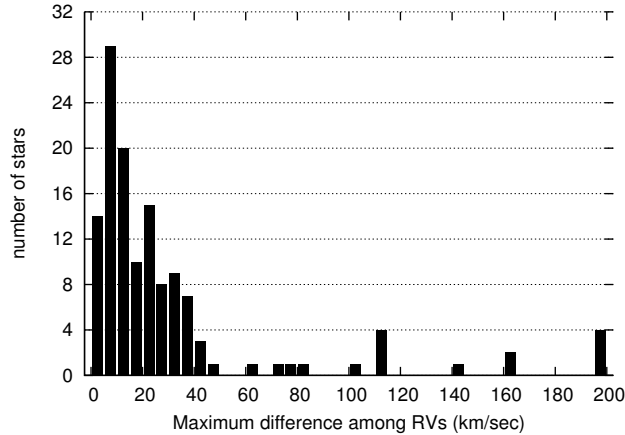


Figure 2. Histogram of the maximum difference among RVs measured in the observed stars of our sample. Note that many stars present RV variations larger than 10 km s^{-1} , which is two-three times larger than the maximum error we expect in RV measurements.

($83+82M_{\odot}$; Rauw et al, 2004; Bonanos et al, 2004) located about $16'$ from WR 21a.

Acknowledgments. We thank the directors and staff of CASLEO, LCO, and La Silla for the use of their facilities. We also acknowledge the use at CASLEO of the CCD and data acquisition system partly financed by U.S. NSF grant AST-90-15827 to R. M. Rich. RG thanks the LOC for partially support the meeting costs. RHB thanks support from FONDECYT Project No. 1050052. JA acknowledges support from Fondo ALMA CONICYT No 31050004.

References

- Abt, H. & Cardona, O., 1984, ApJ, 285, 190
 Bonanos, A. Z. et al. 2004, ApJ, 611, 33
 Duquenooy, A., & Mayor, M., 1991, A&A, 248, 485
 Gamen, R., et al. 2006, A&A, 460, 777
 Gamen, R., et al. 2007a, RevMexAA, Conf. Ser. in press
 Gamen, R., et al. 2007b, RevMexAA, Conf. Ser. in press
 van der Hucht, K., 2000, NewAR 45, 135
 Maíz Apellániz, J. & Úbeda, L., 2005, ApJ, 629, 873
 Maíz Apellániz, J., et al., 2004, ApJS 151, 103
 Mason, B., et al., 1998, AJ, 115, 821
 Niemela, V., et al. 2007, MNRAS, in press
 Pourbaix, D., et al., 2004, A&A, 424, 727
 Rauw G., et al. 2004, A&A, 420, 9
 Walborn, N.R. & Fitzpatrick, E.L., 1990, PASP, 102, 379
 Walborn, N.R. & Fitzpatrick, E.L., 2000, PASP, 112, 50
 Walborn, N.R. et al. 2002, AJ, 124, 1601
 Zinnecker, H., & Yorke, H., 2007, ARAA, 45, 481

PRESENTACIÓN MURAL

Polarización lineal en sistemas simbióticos

L. G. García^{1,2}, E. Brandi^{1,2,3}, C. Quiroga^{1,2}, O. E. Ferrer^{1,4}

(1) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - UNLP*

(2) *Instituto de Astrofísica de La Plata (UNLP-CONICET)*

(3) *Comisión de Investigaciones Científicas-Pcia BsAs (CIC)*

(4) *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET), Argentina*

Abstract. A preliminary analysis of polarimetric observations of five symbiotic systems is presented. The UBVRI observations were performed with the 2.15m Telescope, in CASLEO, San Juan, Argentina. It is concluded that AG Peg, AE Arae, RS Oph and BI Cru are intrinsically polarized, while Hen 3-1761 is not.

Resumen. Se presentan los resultados preliminares del análisis de los datos observacionales polarimétricos en UBVRI de cinco sistemas simbióticos. Las observaciones se llevaron a cabo en el Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO), San Juan, Argentina. Concluimos en que AG Peg, AE Arae, RS Oph y BI Cru están intrínsecamente polarizadas, mientras que Hen 3-1761 no lo está.

1. Introducción

Se presentan resultados preliminares de observaciones polarimétricas de un conjunto de estrellas, como parte de nuestro estudio sistemático de sistemas simbióticos australes, basado en observaciones espectroscópicas y polarimétricas simultáneas. Se reserva para futuros trabajos en extenso, la discusión y la interpretación física detallada y el mejor entendimiento de cada sistema.

Los datos observacionales fueron obtenidos en forma sistemática desde 1994 con el Telescopio de 2.15m "Jorge Sahade" del CASLEO, San Juan y con el Fotopolarímetro de Torino que permite la medida simultánea de la polarización en las cinco bandas UBVRI. La muestra consiste de cuatro objetos con clasificación IR tipo-S, AG Peg, Hen 3-1761, AE Arae y RS Oph y uno de tipo-D, BI Cru.

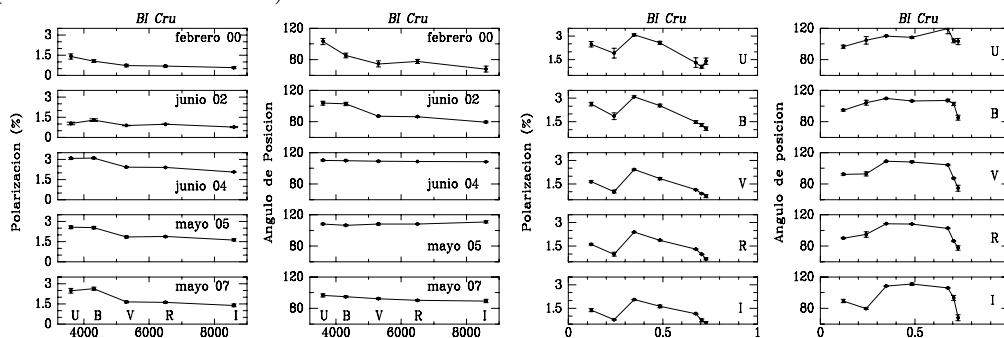
Se analiza el comportamiento del porcentaje de polarización [P(%)] y del ángulo de posición (AP) tanto con la longitud de onda (bandas UBVRI), como con el tiempo. En los casos en que se conoce la órbita de la binaria o el período de pulsación de la Mira se trata de determinar si la polarización está relacionada con ellos.

Cada noche se observaron estándares de polarización nula con las que se determinó la polarización instrumental y estándares de alta polarización para referir nuestras observaciones al sistema ecuatorial.

2. Objetos

BI Crucis

Esta simbiótica consta de una variable Mira, un objeto compacto y una nebulosa bipolar visible en el óptico. El período de pulsación de la Mira es de 280 días (Whitelock et al. 1983).

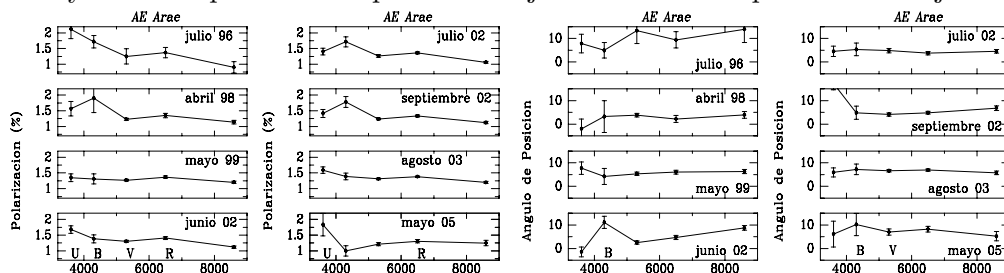


Puede verse en los gráficos que tanto el P(%) como el AP varían con la longitud de onda y con el tiempo, confirmando que la polarización intrínseca está presente en este objeto, como se ha mencionado en otros trabajos (Harries 1996 y referencias).

Hemos también representado el P(%) y el AP en función de la fase de pulsación de la Mira, es evidente que la polarización está relacionada con la pulsación de la Mira. El comportamiento del P(%) y el AP con la fase es similar en todas las longitudes de onda UBVR.

AE Arae

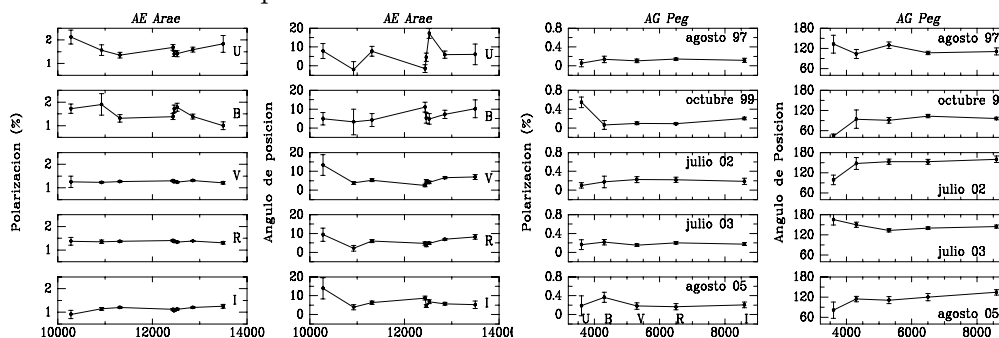
AE Arae está compuesta por una gigante M5.5III y por una compañera caliente luminosa. Toda la binaria está sumergida en una nebulosa formada, probablemente, por los vientos de las dos componentes. Mikolajewska et al., 2003, determinaron un período fotométrico de 812 días confirmado espectroscópicamente. No hay datos de polarización para este objeto anteriores al presente trabajo.



A esta simbiótica la hemos observado en ocho oportunidades entre 1996 y 2005. En la figura mostramos la dependencia con la longitud de onda del P(%) y del AP donde pueden verse leves variaciones en el comportamiento con la longitud de onda de un turno al otro.

En el gráfico de abajo, en función del tiempo [JD (2440000+)], vemos que las bandas V y R mantienen el P(%) constante, mientras que ocurren pequeñas rotaciones en el AP. En la banda I la polarización aumenta gradualmente con el tiempo (entre 1% y 1.5%) y se observan rotaciones similares a las de V y R, para el AP. En U y B los cambios parecen ser importantes pero la incerteza es mayor.

Hemos analizado el comportamiento con la fase orbital y no encontramos correlación alguna. Deducimos por lo tanto que la luz proveniente de AE Arae está intrínsecamente polarizada.



AG Pegasi

AG Peg es una simbiótica muy estudiada que está formada por una gigante roja M2 y un objeto compacto. Todo el sistema está rodeado de una extensa nebulosa bipolar detectada tanto en el óptico como en radio. Varios autores y nosotros mismos (Brandi et al. 2000) hemos detectado polarización lineal en este objeto. En la figura hemos seleccionado datos de 5 de los 11 turnos en que la observamos. El P(%) es muy pequeño y prácticamente constante para las distintas longitudes de onda, en especial en BVRI. El AP varía entre 100° y 150° a lo largo del tiempo y presenta leves rotaciones de 20° o 30° entre una banda y otra.

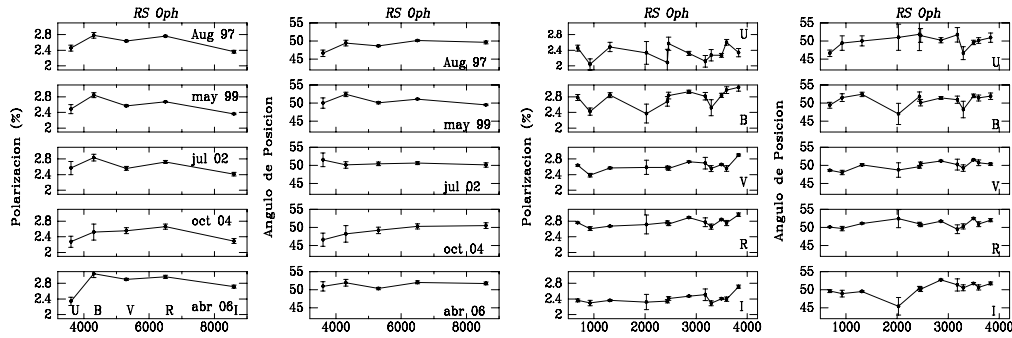
Dado que hemos observado polarimétricamente a esta estrella en muchas ocasiones, nuestras observaciones cubren casi todo el ciclo orbital. Hemos calculado las fases con la efemérides de Fernie (1985): $\text{Min}(B) = \text{JD}2442710.1 + 816.5E$. Tanto el P(%) como el AP no manifiestan estar relacionados con la fase orbital, en ninguna de las bandas. Serían varios los mecanismos de polarización que se superponen produciendo la polarización observada en las distintas longitudes de onda.

Hen3-1761

La simbiótica Hen 3-1761 está integrada por una gigante M5 y un objeto compacto con $T \sim 10^5 \text{K}$. Tiene un período fotométrico de 560 días (Mikolajewska, comunicación privada) el cual ha sido confirmado por nosotros mismos (Brandi et al. 2006) con la órbita espectroscópica de la componente gigante del sistema. Hemos estudiado este objeto con anterioridad (Brandi et al. 2000) y hemos concluido en que su luz no está intrínsecamente polarizada. Ahora, analizando los datos de 14 turnos de observación, arribamos a la misma conclusión porque las leves variaciones que aparecen en el P(%) y en el AP con la longitud de onda, el tiempo y la fase orbital están dentro de los errores de observación.

RS Ophiuchi

La simbiótica RS Oph es una nova recurrente cuya última explosión ocurrió en febrero de 2006. Está formada por una gigante M0-M2 y una enana blanca masiva de 1.2-1.4 masas solares. Adoptamos un período espectroscópico de 453,6 días (Brandi et al. 2007). La primera referencia de que se trata de un objeto intrínsecamente polarizado fue dada por Serkowski en 1970. De los datos obtenidos en 12 turnos de observación hemos elegido, para graficar, cinco épocas. Vemos que el andar del P(%) con la longitud de onda parece ser el mismo para las distintas épocas, teniendo leves fluctuaciones, entre aproximadamente 2.5-3%. En cuanto al ángulo de posición oscila levemente alrededor de 50°.



En el otro gráfico, en función del tiempo [JD (2450000+)], podemos ver que los valores mas altos del P(%) son en las bandas B y R. Observamos también que a partir de junio 2004 (JD2453179) la polarización, en todas las bandas, comienza a disminuir, para luego incrementarse alcanzando un valor máximo en abril de 2006 (JD2453829). Esta última fecha es la mas cercana de nuestras observaciones al momento de la última erupción en RS Oph.

No detectamos correlación entre la polarización y la fase orbital por lo que la región de scattering no se encuentra relacionada con la órbita.

Por lo tanto, confirmamos que se trata de un objeto con polarización intrínseca y variable en el tiempo.

Referencias

- Brandi E., García L.G., Piirola V., Scaltriti F., Quiroga C., 2000, A&A Suppl. Ser. 145, 197
- Brandi E., García L.G., Quiroga C., Ferrer O.E., 2006, BAAA,49.
- Brandi E., Quiroga C., Ferrer O.E., Mikolajewska J., García L.G., 2007, en *RS Oph 2006*, ASP Conference Series, (en prensa)
- Fernie J. D., 1985, PASP 97,653
- Harries T.J., 1996, A&A. 315, 499
- Mikolajewska J., Quiroga C., Brandi E., García L.G., Ferrer O.E., Belczynski K., 2003, ASP. Conference Series, 303, 147
- Serkowski K., 1970, ApJ. 160,1083
- Whitelock P.A., Feast M.W., Roberts G., Carter B.S., Catchpole R.M., 1983, MNRAS 205,1207

PRESENTACIÓN MURAL

Propiedades estadísticas de binarias con planetas

L. H. García¹, M. Gómez¹

(1) *Observatorio Astronómico de Córdoba (OAC)*

Abstract. We conducted a statistical study of the characteristics of binary systems with extrasolar planets detected by the Doppler technique. In this initial analysis we found that binary systems with planets are, on average, more rich in heavy elements than binaries without planets. The separations of components also show differences. In addition, we examined the characteristics of the planets in single stars and binary systems. Planets in binary systems have, on average, more eccentric orbits and higher masses than planets in single stars.

Resumen. Se realizó un estudio estadístico de las características de sistemas binarios con planetas extrasolares detectados mediante la técnica de Doppler. En este análisis inicial se encontró que las binarias con planetas resultaron, en promedio, ser más ricas en metales que las binarias sin planetas. Las separaciones de las componentes también mostraron diferencias. Además se analizaron las características de los planetas en estrellas simples y binarias, encontrándose que los planetas en binarias tienen, en promedio, órbitas más excéntricas y masas mínimas mayores que los planetas en estrellas simples.

1. Introducción: Las muestras analizadas

Actualmente entre 20-25 % de las estrellas con planetas extrasolares detectados forman parte de sistemas binarios (Raghavan et al. 2006, Desidera & Barbieri 2007). Este porcentaje es llamativo si se toma en cuenta que inicialmente estos sistemas no eran considerados en las búsquedas de planetas extrasolares. En esta contribución presentamos un análisis estadístico inicial de las características de estrellas y planetas en sistemas simples y binarios.

A partir de datos de la literatura, se construyó una base de datos para 4 grupos de objetos: estrellas simples con y sin planetas (124 y 99 objetos, respectivamente), sistemas binarios con y sin planetas (27 y 146 objetos, respectivamente). En dicha compilación se tuvieron en cuenta parámetros como el tipo espectral, metalicidad, masa y edad. Para los planetas se incluyeron excentricidad, semieje, masa mínima y período. Las binarias denominadas con y sin planetas pertenecen a una muestra mayor seleccionada por Valenti & Fischer (2005) para la búsqueda de planetas por la técnica Doppler, la mayoría de estas estrellas son de tipo solar. Para cada una de las distribuciones se aplicó el test estadístico

Kolmogorov-Smirnov (test K-S, Press et al. 1992).

2. Sistemas binarios con y sin planetas

El análisis estadístico realizado sobre estos dos grupos de binarias mostró que, las distancias y las masas de las componentes primarias de ambos eran similares. Por otro lado, al comparar la metalicidad de las binarias con y sin planetas, se encontró una diferencia, como puede verse en las distribuciones de la izquierda en la Figura 1. La mediana de la distribución de metalicidades para las binarias sin planetas es -0.01 , mientras que para las binarias con planetas resultó 0.20 . El test K-S mostró una probabilidad $\gg 99\%$ de que ambas distribuciones sean diferentes. Las binarias con planetas resultaron ser, en promedio, más ricas en metales que las binarias sin planetas.

La separación de las componentes de los dos grupos de binarias mostró diferencias. En el panel derecho de la Figura 1, se muestran las distribuciones de la separación proyectada para ambos grupos de binarias. La mediana para las separaciones para las binarias con planetas es de 586 UA, mientras que para las binarias sin planetas es 333 UA. La aplicación del test K-S mostró un porcentaje del 59% de que ambas distribuciones sean distintas. Es decir las binarias con planetas resultaron, en promedio, tener una separación mayor entre sus componentes.

3. Planetas en estrellas simples y binarias y multiplicidad planetaria

La comparación de los períodos y semiejes de los planetas en estrellas simples y binarias no arrojó mayores diferencias entre ambos. Por otro lado, se encontraron diferencias en las excentricidades, las que se muestran en el panel izquierdo de la Figura 2. La mediana de la distribución de excentricidades de los planetas en binarias es de 0.3 . Para los planetas en estrellas simples es de 0.2 . El test K-S arrojó una probabilidad del 59% de que ambas distribuciones sean distintas. Las órbitas de los planetas en binarias resultaron, en promedio, tener excentricidades mayores.

Para las masas mínimas de los planetas también se hallaron diferencias. Estas se muestran en los histogramas del panel derecho de la Figura 2. Del análisis realizado se obtuvo que las masas de los planetas en sistemas binarios son mayores, en promedio, que las masas de los planetas en estrellas simples. Para estas distribuciones el test K-S mostró una probabilidad del 66% de que ambas sean diferentes. Las medianas de las distribuciones de masas son de $1.6 M_{\text{Jup}}$, para los planetas en estrellas simples, y $2.0 M_{\text{Jup}}$ para los planetas en binarias.

En cuanto a la multiplicidad planetaria, si bien la muestra de binarias con planetas no es demasiado extensa aún, se conocen algunos ejemplos de binarias con más de un planeta detectado, por ejemplo: 55 Cnc (Fischer et al. 2007).

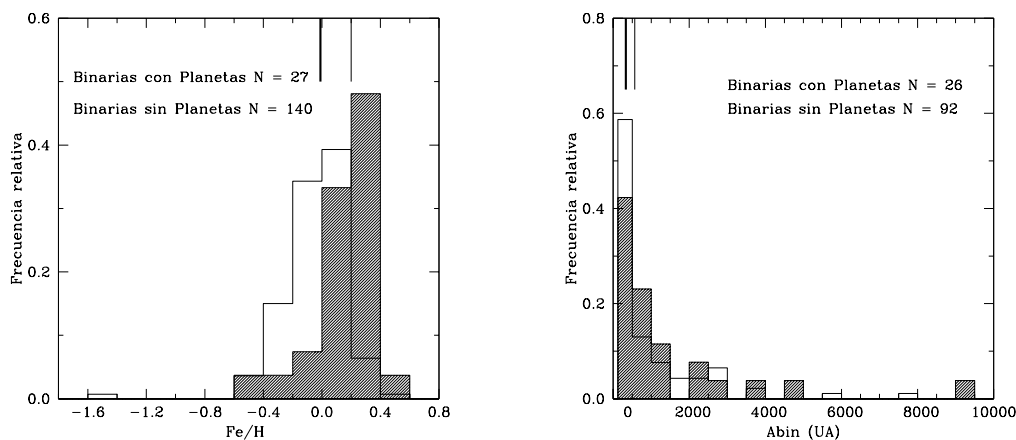


Figura 1. *Izquierda:* Distribuciones de metalicidades para las binarias con planetas (histograma rayado) y binarias sin planetas (histograma vacío). La línea fina en la parte superior indica el valor de la mediana para las binarias con planetas (0.20). La línea gruesa corresponde a las binarias sin planetas (-0.01).

Derecha: Separaciones proyectadas para las componentes de los sistemas binarios con y sin planetas (histogramas rayado y vacío, respectivamente). La línea fina en la parte superior indica el valor de la mediana para las binarias con planetas (568 UA). La línea gruesa corresponde a las binarias sin planetas (333 UA).

En nuestra muestra de binarias con planetas 4 tienen más de un planeta detectado, correspondiendo a $\sim 15\%$ de la misma. En el caso de las estrellas simples con planetas, encontramos 12 casos con más de un planeta, lo cual representa $\sim 10\%$ de la muestra. De acuerdo a estos porcentajes la multiplicidad planetaria podría ser mayor en los sistemas binarios. Sin embargo esto sólo puede ser considerado una tendencia inicial que debe ser confirmada mediante el análisis de muestras estadísticamente significativas.

4. Conclusiones

El análisis sobre las binarias con y sin planetas mostró una posible diferencia en la separación de las componentes. Probablemente esto se deba a efectos dinámicos. La presencia de una compañera puede inhibir la formación planetaria en binarias con componentes cercanas (Marzary & Scholl 2000). En el caso de binarias abiertas la secundaria podría afectar la estabilidad del planeta (ver, por ejemplo, Turrini et al. 2005). Un resultado muy interesante que se encontró es que las binarias con planetas son, en promedio, más ricas en metales que las binarias sin planetas. Este resultado es análogo al que se encuentra cuando se comparan estrellas simples con planetas con estrellas de campo.

Para los planetas en estrellas simples y binarias se encontró una posible diferencia en la excentricidad, resultando los planetas en binarias tener excentricidades

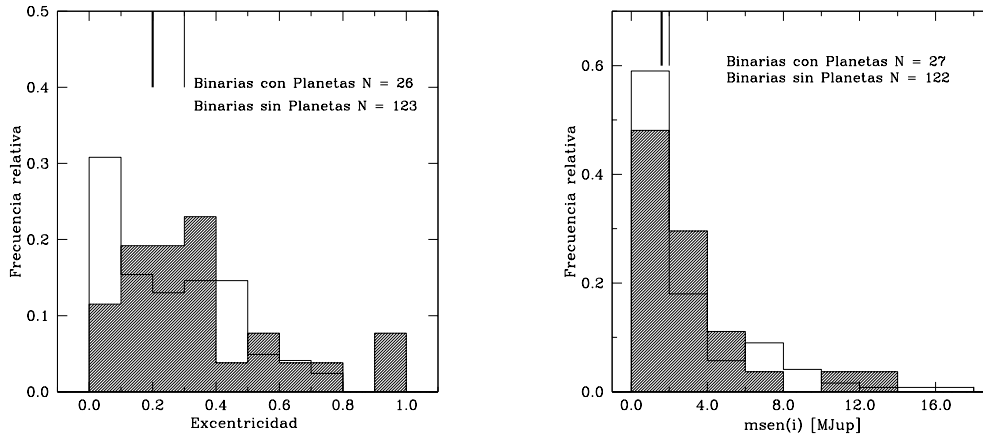


Figura 2. *Izquierda:* Distribuciones de excentricidades para las órbitas de los planetas en binarias y en estrellas simples (histogramas rayado y vacío, respectivamente). La línea fina en la parte superior indica el valor de la mediana para los planetas en binarias (0.3). La línea gruesa corresponde a los planetas en estrellas simples (0.2).

Derecha: Masas mínimas para los planetas en binarias (histograma rayado) y estrellas simples (histograma vacío). La línea fina en la parte superior indica el valor de la mediana para las masas de los planetas en binarias (2.0). La línea gruesa corresponde a los planetas en estrellas simples (1.6).

mayores que los planetas en estrellas simples. Éste parecería un resultado razonable si se piensa en los posibles efectos dinámicos de la estrella compañera sobre el planeta en los sistemas binarios que podrían producir órbitas más excéntricas. Además las masas de los planetas en binarias resultaron ser, en promedio, mayores que la de los planetas en estrellas simples. Esto podría ser un efecto de detección, ya que los planetas más masivos son más fáciles de detectar.

La multiplicidad planetaria para nuestras muestras de objetos, parecería ser mayor en binarias que en estrellas simples. Sin embargo ésta es sólo una tendencia inicial que debe ser confirmada mediante el análisis de un número mayor de objetos.

Referencias

- Desidera, S., & Barbieri, M. 2007, *A&A*, 462, 345
 Fischer D., Marcy G., Butler P., et al. 2007, *ApJ*, 669, 1336
 Marzary, F., & Scholl, H. 2000, *ApJ*, 543, 328
 Press W. H., et al. 1992, *Numerical Recipes*, Cambridge Univer. Press, p. 617
 Turrini, D., Barbieri, M., Marzari, F., et al. 2005, *Mem. S.A.It. Suppl.*, 6, 172
 Valenti, J. A. & Fischer, D. A. 2005, *ApJS*, 159, 141

PRESENTACIÓN MURAL

Modelado de SEDs y de imágenes HST de proto-estrellas de la región de Taurus-Auriga

L. Gramajo¹, M. Gómez¹, B. A. Whitney²

(1) *Observatorio Astronómico de Córdoba, Argentina (OAC, UNC)*

(2) *Space Science Institute, Boulder, CO 80301, USA*

Abstract. In this contribution we present results on the modeling of the spectral energy distributions (SEDs) and HST/NICMOS images of 2 Class I embedded sources belonging to the Taurus-Auriga molecular cloud (IRAS 04016+2610 and IRAS 04248+2612). To construct the SEDs we compiled fluxes between 0.55 and 3000 μm from the literature. We used the method developed by Robitaille et al. (2006) for the analyses of the SEDs. In addition we modeled the HST/NICMOS images with the Whitney et al. (2003)'s code. We analyzed simultaneously the images and SEDs and derived geometrical and physical parameters of these sources.

Resumen. En esta contribución se presentan los resultados obtenidos del modelado simultáneo de distribuciones espectrales de energía y de imágenes HST/NICMOS de dos proto-estrellas de Clase I pertenecientes a la nube molecular de Taurus-Auriga (IRAS 04016+2610 e IRAS 04248+2612). Las distribuciones espectrales de energía fueron construídas compilando los valores de los flujos de la literatura en el rango de 0.55 a 3000 μm . Para realizar el análisis de las mismas se empleó el método de Robitaille et al. (2006). Por otra parte, se modelaron las imágenes HST/NICMOS de estas fuentes utilizando el código desarrollado por Whitney et al. (2003). Del análisis conjunto, SEDs e imágenes, para cada uno de los objetos estudiados, se derivaron parámetros físicos y geométricos.

1. Introducción

Los objetos estelares jóvenes se clasifican en cuatro tipos (Clases O a III) en base a la forma de las distribuciones espectrales de energía (SEDs). Los objetos de Clase O (edades del orden de 10^4 años) son los más jóvenes y sus SEDs se asemejan a un cuerpo negro con temperatura de 30 K, en tanto que los de Clase III (edades del orden de 10^7 años) son los más evolucionados. Las fuentes elegidas para esta contribución son IRAS 04016+2610 y IRAS 04248+2612, dos proto-estrellas de Clase I, pertenecientes a la nube molecular de Taurus-Auriga ($d = 140$ pc). El objetivo del presente trabajo es derivar parámetros físicos y geométricos de cada una de ellas realizando un modelado simultáneo de imágenes de alta resolución y de SEDs. Este procedimiento permite complementar la alta

resolución de las imágenes HST con el amplio cubrimiento espectral de las SEDs.

Para construir las SEDs se buscaron en la literatura valores de flujos en un rango entre $0.55\text{-}3000\ \mu\text{m}$ (cruces en las Figuras 1-2, abajo). Se utilizaron, además, imágenes de alta resolución ($0.1\ \text{arcsec/pix}$) tomadas con el HST/NICMOS en los filtros F110W, F160W, F185W y F205W (Padgett et al. 1999). Para cada fuente se combinaron las imágenes individuales de tres de los cuatro filtros en colores falsos (F110W:azul, F160W:verde y F205W:rojo), utilizando IDL¹ (ver Figuras 1-2, arriba-izquierda). En ambas imágenes se puede observar la presencia de una fuente central asociada a una nebulosa de reflexión bipolar. En el caso de IRAS 04016+2610 esta nebulosa presenta una morfología poco extendida mientras que lo contrario ocurre para IRAS 04248+2612, asociada a una nebulosa muy extendida y elongada.

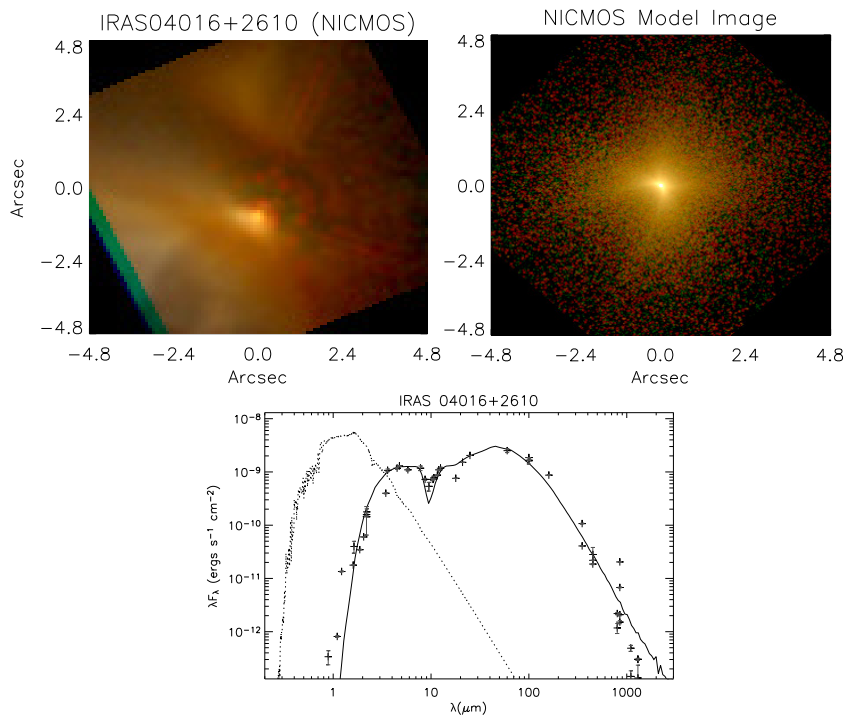


Figura 1. Fuente IRAS 04016+2610. Arriba: izquierda: combinación de imágenes obtenidas con el HST/NICMOS (Padgett et al. 1999), derecha: mejor modelado para dichas imágenes. Abajo: en línea continua la SED modelada, en cruces los flujos observados, y a modo de comparación se grafica en línea de trazos la atmósfera de Kurucz.

¹IDL: Interactive Data Language.

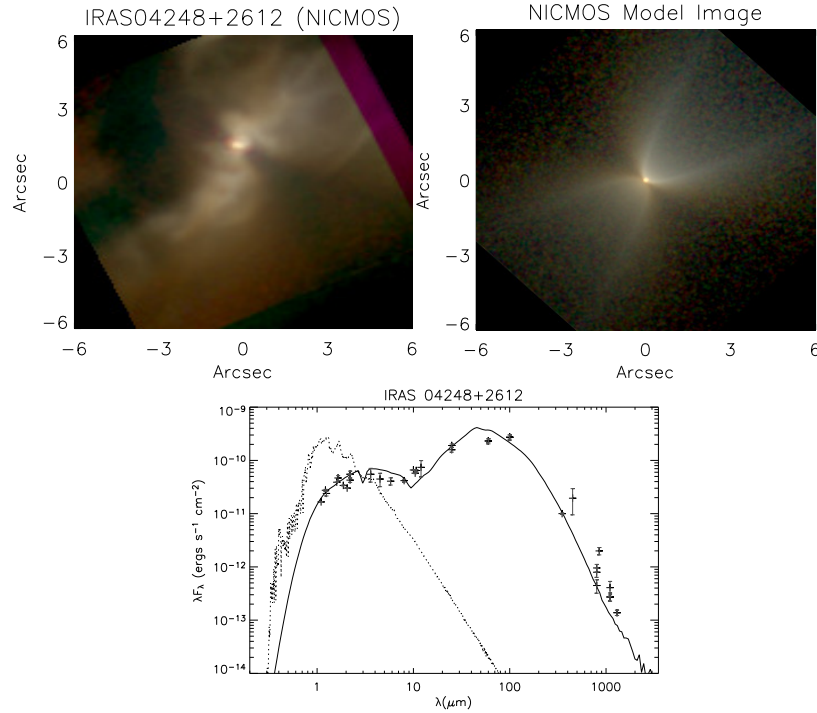


Figura 2. Idem Figura 1 para la fuente IRAS 04248+2612.

2. Análisis

Para caracterizar físicamente a los objetos mencionados e inferir propiedades del colapso y de los discos de acreción se prosiguió de la siguiente manera. Se adoptó una configuración geométrica la cual consiste en una fuente luminosa central rodeada por un disco en acreción y una envolvente con material en caída libre. Perpendicular al disco, en la dirección del eje de rotación de la envolvente se hallan las cavidades de la envolvente producidas por los flujos bipolares. Inicialmente se analizaron las SEDs con el método propuesto por Robitaille et al. (2006). Éste consiste en una grilla de 200000 modelos axi-simétricos de SEDs correspondientes a distintos valores de los parámetros físicos y geométricos de los objetos estelares jóvenes. Esta técnica nos ofrece dos importantes ventajas: 1- el análisis de las SEDs se realiza simultáneamente sin perder información, 2- la unicidad de la solución hallada o la carencia de la misma resulta de la aplicación del procedimiento.

Para modelar las imágenes HST/NICMOS se utilizaron los resultados derivados de la aplicación de la mencionada grilla como punto de partida y se procedió a la determinación de los parámetros que mejor reprodujeran las imágenes observada. Finalmente se realizó el análisis simultáneo de las SEDs y de las imágenes, variando en forma discreta los parámetros físicos y geométricos, buscando la combinación que reproduzca satisfactoriamente tanto la SED como las imágenes HST, para cada objeto.

3. Resultados y perspectiva futura

En las Figuras 1-2 se muestran las SEDs modeladas que mejor ajustan los flujos observacionales (abajo), y los modelos que mejor reproducen las imágenes HST/NICMOS (arriba-derecha). En la Tabla 1 se presentan los valores de los parámetros obtenidos del análisis simultáneo. La precisión de los mismos es mayor que la derivada del análisis de sólo imágenes (Ver por ejemplo Gramajo et al. 2007). Este procedimiento brinda un avance y una continuación con respecto a trabajos anteriores en donde se modelaron las imágenes y las SEDs en forma independiente.

El uso de toda la información disponible, tanto de los flujos en un amplio rango espectral como las imágenes de alta resolución, así como también el método de modelado empleado proveen parámetros con un alto grado de confiabilidad que describen la geometría y la física de estos objetos de Clase I.

Este análisis será extendido a una muestra de 10 objetos de Clase I/II pertenecientes a la nube de Taurus. Con ello se espera poder derivar parámetros físicos y geométricos para cada una de las fuentes y, de esta manera, caracterizar esta etapa evolutiva de los objetos de baja masa.

Parámetros	IRAS 04016+2610	IRAS 04248+2612	
Radio (R_{\odot})	5.1 ± 0.5	3.5 ± 0.5	Fuente
Temperatura efectiva (K)	4580 ± 80	2850 ± 80	
Masa (M_{\odot})	0.19 ± 0.03	1.35 ± 0.03	
Masa (M_{\odot})	0.020 ± 0.005	0.010 ± 0.005	Disco
Radio máx. (UA)	800 ± 20	500 ± 20	
Radio mín. (R_{\star})	4 ± 0.5	4 ± 0.5	
Tasa de acreción ($M_{\odot}/\text{año}$)	$5 \times 10^{-8} \pm 10^{-9}$	$10^{-8} \pm 10^{-9}$	
Radio máx. (UA)	1000 ± 300	6000 ± 300	Envolvente en colapso
Tasa de acreción ($M_{\odot}/\text{año}$)	$5 \times 10^{-6} \pm 0.5 \times 10^{-6}$	$10^{-6} \pm 0.5 \times 10^{-6}$	
Apertura de la Cavidad ($^{\circ}$)	18 ± 2	16 ± 2	
Inclinación ($^{\circ}$)	65 ± 2	65 ± 2	

Tabla 1. Principales parámetros obtenidos del análisis simultáneo de SEDs e imágenes HST/NICMOS para las fuentes IRAS 04016+2610 y IRAS 04248+2612

Referencias

- Gramajo, L. V., Whitney, B. A., Kenyon, S. J., Gómez, M., Merrill, K. M. 2007, AJ, 133, 1911
 Padgett, D. L., Brandner, W., Stapelfeldt, K. R., et al. 1999, AJ, 117, 1490
 Robitaille, T. P., Whitney, B. A., Indebetouw, R., Wood, K., Denzmore, P. 2006, ApJ, 167, 256
 Whitney B. A., Wood, K., Bjorkman, J. E., Cohen, M. 2003, ApJ, 598, 1079

POSTER PAPER

Algorithms and physical parameters involved in the calculation of model stellar atmospheres

David C. Merlo¹

(1) Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba, Argentina

Abstract. This contribution summarizes the Doctoral Thesis presented at Facultad de Matemática, Astronomía y Física, Universidad Nacional de Córdoba for the degree of PhD in Astronomy. We analyze some algorithms and physical parameters involved in the calculation of model stellar atmospheres, such as atomic partition functions, functional relations connecting gaseous and electronic pressure, molecular formation, temperature distribution, chemical compositions, Gaunt factors, atomic cross-sections and scattering sources, as well as computational codes for calculating models. Special attention is paid to the integration of hydrostatic equation. We compare our results with those obtained by other authors, finding reasonable agreement. We make efforts on the implementation of methods that modify the originally adopted temperature distribution in the atmosphere, in order to obtain constant energy flux throughout. We find limitations and we correct numerical instabilities. We integrate the transfer equation solving directly the integral equation involving the source function. As a by-product, we calculate updated atomic partition functions of the light elements. Also, we discuss and enumerate carefully selected formulae for the monochromatic absorption and dispersion of some atomic and molecular species. Finally, we obtain a flexible code to calculate model stellar atmospheres.

Resumen. Esta contribución resume el trabajo de Tesis Doctoral presentado ante la Facultad de Matemática, Astronomía y Física, Universidad Nacional de Córdoba para optar por el grado de Dr. en Astronomía. En este trabajo de Tesis analizamos detalladamente las principales variables físicas que intervienen en el modelado de las atmósferas estelares: funciones de partición, la relación entre las presiones gaseosas y electrónicas, los procesos de ionización y formación molecular, los factores de Gaunt, las secciones eficaces, diversas composiciones químicas, densidades electrónicas y absorciones continuas (tanto atómicas como moleculares). A partir de ello, logramos una descripción del comportamiento del resto de las variables en mezclas gaseosas de diversas composiciones químicas. Incidentalmente, estudiamos algunos algoritmos que se utilizan frecuentemente en el cálculo de los modelos, por ejemplo la relación P_g - P_e - T y el equilibrio molecular. También analizamos la absorción continua de distintos elementos, la integración de la ecuación del equilibrio hidrostático, los procedimientos de corrección de la distribución inicial de la tempera-

tura y la solución de la ecuación del transporte. Luego, integramos todos nuestros análisis y conclusiones a los efectos de establecer un código de cálculo que nos permitiese obtener la estructura física de una atmósfera estelar. Para ello, analizamos distintos procedimientos de corrección de la distribución inicial de la temperatura y resolvimos, mediante técnicas estándar, la ecuación del transporte radiativo, logrando resultados compatibles con las hipótesis planteadas inicialmente.

Como subproducto del trabajo, calculamos valores de funciones de partición actualizadas de átomos, neutros y una vez ionizados, de especies atómicas livianas, en las más variadas condiciones astrofísicas de interés, como así también valores más precisos y discriminados de los términos a incluir en la absorción continua del Hidrógeno y, finalmente, un código de cálculo flexible para calcular modelos de atmósferas estelares.

1. Introduction

The study of stellar atmospheres includes the analysis of the functional relations among variables and physical parameters related to them. The use of codes written by other authors simplifies the task and allows to advance in some topics; for example, the program ATLAS (Kurucz, 1970, 1979, 1997) was delivered by the author and is widely used nowadays. Anyhow, some comments related to the use of codes are opportune: frequently, numerical values used for parameters and initial physical conditions are not very well known or the codes may be applied to conditions for which that were not written. It is advisable, first, to carefully study the programs to be used and to analyze if the existing code does match the problem under study.

Our interest was to analyze atmospheres of HdC stars, with a marked deficiency of H and a reinforcement of C; besides, we highlighted the importance of the study of stars of these characteristics. Moreover, we concluded that it is not trivial to adapt the ATLAS code to these conditions due to its inadequate representation of the atomic structure of C to calculate its absorption coefficient. So, we finally decided to write our own codes adapted to the problem under study. On the other hand, we considered appropriate to carefully revise the classic topics of stellar atmospheres theory in order to carry out wider studies in the future.

2. Contents

2.1. Calculation of APFs

The importance of NLTE stellar regions is beyond question; but at low optical depth in stellar photospheres, the LTE conditions are restored and it is an excellent approximation to the reality. In these conditions, the atomic excitation and ionization can be calculated using the formulae of Boltzmann and Saha, and these demonstrate the importance of the atomic partition functions (APFs). As consequence, in Chapter I we made a detailed review of the calculation of the APFs and atomic state of light elements (H to Na -ion and neutral-, with and ex-

tension to K and Ca) in order to compute APFs. Finally, we compare our results with those of other authors, and we discuss the advantages and limitations.

2.2. Ionization and molecular formation in gaseous mixtures

In Chapter II we carried out an analysis of the ionization and molecular formation in gaseous mixtures of different chemical compositions: Solar, Population II, HdC and HdCII (though somewhat enriched in C, it is deficient in all the metals). For this reason, we previously analyzed the formulae for excitation, ionization and dissociation and we studied the P_e - P_g - T relation and density for the different mixtures.

2.3. Studies of continuous absorbers

Chapter III is dedicated to the discussion of different sources of absorption and scattering coefficients. Besides, we analyzed the calculation procedures and the interpolation formulae in order to reach a better precision in the results.

2.4. The calculation of model stellar atmospheres

In Chapter IV we paid attention to the integration of hydrostatic equation. Here we studied several temperature-correction procedures to obtain a constant flux. We showed the limitations of some of them and the advantages of others. Furthermore, we presented in Chapter V the procedure used to integrate the transfer equation.

2.5. Epilogue

Chapter V synthesizes the most important contributions of this work and the topics that would be necessary to analyze in the future to complete it, for example, to improve the temperature-correction near the surface, convection and blanketing.

3. Conclusions

We have obtained homogeneous and accurate APFs values for light elements atoms (H to Na I/II) in a wide range of temperature and electronic pressure (lowering of the ionization energy $\Delta\chi$, in fact). In our comparison with calculations from other authors, we concluded that APFs values by Traving *et al.* (TBH, 1966) are more accurate for $\Delta\chi < \Delta\chi_{limit}$, but if $\Delta\chi < 0.01$ eV, they exceed ours, because our spectroscopic levels are more complete and updated (Milone & Merlo, 1998). Besides, whenever TBH values included some sets of terms to account for multiple excited states, we deemed necessary to include some additional ones.

In HdC atmospheres, as C becomes the second element in abundance after He, it may be of interest to know how far the role of H is taken up by C. In this context, our results showed for $T \geq 25200$ K and within the range for $\log P_e$ herein studied, the electronic densities per unit mass are significantly higher in the Solar and Population II mixtures, than in the HdC one; at the opposite extreme -relatively low temperatures and/or sufficiently high P_e - it is slightly higher than in the Solar one in the HdC mixture (Merlo & Milone, 2003). Besides, the HdC

mixture is less opaque than the Solar or Population II ones, at temperatures and pressure having the Thomson scattering as the main source of opacity. For intermediate and low temperatures, C^- cannot achieve the importance of H^- in the Solar mixture due to its low abundance, although the physical conditions are adequate to the formation of C^- . For intermediate and low temperatures, C mimics in the HdC mixture the behavior of H in the Solar one: as a donor of electrons, as a former of molecules and negative ions and a source of opacity. The similarity, however, is only qualitative, not quantitative, since the C abundance in the HdC mixture is far lower than that of H in the Solar one.

The electronic version of this Thesis (in Spanish) is available sending an electronic mail to the author or in the webpage of the Faculty ¹.

Acknowledgments. To my wife Silvia and my son Leonardo, who offered to me their unconditional and necessary support to continue and to finish this Thesis. To my advisor Dr. Luis Milone, for his constant support in all these uninterrupted years and to have adapted to the different stages of my life. To members of the Doctoral Thesis Court: Drs. Olga Pintado, Zulema González de López García and Mercedes Gómez, for their guessed right observations which allowed me improve the manuscript. To my relatives, friends and colleagues, both of the Observatorio Astronómico Córdoba and the Facultad de Matemática, Astronomía y Física (FaMAF), who gave me their explicit and implicit support in the prosecution of this aim. To the Secretaría de Ciencia y Tecnología (SeCyT) of the Universidad Nacional de Córdoba, for a doctoral fellowship that allowed to take forward a great part of this work.

References

- Kurucz, R.L. 1970, *S.A.O. Special Report* N° 308.
Kurucz, R.L. 1979, *ApJS*, 40, 1.
Kurucz, R.L. 1997, *Proc. I.A.U. Coll. N° 189*, T.Bedding, A.J.Booth & J.Davies, p.217. Dordrecht: Kluwer Acad. Publ.
Merlo, D.C. & L.A. Milone 2003, *Astroph. Space Sci.*, 288, 223.
Milone, L.A. & D.C. Merlo 1998, *Astroph. Space Sci.*, 259, 173.
Traving, B., Baschek, B. & H. Holweger. 1966, *Abh.Hamb.Stern.*, Bd. VIII, 3.

¹<http://www.famaf.unc.edu.ar/series/pdf/pdfDAst/DAst41.pdf>

PRESENTACIÓN MURAL

Calibración BCD para estrellas B supergigantes

M. F. Muratore¹, J. Zorec³, L. Cidale^{1,2}, M. L. Arias^{1,2}, Y. Frémat⁴

(1) Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - UNLP

(2) Instituto de Astrofísica de La Plata (IALP)

(3) Institut d'Astrophysique de Paris, UMR7095 CNRS, Université
Pierre & Marie Curie, Francia

(4) Royal Observatory of Belgium, 3 Av. Circulaire, 1180 Bruxelles,
Belgium

Abstract. We extend the calibration of the (λ_1, D) parameters of the BCD spectrophotometric system for T_{eff} and $\log g$ in order to include the luminosity classes I and II. We select a set of 112 objects and calculate T_{eff} and $\log g$ for each of them, using integrated fluxes combined with several distance determinations and evolutionary tracks. Then, we fit the curves of constant T_{eff} and $\log g$ using the calculated set of $(T_{\text{eff}}, \log g)$ values together with the measurements of (λ_1, D) parameters taken from low resolution spectra of the program stars.

Resumen. Nuestro objetivo es extender las curvas de calibración del sistema espectrofotométrico BCD existentes, para incluir objetos de clases de luminosidad I y II. Usando el método de integración de flujos, combinado con determinaciones de distancias y diagramas evolutivos, encontramos un conjunto de valores $(T_{\text{ef}}, \log g)$ que caracteriza a una muestra de 112 objetos. Estos valores, junto con los parámetros (λ_1, D) medidos sobre espectros de baja resolución de los objetos de la muestra, nos permitieron ajustar las curvas de T_{ef} y $\log g$ constante en los diagramas (λ_1, D) que se muestran en este trabajo.

1. Introducción

El sistema espectrofotométrico BCD (Barbier-Chalonge-Divan) (Barbier & Chalonge 1941, Chalonge & Divan 1952) está basado en mediciones directas de la discontinuidad de Balmer (DB), realizadas sobre espectros de baja resolución en el rango 3500–4600 Å. Los parámetros que caracterizan a este sistema son D y λ_1 . D está relacionado con la altura de la DB y es un indicador de la temperatura efectiva. λ_1 caracteriza la posición espectral de la DB y depende fuertemente de la gravedad superficial.

A partir de estos parámetros es posible determinar: T_{ef} , $\log g$, M_V , M_{Bol} y tipo espectral usando las calibraciones de (λ_1, D) dadas por Divan & Zorec (1982) y Zorec (1986). Estas calibraciones están limitadas al tipo espectral B con clases de luminosidad III, IV y V.

El objetivo de este trabajo es extender la calibración (λ_1, D) para incluir objetos de tipo espectral B con clases de luminosidad I y II. Obtuvimos, para ello, espectros de baja resolución de un gran número de estrellas supergigantes B de nuestra galaxia con datos fotométricos disponibles en la literatura. Por una parte, determinamos parámetros fundamentales estelares (T_{ef} y $\log g$) de cada objeto de la muestra usando el método de integración de flujos, combinado con determinaciones de distancias y diagramas evolutivos. Por otra parte, para los mismos objetos, obtuvimos los parámetros BCD (λ_1, D) realizando mediciones directas sobre los espectros de baja resolución. Estos datos nos permitieron ampliar la calibración BCD mediante la construcción de diagramas (D, λ_1) donde ajustamos curvas de T_{ef} y $\log g$ constante.

2. Determinaciones de T_{ef} y $\log g$

Determinamos, para todos los objetos de la muestra, los parámetros fundamentales T_{ef} y $\log g$ usando el método de integración de flujos. Esto nos permite contar con un conjunto de valores homogéneos, evitando tomar determinaciones de la literatura, obtenidas de distintas fuentes y con diferentes métodos. En lo que sigue detallamos los lineamientos del método utilizado.

Temperatura efectiva: Determinamos la temperatura efectiva y el diámetro aparente $\theta = 2R_*/d$ (R_* radio estelar, d distancia) usando la expresión:

$$T_{\text{ef}} = \left(\frac{4f}{\sigma \theta^2} \right)^{1/4} \quad (1)$$

donde f es el flujo bolométrico absoluto reducido por la distancia a la tierra y corregido por extinción interestelar; σ es la constante de Štefan-Boltzmann.

El flujo integrado f se calculó usando observaciones en el rango: 1300 Å a 1 μm y ajustando modelos de atmósfera en ETL con diferentes temperaturas efectivas (Kurucz 1992) para los rangos espectrales no observados (UV e IR lejano). Los flujos teóricos en el UV lejano se corrigieron por un factor de bloqueo que tiene en cuenta la absorción producida por las líneas espectrales (“blanketing”). Los flujos observados en el UV corresponden a mediciones del satélite TD1 (Jamar et al. 1976, Macau-Hercot et al. 1978) y en la región del visible al IR se usaron flujos absolutos derivados de la fotometría de banda angosta de 13 colores (Johnson & Mitchell 1975). La corrección por absorción interestelar se realizó usando un $E(B-V)$ promediado de distintas fuentes (fotometría UBV, uvby y la pendiente del continuo, $\Phi_r b$, definida en el sistema BCD) y una ley de absorción del medio interestelar standard (Savage & Mathis 1979). El valor de θ se estimó a partir del cociente de flujos $F_\lambda/F_{\text{modelo}}$ en el intervalo de longitud de onda $\lambda\lambda 7000 - 8000$ Å.

Gravedad superficial: Los valores de $\log g$ fueron obtenidos usando: 1) las T_{ef} ya determinadas, 2) la luminosidad $\log(L/L_o)$ calculada mediante el flujo integrado f y la distancia d a cada objeto. El valor de d corresponde a un promedio de tres determinaciones obtenidas usando: a) las paralajes de HIPPARCOS ; b) las magnitudes absolutas visuales, $M_V(\lambda_1, D)$, tomadas de Chalonge & Divan (1973), las magnitudes aparentes de la base de datos CDS (Centre de Données

astronómicas de Strasbourg) y el $E(B-V)$ promedio ya calculado; c) las M_V (λ_1, D) tomadas de Chalonge & Divan (1973) y una corrección bolométrica determinada con la T_{ef} obtenida por el método de integración de flujos, 3) la masa M/M_o obtenida, para cada $(\log(L/L_o), T_{\text{ef}})$, a partir de los diagramas evolutivos de Schaller et al. (1992), 4) el radio estelar, calculado con la expresión: $R/R_o = (L/L_o)^{1/2}/(T_{\text{ef}}/5770)^2$. Finalmente, la gravedad se obtuvo mediante la expresión: $g = GM/R^2$.

De esta manera obtuvimos un conjunto de valores homogéneos de T_{ef} , $\log(L/L_o)$ y $\log g$ para todos los objetos.

3. Curvas de calibración obtenidas

Usando las mediciones de los parámetros BCD (λ_1, D) construimos un diagrama λ_1 vs. D , el cual sirve de base para derivar las curvas de calibración. Sobre dicho diagrama es posible ajustar curvas de T_{ef} (λ_1, D) y $\log g$ (λ_1, D) constante, usando los valores calculados en la sección anterior. Las curvas de calibración obtenidas se muestran en la Fig. 1. Para obtener cada curva de T_{ef} constante seleccionamos de la muestra conjuntos de puntos con un dado valor de $T_{\text{ef}} \pm 1000\text{K}$ y, mediante cuadrados mínimos, ajustamos una función polinómica de orden 2. Las curvas para $\log g$ constante se obtuvieron de manera similar.

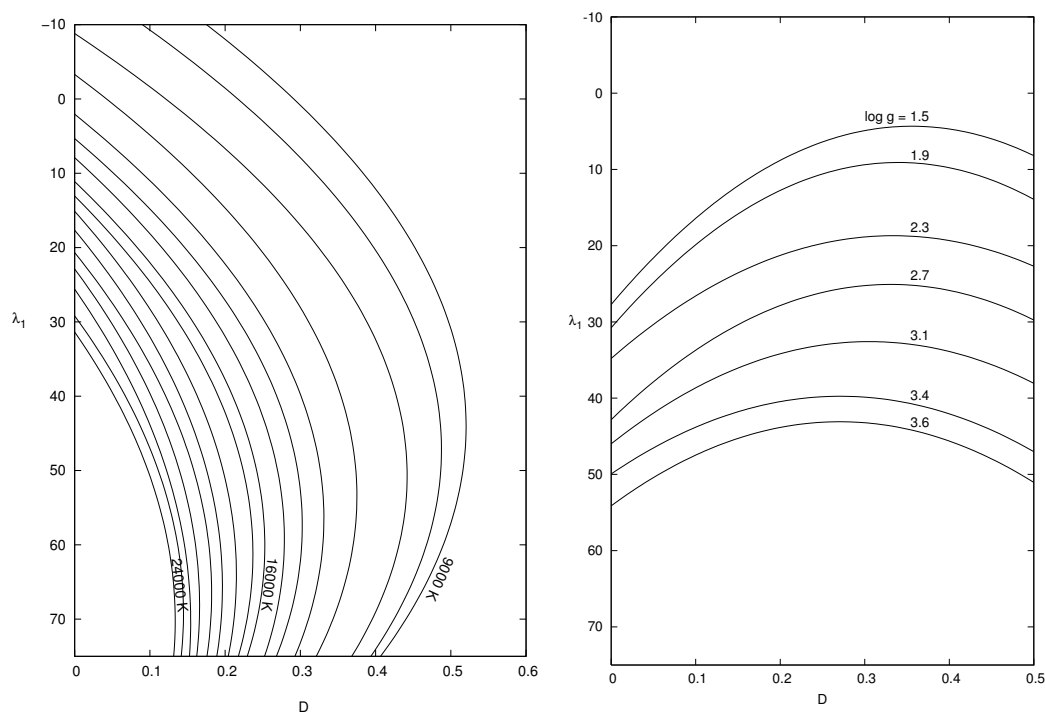


Figura 1. Curvas de calibración de los parámetros λ_1 y D para T_{ef} cada 1000K (izquierda) y para $\log g$ (derecha)

4. Comentarios

El sistema BCD tiene varias ventajas: 1) sus parámetros no están afectados por extinción interestelar ni absorción circunestelar, 2) está basado en mediciones de la distribución de energía del continuo en la región del visible cerca de la DB, por lo cual sus parámetros están relacionados, en promedio, con las propiedades físicas de capas atmosféricas más profundas que aquellas descritas por los sistemas de clasificación basados en las líneas espectrales, 3) permite derivar simultáneamente información de la mayor parte de los parámetros fundamentales (T_{ef} , $\log g$, M_V , M_{Bol} y tipo espectral), 4) tiene una aplicación directa y simple y puede aplicarse con buena precisión a estrellas B tanto normales como peculiares. En aquellos objetos donde el flujo está fuertemente modificado por el material circunestelar gaseoso y/o polvo, es posible que sea la única forma de estimar T_{ef} , ya que los modelos clásicos de atmósferas estelares no serían aplicables (e.g. Cidale et al. 2001, Zorec et al. 2005, etc.).

Nuestro próximo paso será derivar las curvas de calibración correspondientes a las magnitudes absolutas y bolométricas, así como realizar determinaciones del tipo espectral.

La obtención de un conjunto homogéneo de parámetros fundamentales para las supergigantes, usando las nuevas curvas de calibración, nos brindará un método alternativo para la determinación de distancias. Además, mediante la construcción de diagramas H-R, determinaremos edades, vínculos con estrellas progenitoras y con estados evolutivos posteriores: LVB, supergigantes Be y B[e] y supernovas. También podremos determinar en forma empírica la relación momento-luminosidad para estos objetos y confrontarla con las predicciones teóricas.

Referencias

- Barbier, D. & Chalonge, D. 1941, *Ann. Astroph.*, 4, 30
 Chalonge, D. & Divan, L. 1952, *Ann. Astrophys.*, 15, 201
 Chalonge, D. & Divan, L. 1973, *A&A*, 23, 69
 Cidale, L. S., Zorec J., & Tringaniello L. 2001, *A&A*, 368,160
 Divan, L. & Zorec, J. 1982, *IAUS*, 98, 61.
 Jamar C., Macau-Hercot, D, Monfils, A. et al. 1976, *ESA SR-27*
 Johnson, H. L. & Mitchell, R. I. 1975,
 Kurucz, R. 1992, CD-ROM No. 19, 20, 21, Cambridge Mass.: Smithsonian Astrophysical Observatory
 Macau-Hercot, D., Jamar, C., Monfils, A., et al. 1978, *ESA SR-28*
 Schaller, G., Schaerer, D., Meynet, G., et al. 1992, *A&A*, 105,85
 Savage, B. D. & Mathis, J. S. 1979, *ARA&A*, 17, 73
 Zorec, J. 1986, PhD. Université de Paris
 Zorec, J., Frémat, Y., & Cidale, L. S., 2005, *A&A*, 441, 235

PRESENTACIÓN MURAL

Estrellas enanas blancas masivas de helio

J. A. Panei^{1,2}, F. C. Wachlin^{1,2}, L. G. Althaus^{1,2}

(1) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas (FCAg, UNLP)*

(2) *Instituto de Astrofísica de La Plata (IALP, UNLP-CONICET)*

Abstract. We compute evolutionary sequences for helium-core white dwarf stars with masses of $\approx 0.5M_{\odot}$. They were obtained from a main sequence model with a mass $\lesssim 1M_{\odot}$, assuming different mass loss rates.

Resumen. Calculamos secuencias evolutivas para estrellas enanas blancas con núcleos de helio y masas de $\approx 0,5M_{\odot}$. Dichas secuencias fueron obtenidas a partir de un modelo de secuencia principal con una masa $\lesssim 1M_{\odot}$, con diferentes pérdidas de masa.

1. Introducción

Por largo tiempo se ha creído que el canal correcto para formar una enana blanca (WD) con una masa próxima a media masa solar era el siguiente: abandonan la secuencia principal (MS) para luego ascender por la rama gigante roja (RGB) hasta que se desarrolla en su interior el flash de helio (He). Luego de las fases de quema de He central (rama horizontal) y en capa (rama asintótica gigante), estos objetos se enfrían descendiendo por la rama de WD, para finalizar como una WD con un núcleo de carbono-oxígeno (CO-WD). Pero existen estrellas que debido a una gran pérdida de masa fallan en encender el He en el extremo superior de la RGB, y luego evolucionan produciendo un flash de He tardío durante su contracción hacia su estructura de WD o en una etapa temprana de la secuencia de enfriamiento de WD. Estas estructuras se conocen en la literatura como *Hot Helium Flashers*. Aún más, hay objetos que mediante una mayor pérdida de masa evitan el encendido de He. Estas últimas terminarán enfriándose como WDs masivas de He (He-WDs).

2. Evidencia observacional

El cúmulo galáctico NGC 6791 presenta un brillo anómalo en su función de luminosidad (Bedin et al. 2005). Esto podría ser consecuencia de la formación de estrellas WDs masivas con núcleos de He ($\approx 0,5M_{\odot}$). Para dar lugar a la formación de este tipo de objetos, sus progenitores tuvieron que sufrir una fuerte pérdida de masa durante su ascenso por la Rama Gigante Roja (RGB) -Hansen (2005). La edad estimada por Stetson et al. (2004) para NGC 6791 es de 12 Gyr, sin embargo Carney et al. (2005) y King et al. (2005) estiman una edad de 8 Gyr. Como es sabido, el calor almacenado en los núcleos de las WDs está estrecha-

mente ligado a la composición química de los mismos. Esto es, el calor contenido y la edad de enfriamiento de las WDs, son inversamente proporcionales al peso molecular de los constituyentes del núcleo. De esta manera, si consideramos dos WDs de igual masa y edad, una con un núcleo de CO y la otra con uno de He, ésta última será considerablemente más brillante (ver Fig. (1) donde ambas WDs con igual masa difieren en la composición química del núcleo).

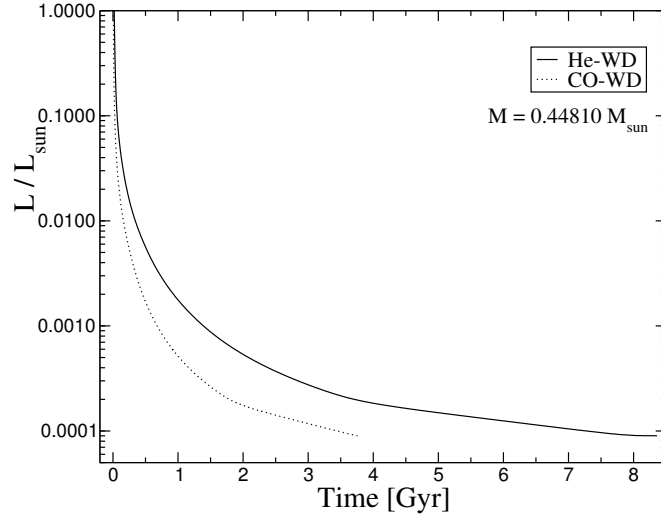


Figura 1. Diagrama Luminosidad vs. edad para dos WDs de $0,44810 M_{\odot}$ con núcleos de He y de CO. Observar que la He-WD es más luminosa y alcanza una edad mayor que su contrapartida de CO.

3. Cálculos evolutivos

En el presente trabajo hemos calculado secuencias evolutivas de He-WDs masivas. Estas WDs están compuestas de un núcleo de He y una envoltura delgada de hidrógeno (H). Nuestros modelos iniciales están constituidos por modelos de MS con una masa $\lesssim 1 M_{\odot}$, a los que se los hace evolucionar hacia la RGB, en la cual, mediante distintas tasas de pérdida de masa se obtienen diferentes envolturas de H. De esta manera, dependiendo de la masa final con la que la estrella abandona la RGB, producirá o no un flash de He. Nuestros cálculos evolutivos fueron realizados para objetos, algunos de los cuales evitaron el flash de He produciendo WDs con masas próximas y por debajo de $0,5 M_{\odot}$, con núcleos de He y envolturas de H. Para computar la pérdida de masa se ha empleado la fórmula de Reimers:

$$\dot{M} = -4 \times 10^{-13} \frac{\eta L}{gR} [M_{\odot}/yr]$$

donde η es el parámetro de eficiencia para la pérdida de masa, L la luminosidad, g la gravedad superficial y R el radio, con L , g y R en unidades solares. En la Fig. (2), se muestran secuencias evolutivas calculadas para modelos con un valor inicial de masa igual a $0,95 M_{\odot}$, abundancias de $(X, Z) = (0,7131, 0,0169)$ y para

valores de η iguales a 0,00, 0,30, 0,70, 0,75 y 0,80. Las masas finales obtenidas son de 0,95000, 0,74305, 0,46442, 0,45554 y 0,45250 M_{\odot} , respectivamente. Los dos modelos más masivos producen el flash de He en el pico de la RGB.

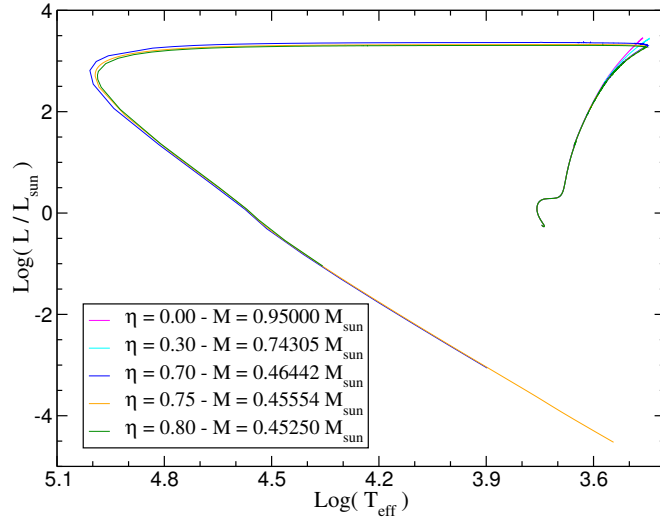


Figura 2. Diagrama HR para cinco WDs con $(X, Z) = (0,7131, 0,0169)$.

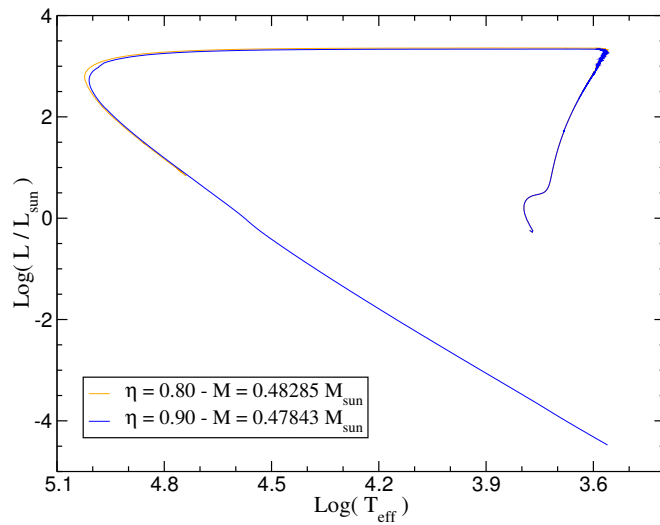


Figura 3. Similar Fig. (2) pero para $(X, Z) = (0,7557, 0,003)$.

Hemos realizado también cálculos para modelos de MS de $0,85M_{\odot}$ ($X, Z) = (0,7557, 0,003)$. Mostramos resultados para valores de η igual a 0,80 y 0,90, con masas finales de 0,48285 y 0,47843 M_{\odot} , respectivamente -ver Fig. (3).

En la Fig. (4) mostramos el logaritmo de las abundancias de ^1H , ^4He , ^{12}C , ^{14}N y ^{16}O vs. la fracción de masa q (masa exterior al radio r , en unidades de la masa total) para el modelo de 0,47843 M_{\odot} , en distintas etapas evolutivas. En cada

cuadro se da la luminosidad superficial en unidades de L_{\odot} , ésta indica en qué momento de la rama de enfriamiento ocurre el perfil de abundancias químicas -ver Fig. (3).

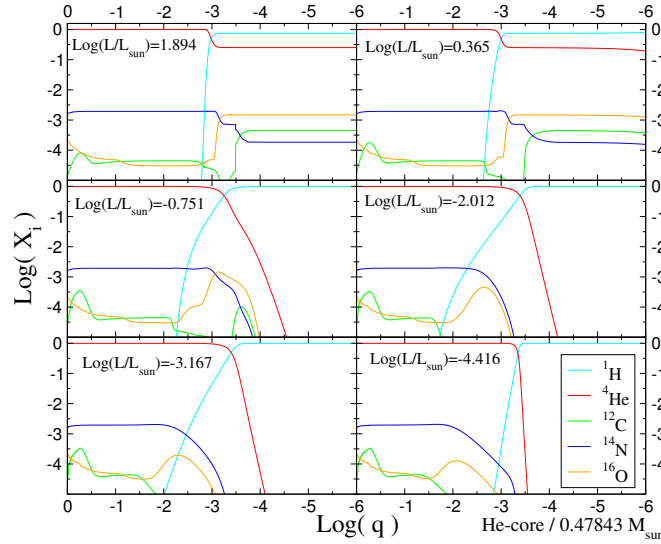


Figura 4. Abundancias químicas en seis momentos distintos sobre la rama de enfriamiento de WD.

4. Comentarios finales

De acuerdo con los resultados obtenidos, las enanas blancas de helio masivas podrían ser el resultado de una fuerte pérdida de masa en la rama gigante roja. Este escenario podría explicar la morfología de la función de luminosidad de las enanas blancas para el cúmulo galáctico NGC 6791.

Agradecimientos. A la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas (UNLP) y al Instituto de Astrofísica de La Plata (UNLP-CONICET) por permitir realizar este trabajo. Al Lic. Héctor Viturro por el soporte técnico.

Referencias

- Bedin, L. R., Salaris, M., Piotto, G., King, I. R., Anderson, J., Cassisi, S., & Momany, Y. 2005, ApJ, 624, L45
 Carney, B. W., Lee, J.-W., & Dodson, B. 2005, AJ, 129, 656
 Hansen, B. M. S. 2005, ApJ, 635, 522
 King, I. R., Bedin, L. R., Piotto, G., Cassisi, S., & Anderson, J. 2005, AJ, 130, 626
 Stetson, P. B., Bruntt, H., & Grundahl, F. 2003, PASP, 115, 413

POSTER PAPER

Multicolour photometry and CORAVEL radial velocities of stars of the open cluster NGC 2489

A. E. Piatti¹, J. J. Clariá², J.-C. Mermilliod³, M. C. Parisi² and A. V. Ahumada²

(1) *IAFE, Buenos Aires, Argentina*

(2) *Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba, Argentina*

(3) *Laboratoire d'Astrophysique de l'École polytechnique fédérale de Lausanne, Switzerland*

Abstract.

We present CCD BVI photometry in the field of the open cluster NGC 2489, supplemented with CORAVEL radial velocities (RVs) for 7 red giant candidates. A cluster angular radius of (3.5 ± 0.3) pc is estimated from star counts. The comparison of the cluster colour-magnitude diagram with isochrones of the Padova group yields $E(B-V) = 0.30 \pm 0.05$, $E(V-I) = 0.40 \pm 0.05$, and $V-M_V = 12.20 \pm 0.25$ for $\log t$ (age) = 8.70 and $Z = 0.019$. The analysis of the RVs allowed us to confirm cluster membership for 6 red giants, one of them being a spectroscopic binary. The properties of a sample of open clusters aligned along the line-of-sight to NGC 2489 are examined.

Resumen. Presentamos fotometría CCD BVI en la región del cúmulo abierto NGC 2489, juntamente con velocidades radiales (VRs) CORAVEL de 7 candidatas a gigantes rojas. En base a recuentos estelares estimamos el radio lineal del cúmulo en (3.5 ± 0.3) pc. La comparación de los diagramas color-magnitud con isócronas del grupo de Padova para $Z = 0.019$ condujo a los siguientes valores: $E(B-V) = 0.30 \pm 0.05$, $E(V-I) = 0.40 \pm 0.05$, $V-M_V = 12.20 \pm 0.25$ y $\log t$ (edad) = 8.70. El análisis de las VRs permitió confirmar la condición de miembros de 6 de las 7 candidatas a gigantes rojas, una de las cuales resultó ser una binaria espectroscópica. Analizamos además las propiedades de una decena de cúmulos abiertos proyectados casi en la misma dirección que NGC 2489.

1. CCD photometry and CORAVEL observations

NGC 2489 is located in a moderately rich star field in Puppis at $l = 247^\circ$, $b = -0.8^\circ$. CCD images were obtained with the Johnson B and V and Kron-Cousins I filters using the CTIO 0.9 m telescope. Seven stars brighter than $V = 12.20$ and redder than $B-V = 1.20$ were selected as red giant candidates and observed with the CORAVEL instrument at the 1.54 m telescope at European Southern Observatory (ESO), La Silla (Chile).

2. Structural features and cluster fundamental parameters

We determined the cluster centre and its extension following the procedure described in Piatti et al. (2004). We built the cluster stellar density profile and adopted $r = (1000 \pm 100)$ pixels as the cluster angular radius, equivalent to $6.7' \pm 0.6'$. We then considered the region for $r > 1000$ pixels as the “star field area”. Note that the main body of NGC 2489 is confined to a radius of ~ 400 pixels ($\sim 2.7'$) and that a faint corona extends up to the cluster boundary.

The resulting (V,B-V) and (V,V-I) CMDs are depicted in Fig. 1. They reveal well populated and relatively narrow sequences of stars that trace the cluster main sequence (MS) along ~ 7 mags with clear evidence of some evolution. A clump of red stars is also clearly visible. Although the corona has an annular radius 1.5 times larger than the radius of the central cluster region, it contains no more than $\sim 35\%$ of the cluster stars because of its relatively low star density. We then used $r < 400$ pixels colour-magnitude diagrams (CMDs) in the estimation of the cluster parameters to guarantee the presence of a predominant number of cluster stars over field stars. We fitted Padova theoretical isochrones to the observed CMDs to estimate the basic cluster parameters. Since a previous cluster abundance estimate from Clariá et al. (1996) indicates a solar metal content, we adopted $Z = 0.019$ for the isochrone sets. We first derived $E(V-I) = 0.40 \pm 0.05$ and $V-M_V = 12.20 \pm 0.25$ from the (V,V-I) CMD. Then, we adopted the latter and looked for the corresponding $E(B-V)$ by shifting in colour the Zero-Age Main Sequence (ZAMS) onto the observed cluster (V,B-V) CMD until we obtained a satisfactory fit of the unevolved cluster MS. We thus estimated $E(B-V) = 0.30 \pm 0.05$. Next, we selected isochrones of $\log t$ larger than 8.0 and used the derived $V-M_V$ and $E(V-I)$ values to estimate the cluster age. The isochrone of $\log t = 8.70$ turned out to be the one which most accurately reproduces the cluster features in the (V,V-I) CMD (Fig. 2). We derived a distance from the Sun of (1.8 ± 0.3) kpc and a Galactocentric distance of ~ 9.4 kpc, assuming the Sun’s distance from the centre of the Galaxy to be 8.5 kpc.

Based on the CORAVEL radial velocities, 6 out of the 7 red stars observed can be treated as unarguable members of NGC 2489. The mean radial velocity from these stars is 38.13 ± 0.33 km/s and has been adopted for the cluster. Cluster membership among the possible red giants was also examined by Clariá et al. (1996), who obtained high precision UBV and DDO data for 6 of the 7 stars here observed with the CORAVEL instrument. Their results are based on photometric criteria and show very good agreement with those coming from the present radial-velocity data.

Our resulting age confirms that NGC 2489 is a Hyades-like open cluster of ~ 500 Myr. The cluster fits well in the expected locus in the position-metallicity relationship. Searching in the WEBDA database, we found 10 open clusters located at $(l,b)_{cluster} = (l,b)_{NGC\ 2489} \pm 5^\circ$ with well-determined $E(B-V)$ colour excesses and distances from the Sun. Fig. 3 shows the relationship between the visual absorption A_V and the distance d from the Sun for these clusters (open circles) and for NGC 2489 (open star). Note that the distance between the outermost and the innermost clusters is nearly 4.5 kpc. For the sake of

comparison, we also included the A_V vs. d relationship corresponding to the Baade's Window $[(l,b) = (1^\circ, -3.9^\circ)]$ - situated not far from the direction here considered - obtained by Ng et al. (1996), which is represented by a solid line. Note that from the Sun outwards up to ~ 3 kpc, the clusters approximately follow the extinction law of the Baade's Window. At that distance, however, there occurs a large dispersion in the interstellar visual absorption. According to the schematic map of the Galaxy of Drimmel & Spergel (2001), there are no spiral arms passing near to these five clusters. An explanation for this scatter might be the existence of dark clouds in front of them or simply the evidence that the dust distribution in the Galactic plane is not homogeneous.

References

- Clariá, J.J., Piatti, A.E., & Osborn, W., 1996, PAPS, 108, 672
 Drimmel, R., Spergel, D.N., 2001, ApJ, 556, 181
 Ng, Y.K., Bertelli, G., Chiosi, & C.Bressan, A., 1996, , A&A, 310, 771
 Piatti, A.E., Clariá, J.J., & Ahumada, A.V., 2004, A&A, 421, 991

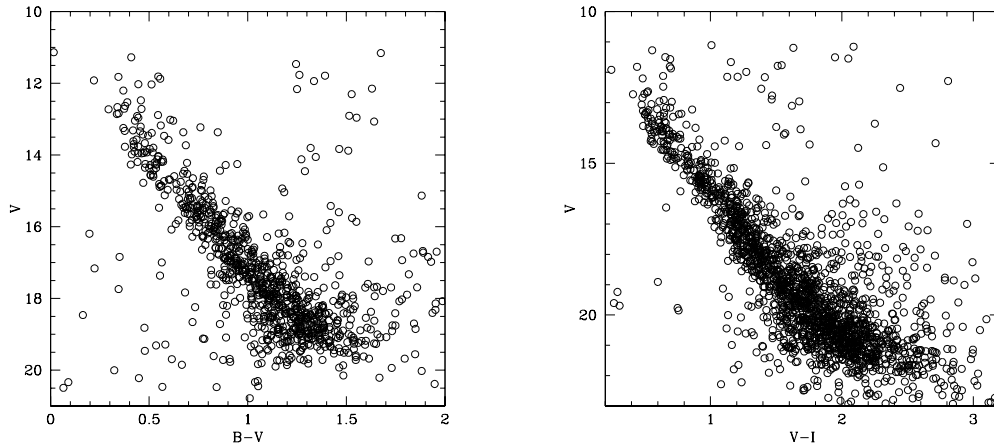


Figure 1. $(V,B-V)$ and $(V,V-I)$ CMDs for stars observed in the field of NGC 2489.

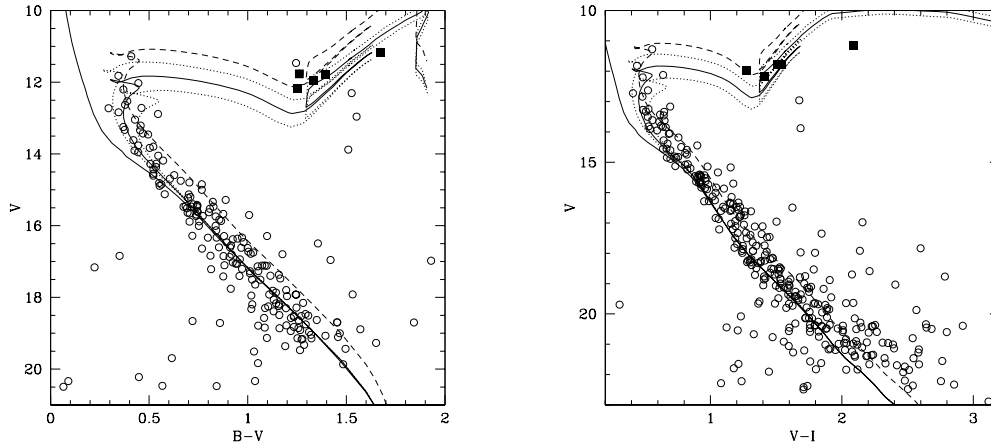


Figure 2. *Left:* $r < 400$ pixels ($V, B-V$) CMD for stars in NGC 2489. The ZAMS and the Padova isochrone of $\log t = 8.70$ are overplotted (solid lines). Two additional isochrones for $\log t = 8.6$ and 8.8 are also drawn for comparison purposes (dotted lines). The dashed curve is the isochrone of $\log t = 8.70$ shifted by 0.75 mag to reproduce the upper binary ridge. The filled squares correspond to the cluster giant members with RVs. *Right:* $r < 400$ pixels ($V, V-I$) CMD. Lines and symbols as in the left hand panel.

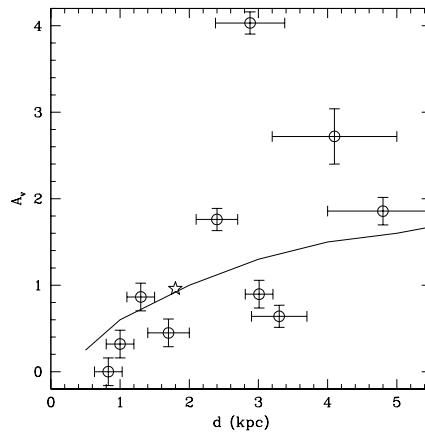


Figure 3. Relation between the distance from the Sun and the visual absorption for known open clusters projected in the direction to NGC 2489. Selected clusters and NGC 2489 are represented by open circles and by an open star, respectively. The relationship corresponding to the Baade's Window is shown as a solid line.

PRESENTACIÓN MURAL

HD 90264: Una estrella olvidada

C. Quiroga¹, A. Torres¹ & L. Cidale¹

(1) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP e IALP*
(*CONICET*)

Abstract. We present a spectral and polarimetric study of the He-weak binary star HD 90264. We have obtained for the first time a spectroscopic orbit based on the radial velocities of Mg II and Hg II. Our polarimetric data show possible intrinsic polarization.

Resumen. Se presenta un estudio espectroscópico y polarimétrico de la estrella binaria deficiente en helio HD 90264. Se ha determinado por primera vez una órbita espectroscópica en base a las velocidades radiales de Mg II y Hg II. Los datos polarimétricos muestran una posible polarización intrínseca del sistema.

1. Introducción

Entre las estrellas de tipo espectral B se distingue un pequeño grupo (He-strong y He-weak) que se caracteriza por presentar líneas de He I con intensidades anómalas con respecto a las esperadas para su tipo espectral MK. Estos objetos exhiben variaciones espectrales, fotométricas y polarimétricas. Además, presentan intensos campos magnéticos (del orden de 2 kG), por lo que han sido consideradas como una extensión de las estrellas Ap/Bp (Osmer & Peterson, 1974). En general, estos campos son variables, con un período del orden de unos pocos días. El origen de las anomalías observadas y las variaciones espectrales ha sido interpretado por el confinamiento de plasma en un campo magnético (Shore et al., 1987).

HD 90264 es una estrella de tipo espectral B8, químicamente peculiar, que muestra líneas de helio anormalmente débiles y además presenta características típicas del subgrupo Hg-Mn (Hubrig & Mathys, 1996 y referencias). Aún cuando es un objeto brillante ($V=4.97$), es importante destacar que no ha sido prácticamente estudiado. Se caracteriza por ser la primera estrella de su grupo perteneciente a un sistema binario a doble espectro (Pedersen & Thomsen, 1977). Basados en sus variaciones espectrales, Pedersen & Thomsen (1977) encontraron tres posibles períodos ($P=0.9445$, 1.0565 y 17.7 días).

En este trabajo analizamos las curvas de velocidad radial y estudiamos el grado de polarización que presenta, a partir de observaciones realizadas en el Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO), San Juan, Argentina.

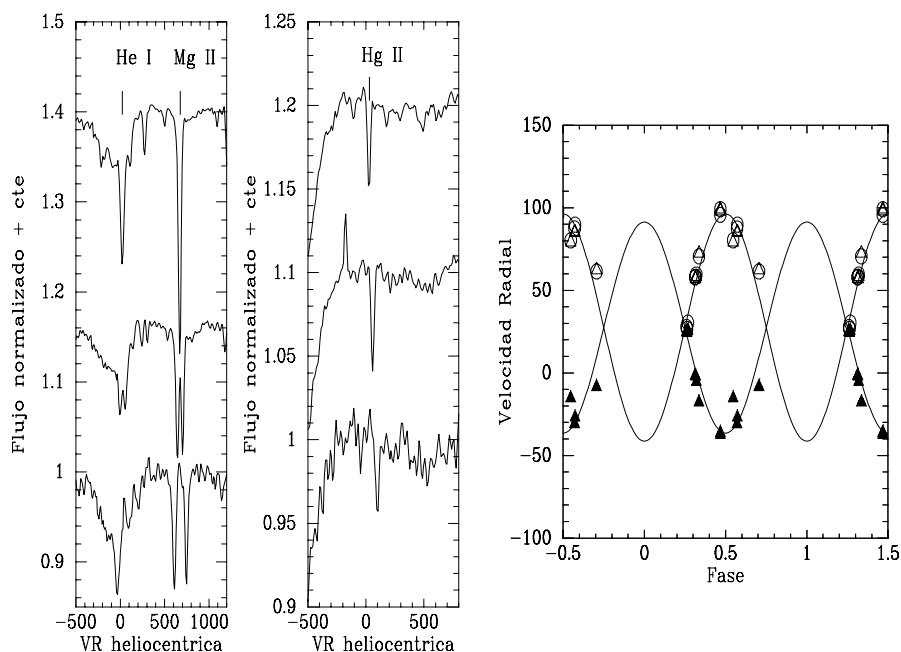


Figura 1. Izquierda y centro: muestra representativa de las variaciones de los perfiles de He I, Mg II y Hg II, respectivamente. Derecha: curvas de velocidad radial de HD 90264. Triángulos y círculos representan las velocidades radiales de Mg II y Hg II respectivamente.

2. Observaciones

Las observaciones espectroscópicas fueron obtenidas con el espectrógrafo echelle REOSC y un detector CCD tek de 1024×1024 elementos, adosado al Telescopio “Jorge Sahade” de 2.15m de CASLEO. Las observaciones polarimétricas fueron adquiridas con el Fotopolarímetro de Torino adosado al mismo telescopio. Este instrumento permite la medida simultánea de la polarización en las bandas UBVRI.

3. El espectro

El espectro de HD 90264 es típico de una binaria a dos espectros. Además de líneas de He, en el espectro se observan también líneas correspondientes a los elementos H, Fe, Hg, Si. Aunque más débiles, también aparecen las correspondientes al Mn.

La Figura 1 muestra una selección representativa de las variaciones de los perfiles de He I $\lambda 4471$, Mg II $\lambda 4481$ y Hg II $\lambda 3984$. Las dos primeras muestran claramente las componentes de la binaria (aunque en la línea de He I probablemente esté presente también alguna contribución de Fe II). En cambio, el perfil de Hg II muestra una única componente, indicando que sólo una de las estrellas del sistema pertenece al subgrupo He-weak Hg-Mn.

4. Velocidades radiales

Las velocidades radiales de Hg II $\lambda 3984$ coinciden, dentro de los errores, con las medidas para la componente roja de Mg II $\lambda 4481$. Combinando las velocidades de ambas transiciones se calcularon las curvas de velocidad radial de ambas componentes, las cuales produjeron tres soluciones de calidad comparables con períodos de 36, 25 y 19.4 días. En todos los casos, nuestras observaciones cubren sólo la mitad de la órbita. Es de notar, que las razones de masa de las tres soluciones coinciden dentro de los errores ($q = 1,1 \pm 0,2$), siendo la estrella He-weak ligeramente menos masiva que su compañera. Sin embargo, el período que produce masas compatibles con el tipo espectral B8 es el de 19.4 días, con los siguientes parámetros orbitales: $\gamma = 27,4 \text{ km s}^{-1}$, $K_{\text{Hg-Mn}} = 68,8 \text{ km s}^{-1}$ y $K_2 = 64,0 \text{ km s}^{-1}$, para los cuales se derivan masas de $M_{\text{Hg-Mn}} \sin^3 i = 2,2 M_{\odot}$ y $M_2 \sin^3 i = 2,3 M_{\odot}$. La Figura 1 (derecha) muestra esta solución.

5. Polarimetría

Ya que el efecto Zeeman puede ser responsable de la presencia de polarización lineal en los filtros de banda ancha del visible (Leroy 1968), ésta puede ser utilizada para estudiar los mecanismos que dan origen al magnetismo. Sin embargo, en el caso de HD 90264, la presencia de polarización también podría resultar de la distinta simetría observada a lo largo del movimiento orbital.

En abril y junio de 2007 se obtuvieron datos polarimétricos, los cuales muestran una baja polarización. La Figura 2 muestra el grado de polarización P (a), el ángulo de posición PA (b) y los parámetros de Stokes PX (c) y PY (d) en función de la longitud de onda.

La polarización de HD 90264 muestra una tendencia similar a la seguida por la mayoría de las estrellas de campo ubicadas dentro de un radio de 10° y aproximadamente a la misma distancia que dicha estrella, lo que podría indicar que la polarización tiene un origen interestelar. Sin embargo, la Figura 2 muestra un pequeño cambio en el grado de polarización en la banda B, el cual es mayor que los errores de cada observación. Más observaciones son necesarias para determinar si efectivamente el sistema tiene polarización intrínseca y, en ese caso, si la misma está relacionada con el período orbital.

6. Conclusiones

- Sólo una de las componentes del sistema binario pertenece al subgrupo He-weak del tipo Hg-Mn.
- Si bien no se ha podido cubrir completamente las curvas de velocidad radial, se ha obtenido con razonable certeza la razón de masas del sistema. La solución hallada corresponde a un período de 19.4 días y las masas de las componentes son $M_{\text{Hg-Mn}} \sin^3 i = 2,2 M_{\odot}$ y $M_2 \sin^3 i = 2,3 M_{\odot}$.
- Hay indicios de polarización intrínseca que debieran ser confirmados por nuevas observaciones.

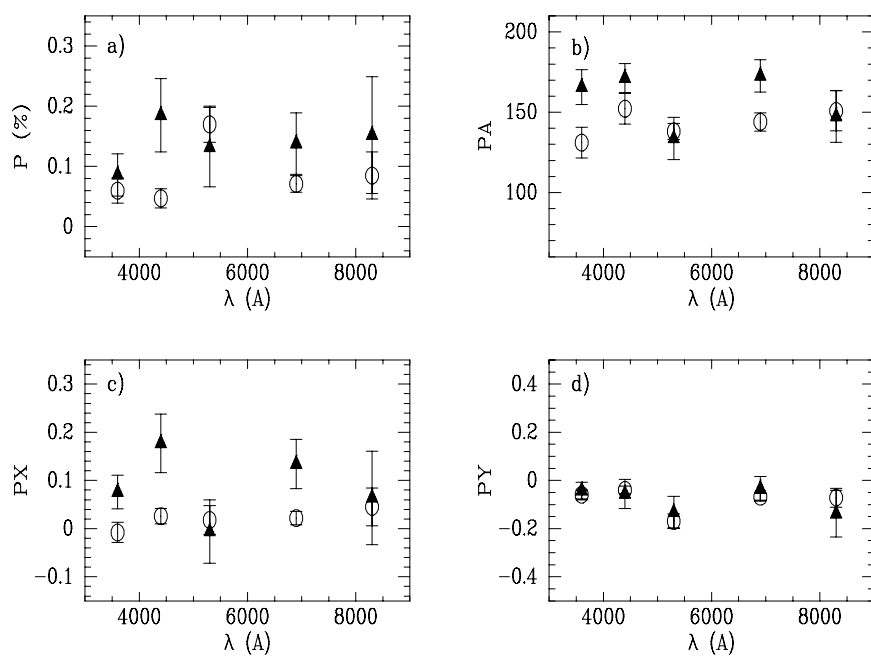


Figura 2. a), b), c), d): Grado de polarización P , ángulo de posición PA y parámetros de Stokes PX y PY en función de la longitud de onda, respectivamente. Círculos y triángulos representan las observaciones de abril y junio de 2007, respectivamente.

Referencias

- Hubrig S., & Mathys, G. 1996; A&ASS, 120, 457
 Leroy J. 1968, Ann. Astrophys., 25, 127
 Osmer P. S., & Peterson D. M. 1974, Astrophys. J., 187, 117
 Pedersen H., & Thomsen B. 1977, A&ASS, 30, 11
 Shore S. N., Brown D. N., Sonneborn G. 1987, AJ, 94, 737

PRESENTACIÓN ORAL

Nuevos modelos de pulsaciones para estrellas sdB.

A. D. Romero^{1,2}, A. H. Córscico^{1,2}, L. G. Althaus^{1,2}

(1) *Fac. de Cs. Astronómicas y Geofísicas - UNLP*

(2) *Instituto de Astrofísica La Plata (IALP)*

Abstract. We present an adiabatic pulsational study of subdwarf B stars based on full evolutionary models. We computed six evolutionary sequences from the Main Sequence to the end of the Horizontal Branch. By applying different mass loss rates during the ascent through the Red Giant Branch, we obtained sdB star models in the Extreme Horizontal Branch with different surface parameters. We carry out a pulsational analysis of our sdB models. We assess the effects of the shape of the internal chemical profile on the radial and nonradial adiabatic pulsation spectrum.

Resumen. Se presentan los primeros resultados de un estudio adiabático pulsacional aplicado a estrellas sub-enanas B basado en modelos evolutivos. Se calculan seis secuencias evolutivas desde la Secuencia Principal hasta el final de la Rama Horizontal. Aplicando distintas tasas de pérdida de masa durante la Rama de Gigante Roja, se obtienen modelos representativos de estrellas sdB con diferentes parámetros superficiales. Luego, se realiza un análisis pulsacional de nuestros modelos. Se evalúa el impacto de la estructura química interna sobre el espectro de modos adiabáticos, radiales y no radiales.

1. Introducción

Las estrellas sub-enanas B (sdB) son las contrapartes del campo Galáctico de las estrellas de la Rama Horizontal Extrema (*Extreme Horizontal Branch* EHB) que se encuentran usualmente en cúmulos globulares. Las estrellas sdB son objetos evolucionados, compactos ($6,2 \gtrsim \log g \gtrsim 5,1$) y de alta temperatura ($40\,000 \gtrsim T_{\text{eff}} \gtrsim 24\,000$ K) con masas típicamente de $\approx 0,5M_{\odot}$ que se encuentran en la etapa de combustión de helio en el núcleo. Una escala temporal típica para la fase de sdB es alrededor de 10^8 años.

Una fracción de estas estrellas exhiben variaciones multiperiodicas de baja amplitud en luminosidad. Las más estudiadas son las estrellas de tipo EC 14026 (Kilkenny et al. 1997), que muestra períodos cortos (80-600 s) atribuidos a modos radiales y modos p no radiales con amplitudes $\lesssim 10^{-2}$ mag. Estas estrellas poseen valores medios de $(T_{\text{eff}}, \log g)$ alrededor de $\approx (33500\text{K}, 5,8)$. La segunda clase se conoce como PG 1716 (Green et al. 2003). Estas estrellas exhiben períodos largos (2800-5800 s) presumiblemente debidos a modos g de alto orden radial con variaciones fotométricas del orden de las milimag. Poseen valores espectroscópicos medios de $(T_{\text{eff}}, \log g)$ alrededor de $\approx (27000\text{K}, 5,4)$.

En una serie de tres trabajos, Charpinet et al. (2000, 2002ab) realizaron un estudio de las propiedades pulsacionales adiabáticas de las estrellas sdB cubriendo un amplio espacio de parámetros. Para ello utilizaron un conjunto de modelos

estáticos de envoltura junto con un número reducido de modelos evolutivos calculados a partir de la EHB de edad cero (*Zero Age EHB*, ZAEHB) (Dorman et al 1993). En este trabajo presentamos un estudio de pulsaciones adiabáticas basado en modelos evolutivos completos que permiten una representación realista de las estrellas sdB, en particular con respecto a la estructura de las regiones centrales. Los ingredientes físicos utilizados en nuestros cálculos son más actualizados que los usados por Dorman et al. (1993).

2. Secuencias evolutivas de estrellas sdB

Se calcularon seis secuencias evolutivas completas, comenzando desde la Secuencia Principal hasta el final de la EHB, utilizando el código LPCODE (Althaus et al. 2005). Se comenzó con una única secuencia de $1M_{\odot}$ y metalicidad solar ($Z = 0,02$), la cual se evolucionó desde la Secuencia Principal de Edad Cero, pasando por la Rama de Gigante Roja (*Red Giant Branch*, RGB), donde se aplicaron distintas tasas de pérdida de masa. De esta manera el remanente sufre el flash de He en diferentes instantes durante su evolución a luminosidad constante que sigue a la salida de la RGB, alcanzando diferentes posiciones sobre la EHB¹. La masa final de los remanentes en la ZAEHB son 0.48151, 0.47483, 0.47391, 0.47359, 0.47329 y $0.47300M_{\odot}$.

En la Fig. 1 se muestran los caminos evolutivos correspondientes a las secuencias calculadas en el plano $T_{\text{eff}} - \log g$ desde la ZAEHB hasta el final de la EHB. A partir de esta figura notamos que los modelos más masivos (mayor M_{env}) se asientan en la ZAEHB a T_{eff} y $\log g$ más bajas. Dado que la metalicidad tiene el mismo valor para todas las secuencias, las distintas posiciones de los modelos en la ZAEHB son el resultado de las diferentes tasas de pérdida aplicadas durante la RGB. En la Fig. 1 también se incluye la posición de las estrellas sdB variables descubiertas hasta la fecha. Puede observarse que la mayoría de las estrellas PG 1716 están bien representadas por nuestras secuencias evolutivas. Por el contrario, sólo las estrellas EC 14026 más frías se ubican sobre (o cerca de) los caminos, en particular en etapas tardías de la fase de EHB. En la actualidad, no se han publicado cálculos evolutivos completos que cubran la región del plano $T_{\text{eff}} - \log g$ donde se concentran las estrellas EC 14026.

3. Resultados y análisis

Para el estudio de la estructura interna y las propiedades pulsacionales seleccionamos un modelo de referencia, ubicado aproximadamente en el centro de la EHB e indicado mediante un asterisco en la Fig. 1. El modelo de referencia, caracterizado por un progenitor de $0.47329M_{\odot}$ en la ZAEHB, posee una T_{eff} de $27\,148\text{K}$, $\log g$ de 5.44 y una envoltura de $2 \times 10^{-3}M_{\odot}$. Para este modelo hemos calculado pulsaciones lineales, adiabáticas, radiales y no radiales, en el rango de 50 a 5000 s. Los cálculos pulsacionales fueron realizados utilizando el código de pulsaciones adiabáticas descrito en Córscico & Althaus (2006).

El modelo de referencia está caracterizado por una estructura estratificada que comprende un núcleo convectivo rico en He, C y O rodeado por una cáscara

¹Dado que estamos interesados en la evolución durante la EHB, una descripción detallada de los procesos de pérdida de masa durante la etapa previa de RGB no son necesarios.

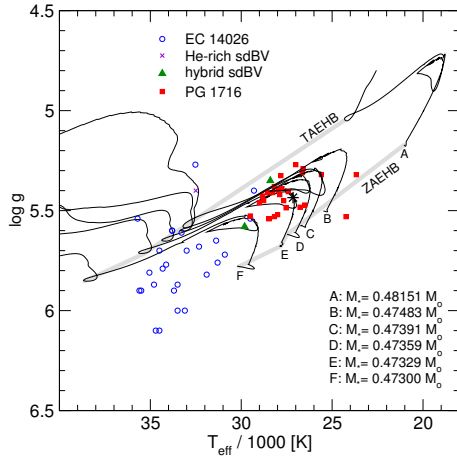


Figura 1. Caminos evolutivos en la EHB en el plano $T_{\text{eff}} - \log g$. La ZAEHB y TAEHB (final de la EHB) se muestran con líneas grises. También se muestran las estrellas sdB variables. Con un asterisco se indica la posición del modelo de referencia.

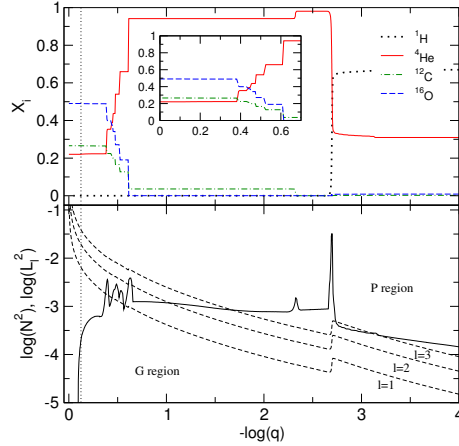


Figura 2. Perfiles de abundancias químicas en función de $-\log(q) \equiv -\log(1 - M_r/M_*)$ para el modelo de referencia (panel superior). Frecuencias N^2 (línea sólida) y L_ℓ^2 para $\ell = 1, 2$ y 3 (línea a trazos) en función de $-\log(q)$ (panel inferior).

radiativa rica en He y finalmente una envoltura delgada de H y He. Esta estructura puede verse en el panel superior de la Fig. 2 donde se muestra el perfil químico interno del modelo de referencia. También se observan dos interfases químicas. La interfase O/C/He se encuentra en la base de la cáscara rica en He y está formada por una serie de escalones en el perfil químico. Esta estructura es consecuencia de los episodios de *overshooting* que actúan en el núcleo. La interfase He/H se encuentra entre la cáscara de He y la envoltura de H y He. Dicha interfase es muy delgada y localizada, como se observa en la Fig. 2.

El impacto de la estructura interna sobre las propiedades pulsacionales puede estudiarse a partir de los perfiles de las frecuencias de Brunt-Väisälä (N^2) y Lamb (L_ℓ^2), que se muestran en el panel inferior de la Fig. 2 para $\ell = 1, 2$ y 3 . Observamos que la interfase He/H da lugar a la presencia de un pico muy angosto y pronunciado en N^2 y una serie de escalones en L_ℓ^2 para todos los valores de ℓ en $\log(q) \sim -2.7$. Por otro lado, la interfase O/C/He produce una serie de picos de menor amplitud, debido a su estructura escalonada alrededor de $\log(q) \sim -0.5$, mientras que L_ℓ^2 no muestra indicios de su existencia.

A continuación resumiremos brevemente las principales propiedades observadas en los modos de pulsación. Estos resultados se encuentran en acuerdo con aquellos obtenidos por Charpinet et al. (2000, 2002a). Los modos g son modos internos que se propagan principalmente en la región limitada por las interfases químicas (panel inferior Fig. 2). Estos modos poseen una distribución no uniforme de energía cinética debido a los fenómenos de atrapamiento y confinamiento de modos dados por la presencia de las interfases químicas, en particular de la

interfase He/H. Como resultado, pueden diferenciarse tres clases de modos g , de acuerdo a la posición de los nodos externos de las autofunciones de desplazamiento respecto de la interfase He/H: aquellos confinados en el interior, entre las interfases químicas, los atrapados en la base de la envoltura sobre la interfase He/H y aquellos que no se ven afectados por la presencia de las interfases químicas. Los modos p , en cambio, se propagan en las regiones más externas de la envoltura, bien por encima de la interfase He/H. Por lo tanto, son insensibles a la estructura química interna.

Por último, para mostrar la relevancia de las regiones centrales de nuestro modelo en el espectro de períodos, calculamos los períodos de modos p y g con $\ell = 1$, adoptando distintas posiciones para la condición de contorno central (q_{\min}), de modo tal que las regiones por debajo de $\log(q_{\min})$ son excluidas de los cálculos pulsacionales (Montgomery & Winget 1999, Córscico et al. 2005). Observamos que los modos p no experimentan cambios apreciables aún cuando se excluye el $\sim 90\%$ de la masa, dado que, como mencionamos, se propagan en zonas muy externas. Por el contrario, los modos g muestran un comportamiento más bien complejo con $\log(q_{\min})$. Por ejemplo, para el caso con $k=5$, el valor del período se incrementa en $\sim 615s$ cuando $\log(q_{\min})$ varía desde $\sim -0,1$ hasta $\sim -0,6$, dando lugar a una sobrestimación del 50% cuando se excluye el núcleo y la interfase O/C/He de los cálculos pulsacionales.

4. Conclusiones

En este trabajo presentamos un estudio de pulsaciones adiabáticas de estrellas sdB, en particular considerando la etapa de EHB. Los modelos obtenidos sobre la EHB permiten una representación realista de estas estrellas, sobre todo en lo que respecta a la estructura química interna del modelo.

De la sección 2. observamos que las secuencias evolutivas calculadas representan en buena medida las posiciones de las estrellas de tipo PG 1716 y de las estrellas de tipo EC 14026 más frías en el plano $T_{\text{eff}} - \log g$.

Hemos obtenido una serie de propiedades pulsacionales ya conocida de los trabajos de Charpinet et al. (2000, 20002ab). En particular que los modos p son modos de envoltura, insensibles al detalle de la estructura interna del modelo. Por el contrario, los modos g son modos del interior, afectados por fenómenos de atrapamiento y confinamiento debido a las interfases químicas, siendo extremadamente interesantes desde el punto de vista asterosismológico.

Referencias

- Althaus, L.G., Serenelli, A.M, Panei, J.A., et al. 2005, *A&A*, 435, 63
 Charpinet, S., Fontaine, G., Brassard, P., and Dorman, B., 2000, *ApJ*, 131, 223
 Charpinet, S., Fontaine, G., Brassard, P. & Dorman, B., 2002a, *ApJ*, 139, 487
 Charpinet, S., Fontaine, G., Brassard, P. & Dorman, B., 2002b, *ApJ*, 140, 469
 Córscico, A. H., & Althaus, L. G. 2006, *A&A*, 454, 863
 Córscico, A. H., Althaus, L. G., Montgomery, M. H. et al. 2005, *A&A*, 429, 277
 Dorman, B., Rood, R. T., & O'Connell, R. W. 1993, *ApJ*, 419, 596
 Green, E.M., Fontaine, G., Reed, M.D. et al., 2003, *ApJ*, 583, L31
 Kilkeny, D., Koen, C., et al., 1997, *MNRAS*, 285, 640
 Montgomery, M. H., & Winget, D. E. 1999, *ApJ*, 526, 976

PRESENTACIÓN MURAL

Metalicidad de Estrellas de tipo Vega

C. Saffe¹, M. Gómez², O. Pintado³ & E. González⁴

(1) *Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO)*

(2) *Observatorio Astronómico de Córdoba (OAC)*

(3) *Instituto Superior de Correlación Geológica (INSUGEO)*

(4) *Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales - UNSJ*

Abstract. We present spectroscopic metallicities for more than 100 candidate Vega-like stars, with BAFGK spectral types, 40 of which have been confirmed by SPITZER. We used more than 400 spectra taken at CASLEO, with the REOSC spectrograph in cross-dispersion mode. The metallicity was derived by two methods. First, we used Kurucz (1992) model atmospheres, together with the measure of Fe lines equivalent widths. Then, we compared observed spectra with a grid of synthetic spectra (Munari et al. 2005), applying the Downhill method (Gray 2001). We derived solar metallicities (median= -0.15 dex) for the sample of candidate Vega-like stars, independent of the spectral type.

Resumen. Presentamos metalicidades espectroscópicas de más de 100 estrellas candidatas de tipo Vega, cubriendo los tipos espectrales BAFGK, de las cuales 40 han sido confirmadas por SPITZER. Utilizamos cerca de 400 espectros tomados desde CASLEO, con el espectrógrafo REOSC en el modo de dispersión cruzada. La metalicidad fue derivada mediante dos métodos diferentes. Por un lado, se utilizaron modelos de atmósfera de Kurucz (1992), junto a la medición de anchos equivalentes de líneas del Fe. Por otro lado, comparamos espectros observados con respecto a una grilla de espectros sintéticos (Munari et al. 2005), mediante el método de Downhill (Gray 2001). Obtuvimos metalicidades solares para la muestra de estrellas candidatas de tipo Vega (mediana= -0.15 dex), independientemente del tipo espectral.

1. Introducción

Las estrellas asociadas con los llamados planetas extrasolares son ricas en metales, respecto de las estrellas de campo de la vecindad solar (González 1997, Santos et al. 2004). El hecho de que las estrellas con exoplanetas sean ricas en metales, es importante ya que suponemos que estos se forman a partir de los discos primordiales de las estrellas. Por otro lado, las estrellas de tipo Vega son los objetos más viejos de la vecindad solar que todavía poseen un disco, aunque en este caso se trate de un disco de polvo de segunda generación.

Existen un par de antecedentes en la literatura en cuanto a la determinación de metalicidad en estrellas de tipo Vega. Greaves et al. (2006) estimaron la metalicidad de 1040 estrellas de los programas de búsqueda de estrellas con exoplanetas, y concluyen que la distribución de metalicidad de 18 estrellas FGK de tipo Vega, es similar a de las estrellas de la vecindad solar. Similarmente, Chavero et al. (2006) obtuvieron metalicidades solares (mediana de -0.11 dex) para una muestra de 42 estrellas FG de tipo Vega, a partir de la fotometría Strömgren. Ninguno de los trabajos anteriores incluye objetos tempranos. Por otro lado, las muestras utilizadas en estos dos trabajos fueron estrellas candidatas de IRAS, no necesariamente confirmadas por SPITZER. Por este motivo, uno de los objetivos de la presente contribución consiste en analizar la muestra más extensa posible de estrellas de tipo Vega del hemisferio Sur, incluyendo todos los tipos espectrales, y las recientes detecciones de SPITZER. Esto también nos permitirá confrontarlas con el grupo de estrellas con exoplanetas.

2. Procedimiento

Determinamos espectroscópicamente la metalicidad de más de 110 estrellas candidatas de tipo Vega, con tipos espectrales en el rango B–K. Para ello utilizamos cerca de 400 espectros, tomados desde CASLEO con el espectrógrafo REOSC en el modo de dispersión cruzada. El detector usado es un chip TEK de 1024×1024 pixeles, iluminado por la parte posterior. El rango espectral fue de $3500\text{--}5500$ Å, el poder resolvente de la REOSC es 12500, y se tomaron lámparas de comparación de ThAr. La reducción de los espectros incluyó corrección por flat y por fondo de cielo, mediante el programa IRAF.

A fin de calcular la metalicidad de la muestra de estrellas de tipo Vega, se aplicaron dos métodos espectroscópicos diferentes. El primero de ellos, el cual es un método clásico, consiste en medir anchos equivalentes de un conjunto de líneas del Fe. Luego, utilizando modelos de atmósfera de Kurucz (1992, 1995) junto a los anchos equivalentes medidos, determinamos la metalicidad mediante el programa WIDTH9 (Kurucz 1992, 1995). El segundo método, que llamaremos método de Downhill (Gray et al. 2001), permite determinar metalicidades mediante la comparación de un espectro observado con respecto a una grilla de espectros sintéticos (Munari et al. 2005). De este modo, no es necesario identificar cientos de líneas y medir anchos equivalentes, ni tampoco elegir modelos de atmósfera, como en el primer método. La implementación del mismo se llevó a cabo mediante un algoritmo en Fortran.

El método de Downhill utiliza la estadística χ^2 para comparar el espectro observado con los espectros sintéticos. En lugar de comparar con cada uno de los 625000 espectros de la grilla, el algoritmo parte de un punto inicial (estimado mediante fotometría) y luego decide cuál es la dirección más conveniente a tomar dentro de la grilla. Este es el corazón del método de Downhill. El espectro final es una interpolación de 16 espectros, por lo cual el error del mismo es menor que el espaciado real de la grilla (Gray 2001). La implementación del programa tuvo en cuenta las siguientes tareas: remuestrear el espectro observado, estimar la

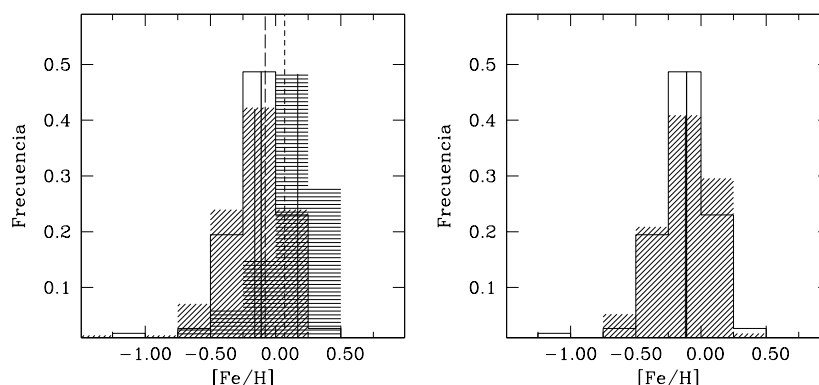


Figura 1. Panel izquierdo: Metalicidad de estrellas de tipo Vega, de estrellas con exoplanetas y de 91 estrellas cercanas (Santos et al. 2004, Gilli et al. 2006), correspondientes a los histogramas vacío, rayado a cero y a 45 grados, respectivamente. Panel derecho: estrellas de tipo Vega y estrellas sin exceso infrarrojo en 24 o 70 μm , representadas mediante histogramas vacío y rayado, respectivamente.

velocidad radial, considerar la función blaze del espectrógrafo REOSC mediante una función de peso, y aplicar criterios de clasificación espectral mediante una segunda función de peso. El programa realiza típicamente 70 iteraciones para encontrar la mejor solución, lo cual no es elevado ya que es una iteración de varias variables.

3. Resultados

En la Figura 1 (panel izquierdo) comparamos la distribución de metalicidad de las estrellas candidatas de tipo Vega, con respecto a una muestra de 93 estrellas sin exoplanetas Doppler detectados (Santos et al. 2004, Gilli et al. 2006), y de 98 estrellas con exoplanetas. También comparamos con respecto a un conjunto de estrellas que no presenten evidencia de excesos infrarrojos en 24 o 70 μm por el satélite SPITZER (Beichman et al. 2006, Briden et al. 2006, Su et al. 2006). Las metalicidades de las estrellas candidatas de tipo Vega, son similares a las de la vecindad solar.

El modelo de formación de planetas por acreción de núcleos (Pollack et al. 1996) permite compatibilizar dos hechos observacionales: la alta metalicidad de las estrellas con exoplanetas, y la baja metalicidad de las estrellas de tipo Vega (Greaves et al. 2006). Un disco primordial de alta metalicidad, disminuye el tiempo para crear núcleos por acreción de planetesimales. Por ejemplo, aumentando la densidad de sólidos en un 50 %, se reduce el tiempo para formar un objeto de 1 M_{Jup} de 8 a 2 10^6 yr. Esto permite acumular una envoltura de gas, y posteriormente migrar hacia la parte interna del disco, antes de que se haya disipado el gas del mismo ($\sim 10^7$ yr). Por el contrario, en un disco con

baja metalicidad, el tiempo de crecimiento de los núcleos es mucho mayor. Se requieren ~ 3 Gyr para formar un objeto de $1 M_{\text{Plutón}}$ a 100 AU de la estrella (Kenyon & Bromley 2004). Para entonces, el gas del disco se habría ya disipado, y por lo tanto no habría tiempo para acumular una envoltura gaseosa, formar un planeta gigante y migrar hacia la parte interna del disco. Por el contrario, esto no afecta la existencia de planetesimales en las regiones exteriores del disco, cuyas colisiones producirían el polvo observado en estrellas de tipo Vega.

4. Conclusiones

En la presente contribución se ha determinado la metalicidad de la muestra más extensa posible de estrellas de tipo Vega, observables desde el hemisferio Sur. Utilizamos más de 400 espectros de CASLEO, para 113 estrellas candidatas de tipo Vega. Aplicamos dos métodos diferentes para determinar metalicidad (WIDTH y Downhill). Hay un buen acuerdo entre ellos y con respecto a los valores de literatura. Obtuvimos una menor dispersión en metalicidad con el método de Downhill (+0.06 dex), que con respecto a los métodos clásicos de determinación de metalicidad (+0.20 dex). También, el método realiza un número mucho menor de suposiciones (calibraciones, modelos, parámetros, etc.).

Las estrellas de tipo Vega presentan metalicidades similares a la vecindad solar, lo cual es una clara diferencia con respecto al grupo de estrellas con exoplanetas. Esto extiende ampliamente el resultado de Chavero et al. (2006) y de Graves et al. (2006). El modelo de acreción de núcleos compatibiliza la alta metalicidad de las estrellas con exoplanetas y la baja metalicidad en las de tipo Vega. Sin embargo, esto no descarta otras hipótesis de formación de planetas, tales como el modelo de inestabilidad gravitacional de Boss (2004).

Referencias

- Beichman, C. A., Bryden, G., Stapelfeldt, K. R. et al. 2006, ApJ 652, 1674
Boss, A. P. 2004, ApJ 610, 456
Bryden, G., Beichman, C. A., Trilling, D. E. et al. 2006, ApJ 636, 1098
Chavero, C., Gomez, M., Whitney, B. A., Saffe, C. 2005, A&A 452, 921
Gilli, G., Israelian, G., Ecuivillon, A. et al. 2006, A&A 449, 723
Gonzalez, G. 1997, MNRAS 285, 403
Gray, R. O., Graham, P. W., Hoyt, S. R. 2001, AJ 121, 2159
Greaves, J. S., Fischer, D. A., Wyatt, M. C. 2006, MNRAS 366, 283
Kurucz R. L. 1995, Private Communication.
Munari, U., Sordo, R., Castelli, F., Zwitter, T. 2005, A&A 442, 1127
Pollack, J. B., Hubickyj, O., Bodenheimer, P. et al. 1996, Icar 124, 62
Santos, N. C., Israelian, G., Mayor, M. 2004, A&A 415, 1153
Su, K. Y. L., Rieke, G. H., Stansberry, J. A. et al. 2006, ApJ 653, 675

POSTER PAPER

Near infrared photometric and optical spectroscopic study of 22 low mass star clusters embedded in nebulae

J.B. Soares ^{1,2}, E. Bica ², A.V. Ahumada ³ and J.J. Clariá ³

(1) LATO-DCET-UDESC, Rodovia Ilhéus-Itabuna, km 16, Ilhéus, 45662-000, BA, Brazil

(2) Departamento de Astronomía, UFRGS, Porto Alegre, Brazil

(3) Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba, Argentina

Abstract.

The analysis of a sample of 22 embedded stellar system candidates in reflection nebulae and/or HII environment is presented. We employed optical spectroscopic observations of stars in the directions of the clusters, along with near infrared photometry from the 2MASS catalogue. Our analysis is based on source surface density, colour-colour diagrams and on theoretical pre-main sequence isochrones. We take into account the field star contamination by carrying out a statistical subtraction. The studied objects have the characteristics of low mass systems and their fundamental parameters are derived. Most of the clusters are younger than 2 Myr. They do not have stars of spectral types earlier than B. The total stellar masses for the sample range $20M_{\odot}$ - $220M_{\odot}$. They are found to be gravitationally unstable and are expected to dissolve in a timescale of a few Myr.

Resumen.

Se presenta un análisis de 22 candidatos a cúmulos estelares embebidos en nebulosas de emisión y/o reflexión, basado en datos fotométricos en el infrarrojo cercano extraídos del catálogo 2MASS y en espectros ópticos de estrellas individuales. Se analizan las densidades superficiales y los diagramas color-color y color-magnitud, juntamente con isócronas teóricas de pre-secuencia principal. Para minimizar la contaminación por estrellas del campo se aplicó un método estadístico. Los objetos estudiados tienen características de sistemas de baja masa y sus parámetros fundamentales son derivados. La mayoría de los objetos estudiados resultaron tener edades por debajo de los 2 millones de años. Estos objetos no incluyen entre sus miembros estrellas con tipos espectrales más tempranos que B. Las masas totales inferidas varían apenas entre 20 y 220 masas solares. Se encuentra que estos sistemas son gravitacionalmente inestables por lo que se espera que podrán disolverse en una escala de tiempo de unos pocos millones de años.

1. Introduction

Apart from globular and open clusters in the Galaxy, a new class of star clusters has been detected in recent decades thanks to the development of infrared detectors (see Lada & Lada 2003 for a review). They are the clusters embedded in nebulae, which are in general stellar systems newly formed in giant molecular clouds and associated to emission and/or reflection nebulae. Bica et al. (2003) provided a catalogue of 276 embedded clusters and stellar groups. The 2MASS database (Skrutskie et al. 2006 and references therein) allowed the discovery of many new embedded clusters (e.g. Dutra et al. 2003). Total masses of embedded clusters within 2 kpc occur mostly in the range of 20 to 1000 M_{\odot} ; however, the efforts to study them have been mainly concentrated on those with intermediate and higher total masses (Lada & Lada 2003). On the other hand, lower mass embedded clusters are interesting because they may contain non-ionizing stars as their most massive members, thus producing particular interactions with the interstellar medium (Soares & Bica 2003). Optical stars were spectroscopically observed in Soares et al. (2005) aiming to study the more massive possible members.

The goal of the present work is to carry out a photometric analysis in the near infrared of the stellar content of a sample of 22 low mass cluster candidates (Dutra et al. 2003) which were found using the 2MASS catalogue. We also determine spectral types for possible optical members by using spectroscopic observations carried out at Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO, Argentina).

2. Data and method of analysis

The photometric data were taken from the 2MASS, which gives for each star the J, H and K_s magnitudes, the three corresponding colours ($J - H$, $H - K_s$ and $J - K_s$), the respective errors and the J2000.0 coordinates. For comparison purposes we made extractions up to a radius $r = 5'$ around the object centre.

The spectroscopic observations were carried out with the 2.15 m telescope at CASLEO (Argentina) using the same instrument and setup as in Soares et al. (2005). We obtained spectral types for the brightest star(s) in each object by means of the template matching method (Ahumada et al. 2001).

The angular radius and the number of members for each star cluster were obtained by means of the source density profile. The stellar field was removed from each star cluster by means of a statistical method. The comparisons of the distribution of stars in the colour-colour diagram (2CD) for on-cluster and off-cluster stars are the essence of this statistical field subtraction method, which associates a membership probability (P_{jon}) to each star in the on-cluster area. Details are given in Soares et al. (2005). The 2CD analysis allows us to derive the mean extinction of the embedded clusters, using reddening vectors and intrinsic colours as in Soares et al. (2005).

To derive the total mass for each cluster, we estimated the total number of stars first considering the number of detected stars and the initial mass function (IMF) of the Trapezium cluster, derived by Muench et al. 2002. We chose this IMF owing to the Trapezium evolutionary stage, similar to those of our sample. The cluster age was estimated by means of the K_s excess method (Soares et

Table 1. Structural and physical parameters for the clusters and related nebulae.

Cluster	α (J2000)	δ (J2000)	env.	d_{\star} [kpc]	r_a	Ic	A_J	f_{K_s}	$M[M_{\odot}]$
DBSB 002	07 10 12	-18 26 21	HII	–	1.0	28	1.70	0.19	–
DBSB 011 [†]	07 24 16	-24 38 01	–	–	2.0	84	1.18	0.33	–
DBSB 014	07 37 46	-32 50 29	–	–	1.6	38	1.97	0.29	–
DBSB 030	09 01 54	-44 43 32	–	–	0.6	9	2.23	–	–
DBSB 031	08 52 30	-48 45 57	RN	1.7	1.4	36	1.91	0.30	67
DBSB 035	09 15 11	-47 28 32	–	–	2.0	52	1.07	0.25	–
DBSB 039	09 24 25	-53 08 08	–	–	0.6	10	0.74	–	–
DBSB 040	10 01 22	-57 43 10	RN	–	1.6	41	1.23	0.31	–
DBSB 041	10 01 28	-57 43 49	RN	–	1.2	28	1.63	0.45	–
DBSB 042	10 07 33	-57 33 30	HII	–	0.6	11	1.06	–	–
DBSB 049	10 51 08	-54 20 45	–	–	2.0	57	0.99	0.21	–
DBSB 064	11 24 41	-58 56 29	RN	1.5	0.6	19	0.86	0.11	35
DBSB 069	11 33 54	-63 16 46	HII	1.7	1.0	20	0.68	0.18	31
DBSB 070	11 48 36	-62 17 16	HII	1.7	1.0	16	0.86	0.11	31
DBSB 081	12 58 40	-66 21 05	RN	1.7	1.0	22	0.45	–	–
DBSB 087	13 32 47	-60 26 54	HII	–	0.6	14	2.18	–	–
DBSB 088 [‡]	14 19 40	-61 25 20	HII	1.2	1.2	14	2.73	0.22	20
DBSB 104	17 04 02	-51 04 55	RN	–	2.0	35	0.48	0.11	–
DBSB 109	16 47 11	-41 16 28	RN	1.9	1.6	42	1.28	0.07	120
DBSB 114	16 59 10	-40 12 05	HII	1.9	1.2	65	1.72	0.18	219
DBSB 121	17 17 01	-36 22 10	HII	1.4	1.6	42	2.41	0.50	78
DBSB 123	17 17 15	-36 20 18	HII	1.4	1.6	54	2.61	0.20	130

[†] Same as IBP 6 (Ivanov et al. 2002); [‡] In Dutra et al. (2003) the declination is incorrect but the related nebula is correct. This cluster is the same as GLIMPSE-50 (Mercer et al. 2005).

al. 2005 and references therein). Ages for the clusters with known distance were estimated by means of a second method, which involves pre-main sequence evolutionary tracks and isochrones from D’Antona & Mazzitelli (1997).

Table 1 shows the physical and structural parameters for the objects in the selected sample. The columns indicate: (1) object identifications; (2) and (3) equatorial coordinates (J2000); (4) nebula environment – HII region (HII) or reflection nebula (RN); (5) known distance of the nebula; (6) derived cluster angular radius in arcmin; (7) richness index; (8) A_J mean absorption; (9) K_s excess fraction (f_{K_s}); (10) total mass. Object identification and further information about the nebulae shown in Table 1 come from several studies (e.g., Gum 1955, Brand et al. 1986, Lauberts 1982). Uncertainties in the distances of nebulae typically amount to 20% (Brand & Blitz 1993).

3. Conclusions

These stellar systems appear to be low mass embedded stellar clusters containing few stars. Their derived ages show them to be younger than 2 Myr, excepting for two clusters. Their ages and A_J absorptions point to an evolutionary stage similar to that of the clusters in the reflection nebulae studied in Soares et al. (2005).

In the sample of clusters with the available spectroscopic data gathered at CASLEO, DBSD 049 contains the most massive member, a B0V star. Therefore, the clusters in this sample including those in an HII environment, were formed without the presence of a massive star earlier than B-type. The total mass estimated for each cluster with known distance was obtained assuming a common IMF. The derived total mass for most clusters turned out to be lower than $M_T = 100M_\odot$. This fact indicates that they are unbound stellar systems according to Kroupa & Boily (2002). Apparently, embedded low mass clusters have been supplying stars to the Galactic field for generations (Soares et al. 2005).

Acknowledgments. This publication makes use of data from the Two Micron All Sky Survey and CDS database.

References

- Ahumada, A.V., Clariá, J.J., Bica, E. et al. 2001, *A&A*, 377, 845
 Bica, E., Dutra, C.M., & Barbuy, B. 2003, *A&A*, 397, 177
 Brand, J., Blitz, L., & Wouterloot, J. G. A. 1986, *A&AS*, 65, 537
 Brand, J., & Blitz, L., 1993, *A&A*, 275, 67
 D'Antona, F., & Mazzitelli, I. 1997, Evolution of low mass stars in Clusters and Associations, eds. G. Micela and R. Pallavicini, *Mem. S.A.It.*, 68, 807
 Dutra, C.M., Bica, E., Soares, J.B., & Barbuy, B. 2003, *A&A*, 400, 533
 Gum, C. S. 1955, *Mem. RAS*, 67, 15
 Kroupa, P., & Boily, C.M. 2002, *MNRAS*, 336, 1188
 Lada, C.J., & Lada, E.A. 2003, *ARA&A*, 41, 115
 Lauberts, A. 1982, ESO/Uppsala survey of the ESO(B) atlas, Garching: ESO
 Mercer E.P., Clemens D.P., Meade, M.R., et al. 2005, *ApJ*, 635, 560
 Muench, A.A., Lada, E.A., Lada, C.J., & Alves, J. 2002, *ApJ*, 573, 366
 Skrutskie, M., Schneider, S.E., Stiening, R., et al. 2006, *AJ*, 131, 1163
 Soares, J.B., & Bica E. 2003, *A&A*, 404, 217
 Soares, J.B., Bica, E., Ahumada, A.V., & Clariá, J.J. 2005, *A&A*430, 987

PRESENTACIÓN MURAL

Espectroscopía en remanentes de cúmulos abiertos

G.R. Solivella¹, E.E. Giorgi¹, G.L. Baume¹ y R.A. Vázquez¹

*(1) Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - UNLP
IALP - CONICET*

Abstract. The nature of three objects, NGC 1557, NGC 1963 and NGC 2017, catalogued as possible open cluster remnants (POCRs) (Bica et al. 2001) has been investigated combining infrared photometry and spectral classification. Another object, NGC 1520, an open cluster candidate (Dias et al. 2002), was also investigated. The four objects are located in poorly populated fields at galactic latitudes $b > 15^\circ$. The spectrophotometric distances derived for the bright stars in each regions suggest we are looking at just a handful of evolved stars superimposed along the line of the sight.

Resumen. Combinando fotometría infrarroja y clasificación espectral se analiza la naturaleza de tres objetos, NGC 1557, NGC 1963 y NGC 2017, catalogados por Bica et al. (2001) como posibles remanentes de cúmulos abiertos (POCRs). Se analiza también el objeto denominado NGC 1520 presente en el catálogo de cúmulos y candidatos a cúmulos de Dias et al. (2002). Los cuatro objetos se encuentran en campos pobremente poblados y a latitudes galácticas $b > 15^\circ$. Las distancias espectrofotométricas derivadas para las estrellas brillantes en cada una de las regiones sugieren que se trata de grupos de estrellas evolucionadas distribuidas a lo largo de la línea de la visual.

1. Observaciones y análisis

Durante varias noches de observación en los años 2004, 2005 y 2006 se obtuvieron espectros de algunas de las estrellas más brillantes en los campos de los objetos estudiados. Las observaciones se realizaron en el Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO), Argentina, utilizando el REOSC - DS con un detector CCD Tek 1024x1024. La configuración instrumental da una resolución aproximada de 1800 y una dispersión de 2.5 Å/pix. Se realizó clasificación MK (en el rango de 3900 Å a 5500 Å) por inspección visual de los espectros comparándolos con patrones de clasificación obtenidos con el mismo instrumento y configuración, y con las bases Digital Spectra Classification the R.O. Gray¹ y MK Standard². El estudio

¹<http://nedwww.ipac.caltech.edu/level5/Gray>

²<http://stellar.phys.appstate.edu/Standards>

se complementó con datos fotométricos JHK extraídos del catálogo 2MASS y movimientos propios del catálogo UCAC2 (Zacharias et al. 2004).

Dado que estos objetos han sido catalogados como POGRs en base a su posición y a la pequeña sobredensidad de estrellas observadas en las cartas, se procedió de la siguiente manera para realizar el análisis de los mismos:

a) Utilizando la coordenada del centro suministrada por el catálogo de Dias et al. (2002), se realizó un conteo de estrellas presentes en el catálogo 2MASS en anillos concéntricos, obteniéndose de ese modo el perfil de densidad en función de la distancia al centro. A continuación se obtuvo un posible radio, valor a partir del cual la densidad de estrellas se iguala a la densidad del campo.

b) Se construyó un diagrama K vs. J-H para la región representativa del posible cúmulo y otro similar representativo del campo en esa región. Este último incluye las estrellas ubicadas dentro de un anillo externo cuya área es similar a la del cúmulo como se muestra en la Figura 1. Se compararon luego los diagramas de las regiones del posible cúmulo y del campo en busca de diferencias que justifiquen la existencia del cúmulo

c) Utilizando los datos fotométricos del 2MASS y las relaciones de calibración de Koornneef (1983) se estimaron los excesos de color $E(J-H)$ y las distancias individuales para cada una de las estrellas con tipos espectrales determinados con nuestras observaciones. Los excesos resultaron próximos a cero en todos los casos y las distancias se obtuvieron con un error de aproximadamente 100 pc.

d) Finalmente se analizaron los movimientos propios de las estrellas con distancia calculada.

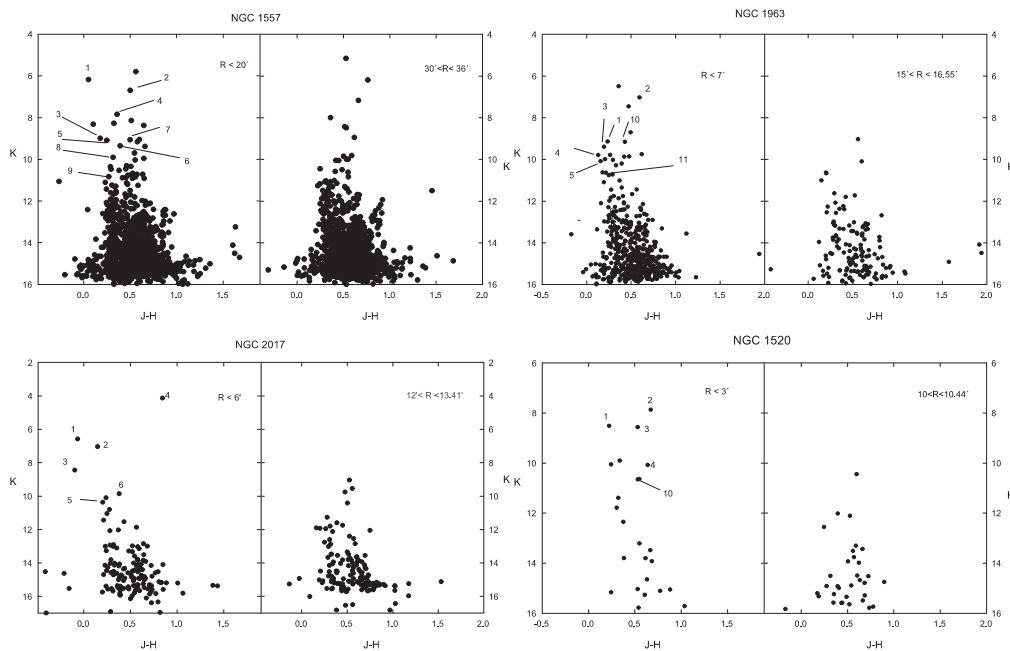


Figura 1. Diagramas K vs. J-H para la región representativa de los posibles cúmulos y sus respectivos campos.

1.1. NGC 1557

El radio estimado para este objeto fue de aproximadamente $20'$, mientras que el campo se determinó en $30' < R < 36'$. Se obtuvieron tipos espectrales para 9 estrellas. La comparación entre los diagramas del POCR y del campo muestra un puñado de estrellas para las cuales se obtienen distancias D entre 80 y 800 pc como puede observarse en la Tabla 1. Se identificaron tres grupos de estrellas: las más cercanas, conteniendo 3 estrellas entre 80 y 150 pc, el segundo que incluye a 2 estrellas a aproximadamente 350 pc, y el último con 2 estrellas entre 470 y 530 pc. Los movimientos propios sugieren grandes diferencias cinemáticas aún entre las estrellas de cada uno de los grupos. Adicionalmente, la espectroscopía no muestra correlación con las magnitudes como es esperable en estrellas que conformen una secuencia de un cúmulo. Concluimos que NGC 1557 es solamente una superposición de estrellas evolucionadas a lo largo de la línea de la visual y no un cúmulo abierto.

Cúmulo	Estrella	MK	D[pc]	Estrella	MK	D[pc]
NGC 1557 $\alpha_{2000} = 04:13:11$ $\delta_{2000} = -70:28:18$	1	A7 III	100	6	K0 III	530
	2	K0 III	150	7	K0 III	470
	3	A3 IV	350	8	G4 IV	200
	4	G4 IV	80	9	F8 III	800
	5	F8 III	360			
NGC 1963 $\alpha_{2000} = 05:32:17$ $\delta_{2000} = -36:23:30$	1	F8 III	370	5	F2 III	475
	2	K0 III	180	8	F8 III	625
	3	F8 III	410	10	G9 IIIp	480
	4	F5 IIIp	430	11	F8 III	780
NGC 2017 $\alpha_{2000} = 05:39:17$ $\delta_{2000} = -17:50:48$	1	B7 V	240	4	K7 III	400
	2	F3 V	100	5	F5 V	380
	3	A1 V	310	6	G8 III	1750
NGC 1520 $\alpha_{2000} = 03:57:51$ $\delta_{2000} = -76:47:42$	1	F5 V	100	4	K0 IV	750
	2	K2 III	300	10	K2 III	1100
	3	K1 III	390			

Tabla 1. Tipos espectrales y distancias calculadas para las estrellas observadas espectroscópicamente.

1.2. NGC 1963

El radio estimado para este objeto fue de aproximadamente $7'$, mientras que el campo se determinó en $15' < R < 16.55'$. La comparación entre los diagramas para $R < 7'$ y para el campo muestra un exceso de estrellas en el primero, principalmente para $K < 11$ mag. Las 8 estrellas con tipos espectrales son de clase de luminosidad III, cinco de ellas están confinadas a un rango de distancia D entre 370 y 480 pc, Tabla 1, cuatro son estrellas F evolucionadas y la restante es una estrella evolucionada peculiar de tipo espectral G9. Es interesante ver que estas 5 estrellas parecieran componer una secuencia de estrellas evolucionadas; sin embargo, y a pesar de que los movimientos propios son similares, no admiten un único ajuste de isocronas. Aparentemente este grupo no conformaría un cúmulo ya que, a pesar de los errores en la determinación, las distancias obtenidas están dispersas dentro de un volumen de 100 pc de diámetro. Por otro lado, Carraro et al. (2005) han arribado a una conclusión similar luego de analizar este objeto.

1.3. NGC 2017

El radio estimado para este objeto fue de aproximadamente $6'$, mientras que el campo se determinó en $12' < R < 13.41'$. Se obtuvieron los tipos espectrales de 6 estrellas en este campo, de las cuales 4 son de clase de luminosidad V y 2 de clase de luminosidad III. De la comparación entre los diagramas se observó un exceso de estrellas para $K < 10$. La estrella 2 es un objeto cercano si se tiene en cuenta su movimiento propio. Contrariamente a los casos anteriores, en esta región se encontró una estrella de tipo B y tres estrellas de clase de luminosidad V. No se observó una correspondencia entre tipo espectral y magnitud absoluta, como es esperable en un cúmulo, ya que las distancias de los miembros potenciales del cúmulo son completamente diferentes (entre 100 y 400 pc) Tabla 1. Probablemente se trata de una población estelar residual del brazo local.

1.4. NGC 1520

El radio estimado para este objeto fue de aproximadamente $3'$, el campo se determinó en $10' < R < 10.44'$. Se obtuvieron los tipos espectrales de 5 estrellas en este campo, de las cuales 4 son de clase de luminosidad III y IV, mientras que la restante es de clase de luminosidad V. A pesar de la sobredensidad observada en los diagramas en la zona del posible cúmulo para $K < 12$, las distancias obtenidas indican que no existe relación física posible entre las estrellas que analizamos. Las estrellas se encuentran entre 100 y 1100 pc de distancia (Tabla 1), y solamente las estrellas 2 y 3 poseen movimientos propios similares.

2. Conclusiones

La clasificación espectral de 36 estrellas ubicadas en los campos de tres POCRs y de un candidato a cúmulo abierto permitió clarificar la naturaleza de estos objetos en el sentido de que ninguno de ellos es aparentemente un cúmulo real. El análisis de los movimientos propios disponibles y los diagramas color-magnitud no permiten obtener otra interpretación cuando se los combina con la clasificación espectral. En efecto, las distancias espectrofotométricas derivadas para las estrellas más brillantes en cada una de las regiones sugieren que lo que se está observando es meramente un puñado de estrellas evolucionadas ubicadas a lo largo de la línea de la visual. Esto revela que la estrategia de superponer isocronas a las secuencias principales aparentes y a las probables ramas de gigantes puede conducir a conclusiones erróneas y a una mala estadística de POCRs. Por ejemplo, una sobreestimación del número de remanentes de cúmulos podría producir importantes implicaciones en el cálculo de las tasas de supervivencia de cúmulos abiertos.

Referencias

- Bica E., Santiago B.X., Dutra C.M., Dottori H., de Oliveira M.R., Pavani D. 2001 *A&A* 366, 827
- Carraro G., Dinescu D. I., Girard T. M., van Altena W. F. 2005, *A&A* 433, 143
- Dias W.S., Alessi B.S., Moitinho A., Lépine J.R.D. 2002, *A&A* 389, 871
- Girardi L., Bressan A., Bertelli G., Chiosi C., 2000, *A&AS* 141, 371
- Koornneef J. 1983, *A&A* 128, 84
- Zacharias N., Urban S.E., Zacharias M.I. et al., 2004, The Second U.S. Naval Observatory CCD Astrograph Catalog (UCAC2), *Astron. J.* 127, 3043

POSTER PAPER

Dating compact star clusters in the Small Magellanic Cloud by means of integrated spectra

M.L. Talavera¹, A.V. Ahumada², J.J. Clariá², J.F.C. Santos Jr.³, E. Bica⁴ and M.C. Torres²

(1) *Universidad Nacional Autónoma de Nicaragua*

(2) *Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba, Argentina*

(3) *Departamento de Física, UFMG, Belo Horizonte, Brazil*

(4) *Departamento de Astronomía, UFRGS, Porto Alegre, Brazil*

Abstract.

We present flux-calibrated spectra in the optical range for 11 compact Small Magellanic Cloud (SMC) star clusters, two of which are unstudied objects. Cluster reddening values are estimated by interpolation between the extinction maps of Burstein & Heiles (1982). We used two different procedures to derive cluster ages: (i) template matching, and (ii) equivalent width (EW) method, in which diagnostic diagrams involving the sum of EWs of selected spectral lines were employed together with their calibrations with age and metallicity. A reasonably good agreement between ages derived from both procedures was found. The resulting foreground $E(B-V)$ values are in the small range $0.00 < E(B-V) < 0.12$, while ages vary from ~ 4 Myr in Bruck 50 to ~ 400 Myr in IC 1641. The present data constitute a spectral library at the metallicity level of SMC clusters.

Resumen.

Presentamos espectros integrados en el rango óptico de 11 cúmulos compactos de la Nube Menor de Magallanes (NmM), dos de los cuales no registran observaciones previas. Determinamos excesos de color $E(B-V)$ por interpolación entre los mapas de extinción publicados por Burnstein & Heiles (1982) y edades a partir de los métodos de ajuste de plantillas y de medición de anchos equivalentes (AEs). En este último caso, usamos diagramas de diagnóstico que involucran la suma de AEs de líneas espectrales seleccionadas. Las edades derivadas por uno y otro método muestran en general buen acuerdo. Los excesos de color $E(B-V)$ resultantes varían levemente entre 0.00 y 0.12 magnitudes, en tanto que las edades oscilan entre ~ 4 millones de años en Bruck 50 y ~ 400 millones de años en IC 1641. Los espectros obtenidos mejoran y completan la actual librería espectral correspondiente al nivel de metalicidad de la NmM.

1. Observations

We present here flux-calibrated integrated spectra for the following SMC clusters: NGC 242, NGC 256, NGC 265, B 50, K 34, IC 1611, IC 1626, IC 1641, L 95, HW 85 and NGC 796. The clusters lie in the surroundings and main body of the SMC (Fig. 1). The spectroscopic observations were carried out with the 2.15 m telescope at the Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO, San Juan, Argentina). The spectral coverage was 3600-6850 Å, with an average dispersion of ~ 140 Å/mm (3.46 Å/pixel). The slit width was $4.2''$, resulting in a resolution of ~ 14 Å. In Fig. 2 we present the flux-calibrated integrated spectra of the observed clusters in relative flux units, normalized to $F_\lambda = 1$ at $\lambda \sim 5800$ Å. The reduction of the spectra was carried out with the *IRAF* package at the Observatorio Astronómico (Universidad Nacional de Córdoba, Argentina).

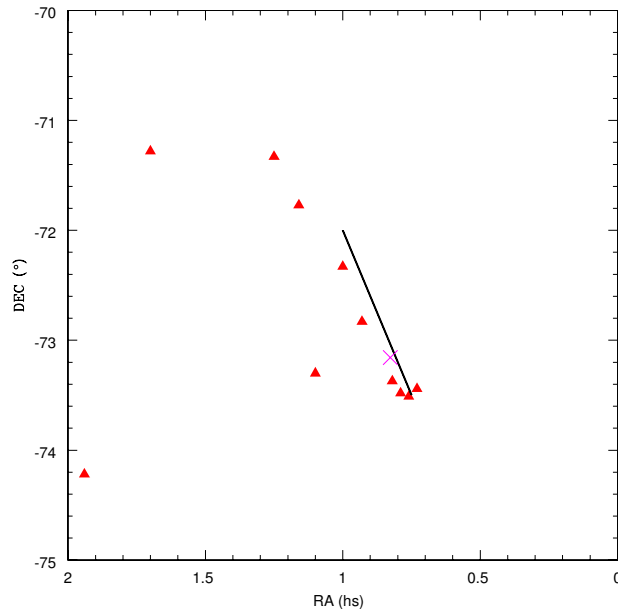


Figure 1. Positions of the 11 studied star clusters (filled triangles) with relation to the SMC bar (straight line) and optical centre (cross).

2. Reddening and age determination

Cluster ages were derived by means of two methods: the template matching method, in which the observed spectra are compared and matched to template spectra with well-determined properties, and the EW method, in which diagnostic diagrams involving the sum of EWs of selected spectral lines were employed together with their calibrations with age and metallicity (Santos & Piatti 2004, hereafter SP).

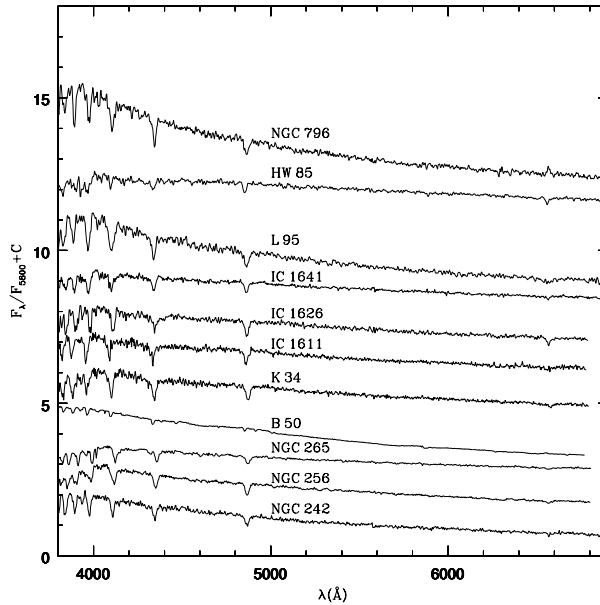


Figure 2. Observed integrated spectra of 11 SMC clusters. Spectra are in relative F_λ units normalized at $\lambda = 5800 \text{ \AA}$. Constants have been added to the spectra for clarity, except for the bottom one.

The EWs of H Balmer, K CaII, G band (CH) and MgI ($5167+5173+5184 \text{ \AA}$) were measured within the spectral windows defined by Bica & Alloin (1986). Then, the sum of EWs of the three metallic lines (S_m) and the three Balmer lines H β , H γ and H δ (S_h) were formed, which prove to be useful in the discrimination of old, intermediate-age and young systems (Rabin 1982, SP). Since the EW of each Balmer line is a bivaluated function of age with a maximum around ~ 300 Myr, we used S_m to get a first age estimate from:

$$\log t(\text{Gyr}) = a_0 + a_1 S_m + a_2 S_m^2,$$

where $a_0 = -2.18 \pm 0.38$, $a_1 = 0.188 \pm 0.080$ and $a_2 = -0.0030 \pm 0.0032$. We then used S_h to obtain age guided by the S_m estimate, since from S_h two solutions are possible:

$$\log t(\text{Gyr}) = \frac{-b \pm \sqrt{b^2 - 4a(c - S_h)}}{2a},$$

where $a = -6.35 \pm 0.18$, $b = -8.56 \pm 0.35$ and $c = 23.32 \pm 0.20$. The average of these two estimates is listed in column 5 of Table 1.

The template matching method consists in achieving the best possible match between the analyzed cluster spectrum and a template spectrum of known age and metallicity. In this process we selected, from the available template spectra, the ones which minimize the flux residuals, calculated as the normalized difference (cluster - template)/cluster. All 11 clusters in our sample are well

represented by blue stellar populations, according to their spectral properties. For the current sample, the spectral libraries of Santos et al. (1995), Dutra et al. (1999), Piatti et al. (2002) and Ahumada et al. (2007) were used. Since the continuum distribution is also affected by reddening, we firstly adopted a colour excess $E(B-V)$ for each cluster, taking into account the Burstein & Heiles (1982, hereafter BH) extinction maps. Secondly, we corrected the observed spectra accordingly and then we applied the template match method. Table 1 presents the foreground $E(B-V)$ colour excesses derived from the template method and from the BH's maps, respectively, the ages inferred from the Balmer lines, those determined by the two above mentioned methods and the final adopted ages. Note in Table 1 that a reasonably good agreement between ages derived from both procedures was found. The derived foreground $E(B-V)$ values are in the small range $0.00 < E(B-V) < 0.12$, while ages vary from ~ 4 Myr in Bruck 50 to ~ 400 Myr in IC 1641. The present data constitute a spectral library at the metallicity level of SMC clusters.

Table 1. Reddening and age determinations

Cluster	$E(B-V)$ Template	$E(B-V)$ BH	Age-Balmer Myr	Age (S_h, S_m) Myr	Age-Template Myr	Adopted age Myr
NGC 242	0.08 ± 0.03	0.03	50	27	10-20;35-65	40 ± 20
NGC 256	0.03 ± 0.02	0.03	50	36	200	150 ± 50
NGC 265	0.03 ± 0.02	0.03	50-100	41	50-110	80 ± 40
Bruck 50	0.00 ± 0.02	0.03	< 10	5	3-5	4 ± 2
Kron 34	0.08 ± 0.02	0.03	50	95	100-150	200 ± 100
IC 1611	0.10 ± 0.02	0.06	50-100	19	100-150	130 ± 30
IC 1626	0.11 ± 0.02	0.03	300	57	200-350	250 ± 50
IC 1641	0.04 ± 0.01	0.03	500	350	400	400 ± 100
Lindsay 95	0.12 ± 0.02	0.03	50-100	57	40	50 ± 20
HW 85	0.01 ± 0.01	0.03	10-50	82	10-20	20 ± 10
NGC 796	0.06 ± 0.02	0.03	10-50	22	3-6	20 ± 10

References

- Ahumada, A.V., Clariá, J.J., & Bica, E. 2007, A&A, 473, 437
 Bica, E. & Alloin, D., 1986, A&A, 162, 21
 Burstein, D. & Heiles, C., 1982, AJ., 87, 1165 (BH)
 Dutra, C.M., Bica, E., Clariá, J.J., & Piatti, A.E., 1999, MNRAS, 305, 373
 Piatti, A.E., Bica, E., Clariá, J.J., Santos Jr., J.F.C., & Ahumada, A.V., 2002, MNRAS, 335, 233
 Rabin, D., 1982, ApJ, 261, 85
 Santos Jr., J.F.C. & Piatti, A.E., 2004, A&A, 428, 79 (SP)
 Santos Jr., J.F.C., Bica, E., Clariá, J.J., Piatti, A.E., Girardi, L., & Dottori, H., 1995, MNRAS, 276, 1155

POSTER PAPER

**Spectroscopic study of blue compact and high surface
brightness star clusters in the Large Magellanic Cloud**

M.L. Talavera¹, A.V. Ahumada², J.J. Clariá², J.F.C. Santos Jr.³, E.
Bica⁴ and M.C. Parisi²

(1) *Universidad Nacional Autónoma de Nicaragua*

(2) *Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba,
Argentina*

(3) *Departamento de Física, UFMG, Belo Horizonte, Brazil*

(4) *Departamento de Astronomía, UFRGS, Porto Alegre, Brazil*

Abstract.

Integrated spectroscopy in the optical range of a sample of 25 blue compact and high surface brightness Large Magellanic Cloud (LMC) star clusters is presented. Cluster reddening values were estimated from the *template matching* method and from available interstellar extinction maps, while cluster ages were derived from the *template matching* and equivalent width (EWs) methods. In the latter case, age/metallicity calibrations were used together with diagnostic diagrams involving the sum of EWs of selected spectral lines. Fifteen of the 25 clusters do not present previous studies, so that the parameters here presented are the first of their kind. The derived cluster ages range from ~ 5 Myr (SL 360) to ~ 800 Myr (NGC 2137). The present cluster sample complements previous ones, in an attempt to provide a spectral library with several clusters per age interval.

Resumen.

Presentamos espectros integrados en el rango óptico de 25 cúmulos azules, compactos y de alto brillo superficial de la Nube Mayor de Magallanes (NMM). Estimamos enrojecimiento a partir del método de ajuste de templates y usando mapas de extinción interestelar en la región de los cúmulos. Determinamos edades a partir de los métodos de ajuste de templates y de los anchos equivalentes (AEs). En este último caso, usamos calibraciones empíricas en función de la edad, juntamente con diagramas de diagnóstico que involucran la suma de AEs de características espectrales seleccionadas. Quince de los cúmulos estudiados no presentan parámetros previos determinados, de manera que los acá presentados son los primeros en su especie. Las edades derivadas oscilan entre ~ 5 millones de años (SL 360) y 800 millones de años (NGC 2137). Los espectros obtenidos mejoran y completan la librería espectral actualmente existente para la NMM.

1. Spectroscopic observations

Even though the total estimated number of star clusters in the LMC is ~ 4200 (Hodge 1988), only the most concentrated ones have been studied through integrated spectroscopy. In this study, we derive ages and reddenings for 25 LMC star clusters, most of them of type II (Table 1) in the sequence defined by Searle et al. (1980, SWB). The spatial distribution of the selected clusters is shown in Fig. 1. The cluster sample was observed with the 2.15 m telescope at CASLEO (Argentina), using a CCD camera of 1024x1024 pixels attached to a REOSC spectrograph. The spectral coverage was $\approx 3800\text{-}6800 \text{ \AA}$, with an average dispersion in the observed region of $\approx 3.45 \text{ \AA/pixel}$ (see more details in Santos et al. 2006). In Fig. 2, we present the 25 flux-calibrated integrated spectra of the observed clusters in relative flux units, normalized to $F_\lambda = 1$ at $\lambda \sim 5800 \text{ \AA}$.

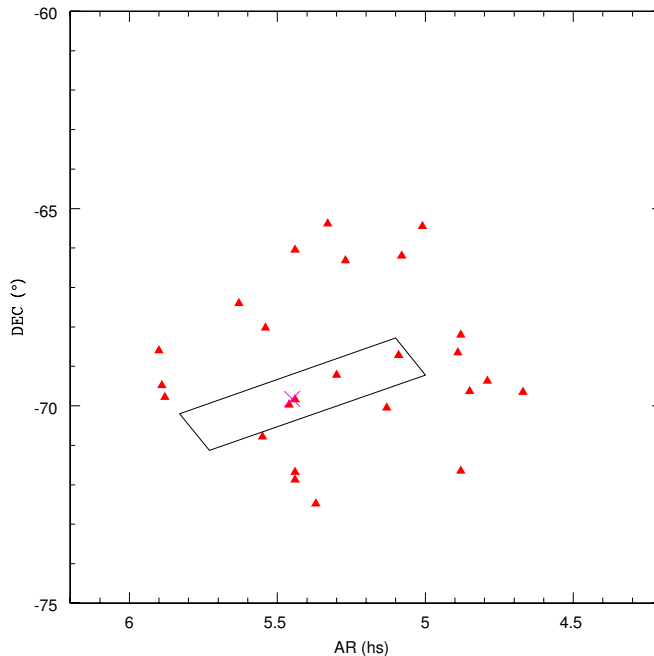


Figure 1. Positions of the 25 studied star clusters (filled triangles) with relation to the LMC bar (rectangle) and optical centre (cross).

2. Results

Cluster ages were derived by two methods: the *template matching* and the EWs methods (see, e.g., Santos et al. 2006). In the latter case, diagnostic diagrams involving the sum of EWs of selected spectral lines - denoted S_h and S_m - were employed together with their calibrations with age and metallicity (Santos & Piatti 2004). On the other hand, foreground reddening $E(B - V)$ values were estimated from the *template matching* method and from the Burstein & Heiles

(1982, BH) interstellar extinction maps. The latter values were finally adopted. The reddening corrections were performed using the Seaton's (1979) interstellar reddening law and adopting $R = A_V/E(B - V) = 3.0$. The results are shown in Table 1, whose columns are self-explanatory. Note that good agreement is found between ages derived from the two mentioned methods. The current cluster sample complements previous LMC ones, in an attempt to provide a spectral library with several clusters per age interval.

Table 1. Cluster parameters

Cluster	SWB	E(B-V) Template	E(B-V) BH	Age (Balmer) Myr	Age (S_h, S_m) Myr	Age (template) Myr	Age (adopted) Myr
NGC 2140	II	0.04	0.04±0.01	50-100	60	50-110; 12-40	60±20
NGC 2137	II	0.07	0.05±0.02	1000	170	1000	800±200
SL 763	II	0.08	0.04±0.02	50-100	41	45-75	70±20
NGC 2053	II	0.06	0.08±0.02	~50	21	50-110	70±30
SL 566	III	0.09	0.15±0.02	10-50	22	45-75	50±10
SL 551	II	0.07	0.27±0.02	10-30	171	10-20	20±10
NGC 1986	II	0.07	0.10±0.01	30-50	23	45-75	50±10
NGC 2000	II	0.07	0.02±0.01	50-100	42	40	50±10
NGC 1972	II	0.07	0.00±0.02	30-50	20	70	60±10
SL 477	II	0.07	0.03±0.01	10-50	14	35-65	40±20
SL 463	II	0.06	0.00±0.03	10-50	22	35-65	65±10
NGC 1944	III	0.07	0.07±0.02	50-100	22	45-75	60±10
SL 386	II	0.03	0.17±0.02	30-50	16	60	70±20
SL 360	0	0.07	0.10±0.02	<10	5	3-6	5±2
SL 364	II	0.09	0.02±0.02	~50	19	40	40±10
SL 255	II	0.10	0.10±0.02	10-100	22	45-75	60±10
HS 109	II	0.08	0.08±0.02	50-100	110	35-65	70±20
NGC 1822	II	0.05	0.05±0.02	50-100	-	100-150	125±25
SL 168	III	0.03	0.01±0.01	100	23	35-65	60±20
NGC 1732	II	0.03	0.00±0.02	50	20	60	60±10
SL 76	III	0.03	0.08±0.02	50-70	28	12-40; 60	50±30
SL 79	III	0.09	0.06±0.02	~100	115	100	100±10
SL 58	III	0.10	0.13±0.03	~50	50	35-65; 50-110	60±10
NGC 1695	III	0.06	0.16±0.02	~50	70	50-110	70±10
SL 14	II	0.08	0.18±0.02	≤10	8	10-20	10±5

References

- Burstein, D. & Heiles, C. 1982, *AJ*, 87, 1165 (BH)
Hodge, P. 1988, *PASP*, 100, 1051
Santos Jr., J.F.C., Clariá, J.J., Ahumada, A.V., et al. 2006, *A&A*, 448, 1023
Santos Jr., J.F.C. & Piatti, A.E. 2004, *A&A*, 428, 79
Searle, L., Wilkinson, A., & Bagnuolo, W.G. 1980, *ApJ*, 239, 803
Seaton, M.J. 1979, *MNRAS*, 187, 73

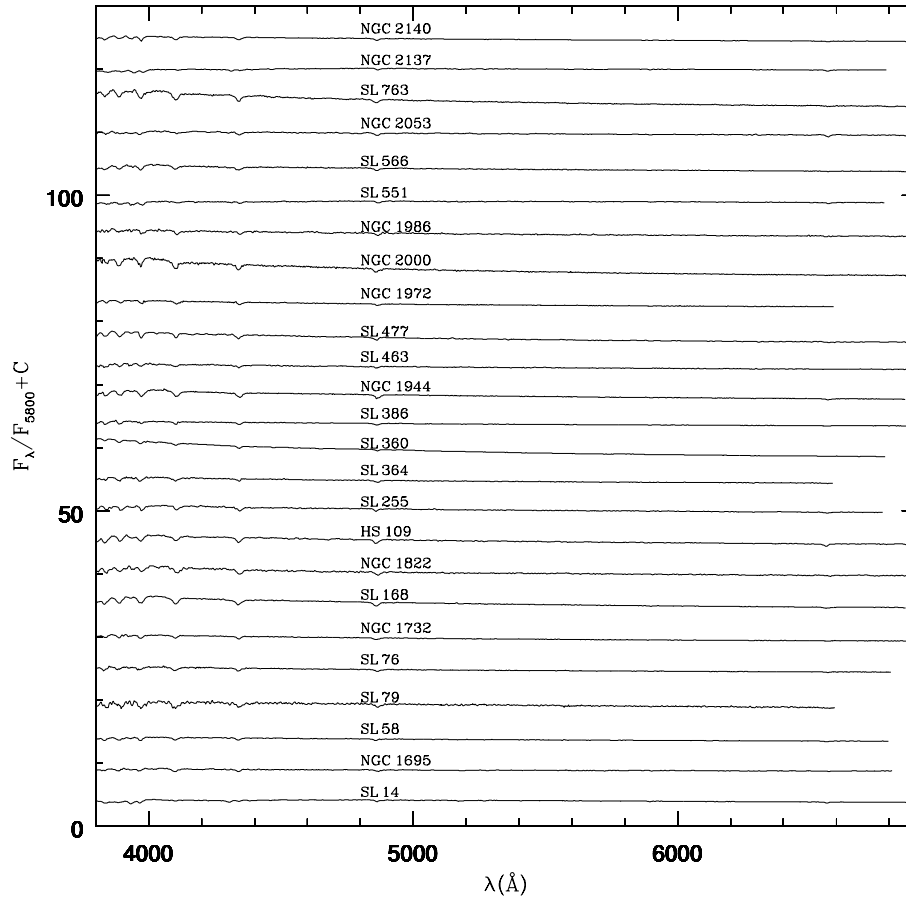


Figure 2. Observed integrated spectra of 25 LMC clusters. Spectra are in relative F_λ units normalized at $\lambda \sim 5800 \text{ \AA}$. Constants have been added to the spectra for clarity, except for the bottom one.

PRESENTACIÓN MURAL

Procesos de Difusión en Estrellas B Magnéticas

R. Vallverdú^{1,2}, R. Venero^{1,2}, L. Cidale^{1,2}, R. Rorhmann^{3,4}, M. Curé⁵

(1) Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - UNLP

(2) Instituto de Astrofísica de La Plata (CONICET)

(3) Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba

(4) Departamento de Física, Universidad de Extremadura, Badajoz, España

(5) Departamento de Física y Meteorología, Facultad de Ciencias, Universidad de Valparaíso, Chile

Abstract. We solve the equation of hydrostatic equilibrium for the photosphere of B stars with magnetic fields including a term for the Lorentz force and the radiative force. We analyze the formation of chemically anomalous concentrations in the stellar surfaces, particularly, we focus our attention on the diffusion of helium.

Resumen. Resolvemos la ecuación de equilibrio hidrostático para la fotosfera de estrellas B con campos magnéticos incluyendo un término que tiene en cuenta a la fuerza de Lorentz y la fuerza radiativa. De esta forma pretendemos analizar la formación de concentraciones químicamente anómalas en la superficie estelar. En particular, centramos nuestra atención en la difusión del helio.

1. Introducción

El proceso de difusión brinda una interpretación acerca de las abundancias anómalas de diferentes elementos químicos que se observan en algunas estrellas B y A. A diferencia de la convección, que tiende a homogeneizar la distribución de los elementos, la difusión tiende a concentrarlos en regiones específicas de la atmósfera. De esta forma, en presencia de convección, el fenómeno de difusión es irrelevante a menos que la velocidad de convección sea menor que la velocidad de difusión, en general menor a 10^{-3} cm/seg (Michaud 1970). En las envolturas de las estrellas B y A, el transporte es radiativo y la convección es prácticamente inexistente, y por ende, la difusión puede ser observada. Así, la difusión es producida por la fuerza de radiación y el campo magnético mantendría estable la atmósfera para que la difusión tenga lugar (Michaud 1970).

La velocidad de difusión en un campo gravitacional es aproximadamente (Loeb 1934):

$$\omega \cong \frac{1}{2} g t_A = 2 \times 10^{-6} \frac{(A T)^{1/2}}{p_G}$$

donde t_A es el tiempo medio entre dos colisiones, A es el número másico del elemento, T es la temperatura, g es la gravedad y p_G es la presión del gas.

Dado que un campo magnético cuasi-dipolar puede generar fuerzas de Lorentz radiales capaces de modificar la gravedad a lo largo de la envoltura (Vallverdú et al. 2007), sería necesario analizar si la fuerza de Lorentz, junto con fuerza de radiación, contribuye a favorecer la difusión.

Las fuerzas de radiación generan una aceleración diferente sobre cada especie química (HI, HeI, HeII, CII, OII, SiIII, SiIV, etc) de manera tal que algunas pueden ser difundidas a la superficie estelar más fácilmente que otras, modificándose así las abundancias relativas.

2. Modelos

Los modelos que hemos calculado se corresponden con estrellas B2V. Los parámetros que hemos usado son: $T_{eff} = 20000 K$; 28 % de abundancia de helio; $\log g = 4,0$ y un radio de $5,6R_\odot$. En lo referente al campo magnético, consideramos un dipolo ubicado en el centro de la estrella. Calculamos la distribución de densidad para distintas intensidades de campo, entre $10 G$ y $1000 G$ (valores característicos de estrellas peculiares en helio con y sin campos magnéticos detectados (Bychkov et al. 2003)) con la fuerza de Lorentz dirigida hacia el interior y el exterior de la estrella. Además también realizamos los cálculos utilizando distintos ángulos de latitud magnética (θ) entre 0 (polo magnético) y $\pi/2$ (ecuador magnético).

Para resolver la atmósfera utilizamos el código desarrollado por Rohrmann (2001) y Rohrmann et al. (2002). Para incluir el campo magnético y la fuerza de Lorentz usamos el código desarrollado por Vallverdú et al. (2007), basados en el trabajo de Valyavin et al. (2004), con el cual calculamos la gravedad efectiva (g_{eff}). Finalmente calculamos la fuerza de radiación mediante un programa desarrollado por Curé et al. (2006). La aceleración radiativa producida por las líneas espectrales, depende de la profundidad óptica (τ). La aceleración total debida a las líneas puede aproximarse por:

$$g_l = g_{ref} M(\tau)$$

donde g_{ref} es la aceleración radiativa producida por los electrones y $M(\tau)$ es el multiplicador de fuerza que representa la suma de la contribución de cada línea y vienen dadas por:

$$g_{ref} = \frac{\sigma_e^{ref} L_*}{4 \pi r^2 c}$$

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

σ_e^{ref} es el coeficiente de dispersión por electrones libres, y α , k y δ son los parámetros del multiplicador de fuerzas que se determinan a partir de un ajuste de una ley de potencias. Combinando g_{eff} y g_l obtenemos la velocidad de difusión.

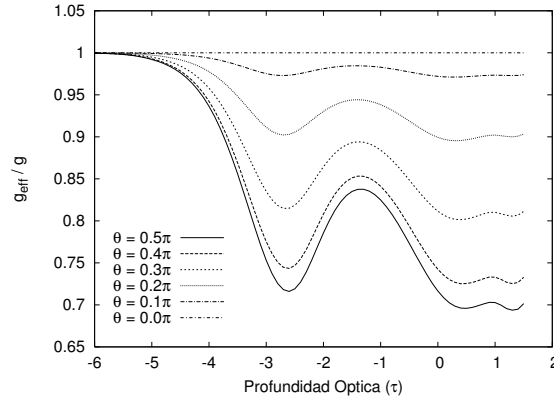


Figura 1. Variación de la gravedad efectiva (g_{eff}/g) en función de la profundidad óptica para distintos ángulos de latitud magnética (θ).

En la figura 1 mostramos la variación de la gravedad efectiva (g_{eff}/g) en función de la profundidad óptica (τ). En este caso la variación es sólo debida a la presencia de una fuerza de Lorentz dirigida hacia afuera para un campo magnético de 1000 G y una abundancia de helio de 28%. Las diferentes líneas se corresponden a modelos con diferentes ángulos de latitud (θ) entre 0 y $\pi/2$. La variación máxima tiene lugar para $\theta = \pi/2$ (en el ecuador magnético de la estrella), y cuando $\theta = 0$ o $\theta = \pi$ (en los polos magnéticos) no hay variaciones de la gravedad y el modelo se comporta como un modelo no magnético.

En la figura 2 se muestra la variación de la gravedad efectiva en función de la profundidad óptica con la fuerza de Lorentz en un caso dirigida hacia el interior (F_{Li}) y otro hacia el exterior (F_{Le}) de la estrella. Además se muestra como la gravedad efectiva se ve disminuida cuando se incluye en ambos casos la fuerza de radiación (F_R). El gráfico de la izquierda corresponde a una intensidad del campo magnético de 1000 G y el de la derecha a 10 G

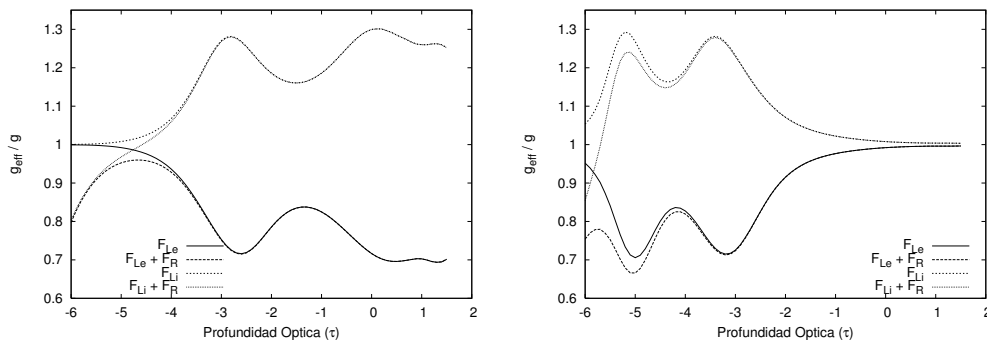


Figura 2. Variación de la gravedad efectiva (g_{eff}/g) en función de la profundidad óptica. Izquierda: $B = 1000$ G. Derecha: $B = 10$ G.

En la figura 3 mostramos la velocidad de difusión del helio. En el gráfico de la izquierda (1000 G) la velocidad no cambia si la fuerza de Lorentz está dirigida hacia adentro o hacia afuera de la estrella. La variación que se observa es cuando

actúa la fuerza de radiación, aunque la misma es pequeña. En el gráfico de la derecha (10 G) se puede apreciar que la velocidad de difusión del helio varía con la dirección de la Fuerza de Lorentz.

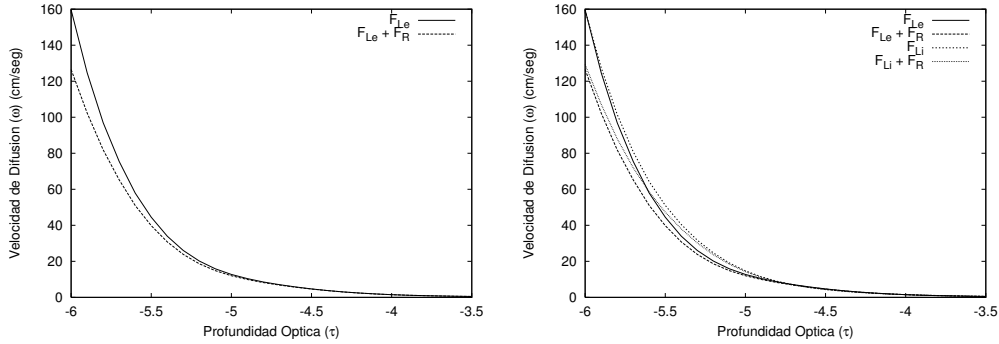


Figura 3. Velocidad de difusión del helio vs. profundidad óptica. *Izquierda:* $B = 1000 G$. *Derecha:* $B = 10 G$.

3. Resultados

Este es un primer paso para estudiar la difusión de abundancias anómalas de elementos más pesados típicamente observados en las estrellas Ap-Bp.

Al incluir en la ecuación de equilibrio hidrostático un término que da cuenta de la fuerza de Lorentz y de la fuerza de radiación, vemos que para campos magnéticos del orden de los 1000 G la velocidad de difusión del helio no cambia, ni con la latitud ni con la dirección de la fuerza de Lorentz. Aunque se observan importantes cambios en la aceleración de la gravedad a lo largo de la atmósfera de la estrella ($0,7 < g_{eff}/g < 1,3$) esto no se traduce en grandes cambios en la temperatura ($\Delta T < 200 K$) o en la presión del gas. Luego al incluir los efectos de la fuerza de radiación encontramos que ésta es capaz de retrasar el proceso de difusión.

En contraste con el resultado anterior, ante la presencia de campos magnéticos débiles (10 G) se observa una leve variación, de $\sim 3\%$, en la velocidad de difusión con la dirección de la fuerza de Lorentz. Mientras que la variación en la velocidad de difusión puede llegar a un 20% al incluir la fuerza de radiación.

Referencias

- Bychkov, V., Bychkova, L. & Madej, M. 2003, A&A, 407, 631
 Curé, M., Cidale, L., Venero, R. & Rial, D. 2006, RMxAC, 26, 169
 Loeb, L. B. 1934, The Kinetic Theory of Gases
 Michaud, G. 1970, ApJ, 160, 641
 Rorhmann, R. 2001, MNRAS, 323, 699
 Rorhmann, R., Serenelli, A., Althaus, L. & Benvenuto, O. 2002, MNRAS, 335, 499
 Vallverdú, R., Cidale, L. & Rorhmann, R. 2007, ASP Conference Series, 361, 103
 Valyavin, G., Kochukhov, O. & Piskunov, N. 2004 A&A, 420, 993

PRESENTACIÓN MURAL

Altura de escala de las envolturas extendidas de estrellas Be

J. Zorec¹, M. L. Arias^{2,3}, L. Cidale^{2,3}, R. Venero^{2,3}, A. Ringuelet²

(1) *Institut d'Astrophysique de Paris, UMR7095 CNRS, Université Pierre & Marie Curie, Francia*

(2) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - UNLP*

(3) *Instituto de Astrofísica de La Plata (IALP)*

Abstract. We explore the geometry of Fe II line forming regions in the extended envelopes of Be stars. Based on simple disc models, we propose different density and temperature distributions that account for the values of the optical depths obtained using the SAC method. We conclude that, close to the central star, the Be envelopes have semi-heights $H \geq 0.5R_o$ and a density law given by $N(R) = N(R_o)(R_o/R)^n$ with $n \leq 1$ for $R \leq 3 R_o$ (R_o =stellar radius).

Resumen. En el presente trabajo exploramos la geometría de las regiones de la envoltura circunestelar de las estrellas Be donde se forman las líneas de Fe II. Usando modelos de envoltura simples, proponemos distintas distribuciones de densidad y temperatura que resulten consistentes con los valores de las profundidades ópticas de dichas líneas derivados usando el método SAC. Obtenemos que, en regiones cercanas a la estrella central, los discos de las estrellas Be tienen una semialtura $H \geq 0.5R_o$ y una ley de densidad $N(R) = N(R_o)(R_o/R)^n$ con $n \leq 1$ para $R \leq 3 R_o$ (R_o =radio estelar).

1. Introducción

Aplicando el método de la curva de autoabsorción (Friedjung & Muratorio 1987), Arias et al. (2006) concluyeron que las líneas en emisión de Fe II, características de las envolturas circunestelares extendidas de las estrellas Be, poseen una profundidad óptica media $\bar{\tau}_o = 2.4 \pm 0.9$ y se forman dentro de los primeros tres radios estelares. En el presente trabajo inferimos posibles distribuciones de temperatura y densidad de las envolturas circunestelares (EC) de las estrellas Be que resulten consistentes con las profundidades ópticas mencionadas y físicamente realistas. Para ello usamos una estrella y una EC de prueba con características representativas de las estrellas Be clásicas. Adoptamos para la estrella de prueba los siguientes parámetros fundamentales: $\bar{T}_{ef} = 21000$ K, $\bar{M} = 9.5 M_\odot$, $\bar{R}_o = 6.7 R_\odot$; $\bar{V}_c = 456$ km s⁻¹ (velocidad de rotación crítica), característicos del tipo espectral B2V, que corresponde a la mayor frecuencia de estrellas Be encontrada (Zorec & Briot 1997). La EC de prueba está caracterizada con las profundidades ópticas promedio correspondientes a dos direcciones extremas: polo ($\bar{\tau}_{po} = 2.0$) y ecuador

($\overline{\tau_{eq}} = 2.0, 4.0, 6.0$), calculados a partir de los valores publicados por Arias et al. (2006). Consideramos además que, en regiones próximas a la estrella central, la EC tiene una semialtura constante H/R_o y una distribución de densidad de partículas dada por $N(R) = N_o(R_o/R)^n$ en el plano ecuatorial y uniforme perpendicularmente al ecuador. Analizamos tres distribuciones de temperatura (ver Fig. 1 a): i) equilibrio radiativo (RE), ii) discos isotermos con $T = T_{Ba}$, donde $T_{Ba} = 9 \times T_{eff}^{0,73} \simeq 12900$ K es la temperatura debida al calentamiento proveniente de los fotones ionizantes de Balmer (Moujtahid et al. 1999), iii) equilibrio no radiativo representado por una estructura cromosférica (Cidale 1998).

2. Distribución de densidad inferida

Usando los valores $\overline{\tau_{eq}}$ y $\overline{\tau_{po}}$, estimamos el índice n de la distribución de densidad y la densidad electrónica N_e^o de la EC en $R = R_o$. Para ello representamos las profundidades ópticas como:

$$\sigma \overline{S}_l (1 - e^{-\overline{\tau_o}}) = \iint_{\sigma} dx dy \int_z S_l(x, y, z) e^{-\tau_l} \kappa(x, y, z) dz \quad (1)$$

donde S_l es la función fuente de las líneas de Fe II; σ es el área efectiva de la superficie de la EC emisora, vista de ecuador o de polo; κ es el coeficiente de absorción de la línea, y (x, z) son las coordenadas en el plano del cielo, perpendiculares a la coordenada y dirigida hacia el observador. \overline{S}_l es la función fuente media pesada con τ , promediada sobre el área aparente σ . El τ en el centro de la línea está dada por:

$$\tau_l = 1,5 \times 10^{-15} [\lambda_o f / v_D] \int_y N_l(x, y, z) dy \quad (2)$$

donde λ_o está \AA ; f es la intensidad de oscilador; v_D es el ancho Doppler de la línea en km s^{-1} y N_l es la densidad numérica del nivel inferior. Las poblaciones de los niveles y la función fuente se calculan usando la aproximación de no-ETL y el cociente de abundancia $N(\text{Fe})/N(\text{H}) = 3.2 \times 10^{-5}$.

Para una dada EC, integramos las ecuaciones (1) y (2) teniendo en cuenta las diferencias aparentes en la estructura de la EC según la dirección ecuatorial y polar, usando respectivamente $\overline{\tau_{eq}}$ y $\overline{\tau_{po}}$. Las cantidades integradas en las ecuaciones (1) y (2) dependen de los parámetros adoptados ($N_e^o, n, H/R_o$) y resultan independientes de la región del disco que más contribuye a la radiación emitida y de τ . Entonces, de acuerdo con la estructura de densidad y temperatura adoptada para la EC, nuestros resultados se refieren directamente a los parámetros ($N_e^o, n, H/R_o$) adoptados. Obtenemos así dos series independientes de valores de N_e^o y n que dan cuenta de $\overline{\tau_{po}} = 2.0$ y $\overline{\tau_{eq}} = 2.0, 4.0, 6.0$. La intersección de estas series identifica el conjunto de parámetros ($N_e^o, n, H/R_o$) que representan la región donde se forman las líneas de Fe II. Las soluciones ($N_e^o, n, H/R_o$) así obtenidas se muestran en la Tabla 1 Las Figs. 1(d) a 1(f) muestran las curvas obtenidas para $\overline{\tau_{eq}} = 4.0$ y $\overline{\tau_{po}} = 2.0$ y distintos valores de H/R_o . Como las curvas referidas a $\overline{\tau_{eq}}$ para las tres distribuciones de temperatura propuestas son muy similares, graficamos sólo las correspondientes a ER (punto-rama). Las curvas correspondientes

a la dirección ecuatorial no dependen de la estructura de temperatura, dado que las líneas de Fe II son ópticamente gruesas y la contribución más importante a la intensidad emergente $I(x, y)$ provendría de una región donde todas las leyes de temperatura adoptadas convergen a un mismo valor: $T = T_{Ba}$. Contrariamente, en la dirección polar, la dependencia de las curvas con la temperatura no está determinada por el régimen de opacidad de las líneas. La radiación emergente $I(R)$, usada para calcular el flujo observado $2\pi \int I(R) R dR$, es función de una dada ley $T(R)$, que a cualquier distancia R de la estrella es casi constante sobre todo el rango de integración de z .

Notamos que las soluciones con $N_e^o > 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ no son realistas, ya que estas densidades son similares o mayores que las de las capas fotosféricas donde se forma la línea de absorción de $H\alpha$.

Consideramos entonces que las soluciones aceptables para las regiones de formación de las líneas de Fe II deben tener $N_e^o \lesssim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Este resultado descarta las EC con alturas de escala pequeñas en $R \lesssim 3R_o$ (indicadas en *itálicas* en la Tabla 1), incluyendo los modelos de disco Kepleriano isoterma. Si bien las soluciones aceptables no son únicas, todas ellas poseen una mayor altura de escala en la región cercana a la estrella y una distribución de densidad de partículas con $n \lesssim 1$, cualquiera sea la distribución de temperatura adoptada. Para algunas soluciones donde $H/R_o \gtrsim 1$ vemos que $n \lesssim 0$, que corresponde a una distribución de densidad que aumenta hacia afuera en las regiones cercanas a la estrella central.

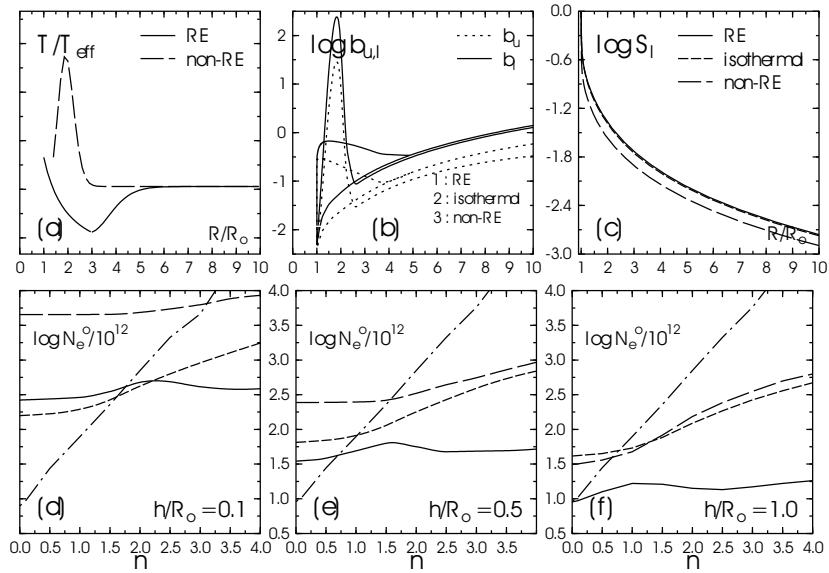


Figura 1. (a): Distribuciones de temperatura, (b) coeficientes de desviación del ETL para los niveles superior e inferior del multiplete m38 de Fe II obtenidos para un índice de potencia $n = 2$ y $N_e^o = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ y la correspondiente función fuente normalizada (c); (d) a (f): densidades N_e^o en función de n para discos con $\overline{\tau_{po}} = 2.0$ considerando las tres distribuciones de temperatura y con $\overline{\tau_{eq}} = 4.0$ (punto-rama).

H/R_o	ER		isothermal		no-ER		$\overline{\tau_{eq}}$
	n	$\log \frac{N_e^o}{10^{12}}$	n	$\log \frac{N_e^o}{10^{12}}$	n	$\log \frac{N_e^o}{10^{12}}$	
0.1	2.11	2.63	1.97	2.49	3.53	3.83	2.0
0.5	1.13	1.73	1.42	2.04	2.01	2.52	2.0
1.0	0.47	1.09	1.04	1.74	0.93	1.66	2.0
1.5	0.07	0.74	0.84	1.58	0.62	1.42	2.0
0.1	1.76	2.61	1.60	2.47	3.07	3.81	4.0
0.5	0.70	1.63	0.98	1.91	1.55	2.43	4.0
1.0	0.00	0.95	0.71	1.69	0.55	1.57	4.0
1.5	-0.43	0.64	0.51	1.52	0.28	1.34	4.0
0.1	1.47	2.54	1.29	2.37	2.78	3.77	6.0
0.5	0.49	1.58	0.78	1.88	1.32	2.41	6.0
1.0	-0.25	0.90	0.53	1.66	0.38	1.54	6.0
1.5	-0.60	0.60	0.35	1.50	0.13	1.32	6.0

Tabla 1. Valores de $\log N_e^o$ y n correspondientes a una distribución radial de densidad en discos con H/R_o constante y distintas estructuras de temperatura calculados para $\overline{\tau_{po}}=2,0$ y varios valores de $\overline{\tau_{eq}}$

3. Discusión

Los resultados obtenidos nos permiten concluir que las EC en las estrellas Be deberían tener leyes de distribución de partículas $N(R) \sim R^{-n}$ con $n \lesssim 1$ para $1 \lesssim R/R_o \lesssim 3$. Por otra parte Waters et al. (1991), analizando el exceso IR de estrellas Be, encontraron que $2 \lesssim n \lesssim 3.5$ para distancias $4 \lesssim R/R_o \lesssim 8$, que corresponde a los radios de las regiones de formación del IR. Esto indica que la potencia n de la distribución de densidad debe ser una función de R .

La aproximación de disco delgado $H \ll R$, que resulta equivalente a la condición $v_s \ll v_\phi$ (v_s velocidad del sonido y v_ϕ velocidad de rotación), es válida para un disco con rotación Kepleriana. Los parámetros de la estrella de prueba junto con $v_\phi = v_K(R) = (GM/R)^{1/2}$ para una rotación Kepleriana, dan $v_s \lesssim 10 \text{ km s}^{-1}$ y $v_K \sim 320 \text{ km s}^{-1}$ en $R/R_o=2$. Sin embargo, existen algunos fenómenos físicos en las estrellas Be que podrían invalidar esta aproximación, tales como el carácter activo de las estrellas Be (elementos superionizados, vientos continuos variables, eyecciones discretas de masa etc.) o la presencia de campos magnéticos.

Referencias

- Arias, M.L, Zorec, J., Cidale, L., et al. 2006, A&A, 460, 821
Cidale, L. 1998, ApJ, 502, 824
Friedjung, M. & Muratorio, G. 1987, A&A, 188, 100
Moujtahid, A., Zorec, J. & Hubert, A.M. 1999, A&A, 349, 151
Waters, L.B.F.M., Marlborough, J.M., Van der Veen, W.E.C. et al 1991, A&A, 244, 120
Zorec, J., & Briot, D. 1997, A&A, 318, 443

PRESENTACIÓN MURAL

Polarización en discos de estrellas Be

J. Zorec¹, C. Quiroga², L. Cidale² & M. L. Arias²

(1) *Institut d'Astrophysique de Paris, UMR7095 CNRS, Université Pierre & Marie Curie, Francia*

(2) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP e IALP (CONICET)*

Abstract. We study the effects on the linear polarization in the UV-optical continuum spectrum produced by circumstellar Be star discs with scale heights larger than the allowed for by the Keplerian discs. We consider non isothermal discs with different geometry and density distributions and calculate the linear polarization by means of multi-scattering Monte Carlo simulations. Our results show that discs with large scale heights in regions close to the central star cannot be excluded as they produce a polarization consistent with the observations.

Resumen. Estudiamos los efectos de la polarización lineal en el espectro continuo visible y UV producidos por discos circunestelares de estrellas Be con una altura de escala mayor que la predicha por los discos Keplerianos. Calculamos la polarización lineal usando el método de Monte Carlo para discos no isotermos y con diferentes geometrías y distribuciones de densidad. Los modelos propuestos resultan consistentes con las observaciones polarimétricas existentes de estrellas Be.

1. Estudios polarimétricos en discos de estrellas Be

Con el fin de interpretar los datos espectropolarimétricos de las estrellas Be, Wood et al. (1996, 1997) estudiaron discos con distribuciones de densidad dadas por: $\rho(R, \theta) = \rho_R(R)[1 + 10^3 \sin^m \theta]$. Ellos concluyeron que los discos gruesos se dan cuando $m \lesssim 10$, mientras que los discos delgados se obtienen para $m \gtrsim 10^2$. Además mostraron que discos isotermos con dos ángulos de apertura diferentes, que implicarían una envoltura geoméricamente gruesa y otra delgada, podían reproducir la espectropolarimetría de la estrella Be ζ Tau. Sin embargo, las observaciones interferométricas sugieren que el mejor ajuste corresponde al menor ángulo de apertura: $\Delta\theta \lesssim 3^\circ$ (Quirrenbach et al. 1997). No obstante, ζ Tau presenta una curva de flujo espectropolarimétrico en el UV cercano de forma achatada que resulta difícil de explicar con dicho ajuste (Wood et al. 1997).

Zorec et al. (2007) proponen modelos de discos circunestelares con una altura de escala mayor que la Kepleriana y una ley de densidad de potencia cuyo índice n es variable con la distancia a la estrella. Bajo ciertas condiciones físicas de la envoltura, tales como presencia de campos magnéticos, una estructura de temperatura cromosférica, y/o emisiones discretas de masa, estos modelos resultan

realistas. Esto nos incita a discutir aquí la consistencia de los mismos con las observaciones polarimétricas de estrellas Be. Para ello modificamos el código de cálculo de scattering de fotones múltiples basado en el método de Monte Carlo, desarrollado por Zorec & Höflich (1989) y Höflich & Zorec (1988), con el fin de comparar y cotejar nuestros resultados con los Wood et al. (1996, 1997).

2. Cálculo de la polarización

Calculamos la polarización lineal para discos no isoterms, con una densidad superficial de la forma $\Sigma_s^W(R) = \rho_R(R)Z(R)$ donde la altura del disco $Z(R)$ aumenta linealmente con R y una ley de distribución de partículas de la forma: $N(R) \sim R^{-n(R)}$ con $n(R)$ dada por $n=0.5$ para $R \leq 3R_o$ y $n=3.0$ para $R > 3R_o$ y $N_o = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ en $R = R_o$, que se muestra en Fig. 1, donde hemos superpuesto también las dos leyes con los índices de potencia constante $n = 0,5$ y $n = 3,0$. Para cada radio, la distribución de densidad en la coordenada z es uniforme. Consideramos además tres distribuciones de temperatura: isoterma con $T = T_{\text{Ba}}$; equilibrio radiativo (RE); una distribución cromosférica (no-ER) seguida por una región isoterma extendida con $T = T_{\text{Ba}}$. Calculamos la polarización lineal en la aproximación no-ETL. Los coeficientes de desviación del ETL para las poblaciones de los niveles atómicos de Balmer y Paschen fueron obtenidos mediante cálculos de transporte radiativo (Cidale & Ringuelet 1993).

Reproducimos aquí los resultados de la polarización obtenidos para dos discos de prueba cuya distribución de densidad se ilustra en las Figs.1 (a) y (b). Las alturas de estos discos se ajustaron de manera que sus masas integradas hasta $10R_o$ (R_o radio estelar) fueran aproximadamente del mismo orden que las de los discos Keplerianos: $h/R_o = 0$ y $h/R_o = 0,7$ en $R = R_o$, y $H = 5R_o$ en $R = 10R_o$. En general, el grado de polarización y su distribución con la longitud de onda es una función de *a*) la densidad electrónica, que controla el proceso de scattering múltiple, *b*) las distribuciones de densidad y temperatura, de las cuales depende la absorción $bf + ff$ y determina el flujo de fotones dispersados, *c*) el grado de cancelación de los fotones polarizados positivamente (fotones dispersados en las regiones ecuatoriales) por fotones dispersados en regiones del disco a altas latitudes, es decir, fotones polarizados negativamente (Wood et al. 1996, 1997). En discos circunestelares con una altura de escala mayor que la Kepleriana cerca de la estrella, la polarización lineal esperada puede resultar menor que la polarización inducida por los discos delgados, dado que la fracción de fotones polarizados negativamente puede ser menor y las opacidades $bf + ff$ mayores. Sin embargo, observamos un efecto interesante introducido por la ley de densidad de partículas que hemos propuesto. Como en nuestras simulaciones $n(R) \sim 0,5$ en $R \lesssim 3R_o$, tanto el número de fotones emitidos por el disco como la tasa de absorciones $bf + ff$ en la región cercana a la estrella son mayores que en discos cuyas leyes de densidad tienen un índice n constante e igual a 0.5 para todo R . Además, se reduce también el número de fotones dispersados en la región del UV cercano. Por otra parte, el cociente j_λ/F_λ , donde F_λ es el flujo estelar y j_λ es el coeficiente de emisión, se vuelve fuertemente dependiente de la temperatura de radiación promedio del disco, que es menor que la estelar. El aumento de j_λ induce un mayor número de fotones no dispersados. La fuerte dependencia de j_λ/F_λ con la temperatura de radiación induce entonces una distribución achatada de

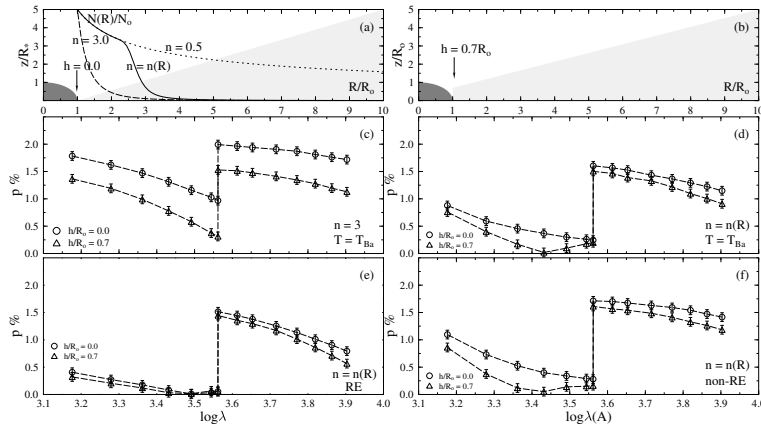


Figura 1. (a) y (b): modelos de disco con altura de escala $h=0$ y $h=0,7R_o$; (c): polarización residual vs. longitud de onda para discos isotermos con $n=3.0$; (d), (e) y (f): polarización residual para discos con una distribución de partículas $N(R)/N_o=(R_o/R)^{n(R)}$ y distintas distribuciones de temperatura

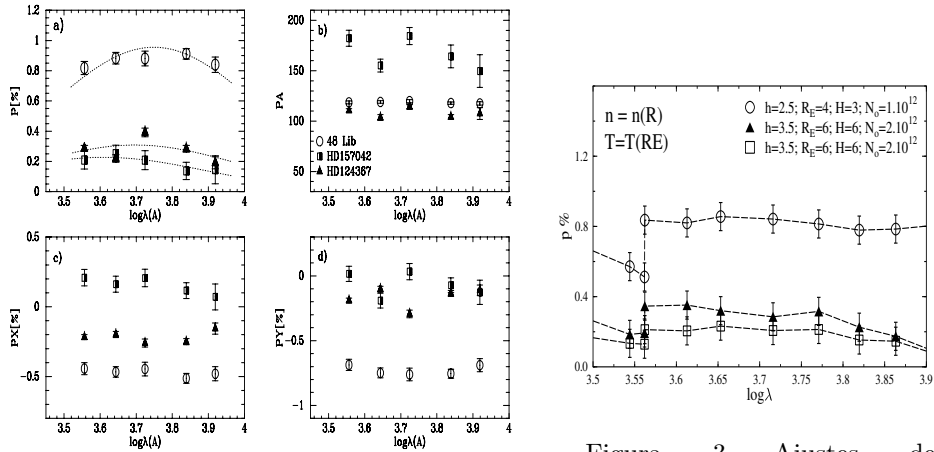


Figura 2. (a) Grado de polarización, (b) ángulo de deposición, (c) y (d) parámetros de Stokes PX y PY para los objetos indicados

Figura 3. Ajustes del nivel de polarización lineal en el visible para 48 Lib ($T_{\text{eff}}=14500\text{K}$, $i=90^\circ$), HD124367 (17500K , $i=60^\circ$) y HD157042 (21800K , $i=50^\circ$)

la polarización que tiene una curvatura diferente que la polarización producida por discos con un valor del índice n elevado y constante. El efecto combinado del aumento de las absorciones $bf+ff$ y el cociente de emisión j_λ/F_λ conduce a una distribución de polarización achatada sobre un rango considerable de longitud de onda, que daría un mejor ajuste la espectropolarimetría de ζ Tau en el UV cercano.

3. Observaciones polarimétricas

Presentamos resultados preliminares de observaciones polarimétricas en el visible, obtenidas en CASLEO para tres estrellas Be. En la Fig. 2 se muestra: (a) el grado de polarización P, (b) el ángulo de posición PA, (c) y (d) los parámetros de Stokes, PX y PY, en función de $\log(\lambda)$ para cada estrella estudiada. Para investigar el origen de la polarización observada, ajustamos una curva de la forma: $p(\lambda) = p_{\lambda_{max}} \exp^{-1,15 \cdot \ln^2(\lambda_{max}/\lambda)}$, donde $p_{\lambda_{max}}$ es el valor máximo de polarización observada y λ_{max} es la longitud de onda donde ocurre dicho máximo (Serkowski, 1975). Para el caso de polarización interestelar, $\lambda_{max} \approx 5500 \text{ \AA}$. Los objetos que presentan $\lambda_{max} < 5500 \text{ \AA}$, son candidatos a tener polarización intrínseca. Además, cuando la polarización es de origen interestelar, se observa que el ángulo de posición permanece prácticamente constante. De acuerdo con esto, la polarización de 48 Lib ajusta bien con la curva esperada para el caso de origen interestelar, mientras que el ajuste no es bueno para la polarización de HD124367 ($\lambda_{max} \approx 5000 \text{ \AA}$) y de HD157042 ($\lambda_{max} \approx 4100 \text{ \AA}$). Por otra parte, la forma de la curva de polarización, particularmente para HD157042 y HD124367, resulta similar a la predicha por los modelos, dando una evidencia más de polarización intrínseca en estos objetos.

El grado de polarización y su distribución son funciones complejas de los siguientes parámetros de la envoltura: temperatura (T), densidad en la base (N_o) y su distribución [n(R)], espesor cerca de la estrella (h), la extensión efectiva (R_E , su apertura (H) y la inclinación. En la Fig.3 se presentan posibles ajustes del nivel de polarización lineal en el visible para 48 Lib ($T_{\text{eff}}=14500\text{K}$, $i=90^\circ$), HD124367 (17500K , 60°) y HD157042 (21800K , 50°), indicando los parámetros usados. Sin embargo, para el conjunto de parámetros físicos dados, la solución no es única. Para limitar el espacio de estos, se deben modelar datos espectroscópicos en el UV y visible, obtenidos simultáneamente. Lamentablemente no contamos todavía con observaciones en el UV.

Referencias

- Cidale, L.S., & Ringuet, A.E. 1993, ApJ, 411, 874
 Höflich, P., & Zorec, J. 1988, *Modeling the stellar environment, how and why?*, 4th IAP Ap. Meet., Eds. Frontières, p. 257
 Quirrenbach, A., Bjorkman, K.S., & Bjorkman, J.E., et al. 1997, ApJ, 479, 477
 Serkowski, K., Mathewson, D. L., & Ford V.L. 1975, ApJ, 196, 261
 Wood, K., Bjorkman, J.E., Whitney, B.A. et al. 1996, ApJ, 461, 847
 Wood, K., Bjorkman, K.S., & Bjorkman, J.E. 1997, ApJ, 477, 926
 Zorec, J., & Höflich, P. 1989, A&A, 210, 279
 Zorec, J., Arias M. L., Cidale, L., Venero, R., Ringuet, A. 2007 BAAA 50, p.

Parte III

Medio Interestelar y Estructura Galáctica

INVITED PAPER

Galactic Supernova Remnants: From radio frequencies to TeV

E. Giacani¹

(1) *Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE)*

Abstract. Supernova remnants are among the most valuable astrophysical laboratories to study numerous physical processes involved in their evolution and interaction with the surrounding interstellar medium. These objects are one of the most important sources of injection of mechanical energy and chemical enrichment of the interstellar medium, accelerate cosmic rays and generate strong shock waves in such conditions that cannot be reproduced in a terrestrial laboratory. The remnants can emit radiation from radio to gamma-rays. In this report I describe the relevant radiation processes in the different spectral regimes and the information obtained from multifrequency observations of supernova remnants, including some recent results.

Resumen. Los remanentes de supernovas constituyen un laboratorio astrofísico muy valioso para estudiar los numerosos procesos físicos que se desencadenan durante su evolución y en la interacción con el medio interestelar circundante. Ellos son una de las principales fuentes de inyección de energía mecánica y enriquecimiento químico del medio interestelar, aceleran rayos cósmicos y generan fuertes ondas de choque en condiciones que no se reproducen en un laboratorio terrestre. Los remanentes pueden emitir radiación desde el rango de radio hasta los rayos gamma. En este informe describo los procesos físicos generadores de la radiación en las distintas bandas del espectro electromagnético y la información brindada por las observaciones en cada una de esas bandas, incluyendo algunos resultados recientes.

1. Introduction

Supernova remnants (SNRs) are objects that are formed as the result of a violent explosion produced by a star when it loses its thermal or mechanical stability at the end of its life. The explosion of the star, called supernova (SN), is one of the most energetic events in the Universe.

According to the explosion mechanism, SNe can be broadly classified into two groups: **Type Ia**, which are probably caused by a thermonuclear disruption (detonation, deflagration, delayed detonation) of a carbon-oxygen white dwarf that has been accreting matter from a companion star. These explosions lead to the complete destruction of the star. **Types Ib, Ic and II**, on the other hand, are the product of gravitational core-collapse of massive stars ($M \geq 8 M_{\odot}$) that

have exhausted all their nuclear fuel. Depending on the mass of the core of the star, it collapses leaving either a neutron star or a black hole.

Both types of explosions deposit about 10^{51} ergs of mechanic energy into the interstellar medium and eject several tens of solar masses of stellar material at speeds between 5000 and 10000 km/s. Then a supersonic shock wave is formed, which expands into the surrounding medium and sweeps up the interstellar gas. The result of the interaction of the stellar ejecta and the blast wave with the ambient gas plus the compact stellar core, constitute a SNR.

Supernova remnants modify irreversibly the interstellar medium (ISM). When their blast waves interact with the ISM, there is a change not only in the physical propertie, but also in the chemistry (dissociating molecules). In addition, the SN shocks accelerate, compress, heat, fragment and even destroy surrounding interstellar clouds; excite OH masers and probably initiate new cycles of stars.

At the same time, the observed morphology of the remnants in the different spectral regimes and their evolution are influenced by the mechanism of explosion, the properties of the progenitor star, the presence of a compact remnant, the density distribution of the circumstellar and of the ISM and the strenght and orientation of the ambient magnetic field. In what follows I will describe the origin of the radiation in each band of the electromagnetic spectrum together with the information obtained through the observations in each of them, illustrating with some recent results.

2. Radio Supernova Remnants

Radio observations were historically the earliest to provide systematic discovery and characterization of SNRs. In fact, most of them are radio objects.

Within this spectral regime, the emission is non-thermal, of synchrotron nature. The spectrum is characterized by a power law of the form $S_\nu \propto \nu^\alpha$, where S_ν is the observed flux density at the frequency ν and α the radio spectral index.

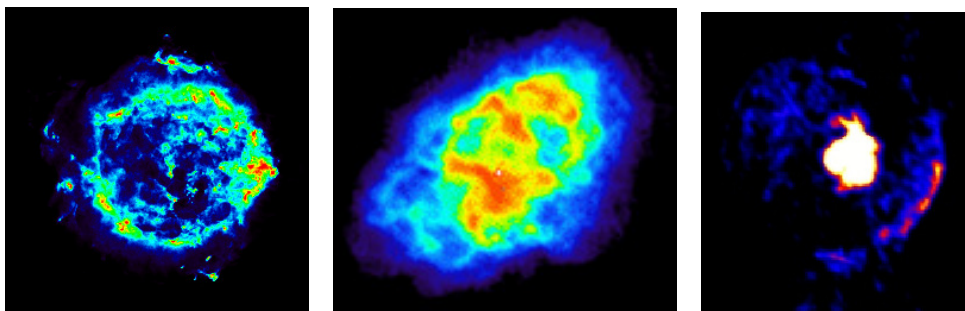
Based on their radio morphology, they have traditionally been divided into three different classes, namely:

a) shell-type: the appearance is like a hollow shell or ring with the radio brightness increasing from the center to the periphery. About 85 % of the catalogued Galactic SNRs belong to this group. In this case the particles responsible for the observed synchrotron radiation are accelerated at the shock front. For the Galactic shell remnants the distribution of α peaks around -0.55, ranging from -0.3 to -0.8, and the degree of linear polarization is between 3 and 5 %. Typical examples of this class are Cas A (Fig. 1a) and Tycho's SNR.

b) filled-center or plerionic: the radio brightness is centrally concentrated. Very few remnants belong to this group, less than 5 %. In this case the accelerated particles and magnetic fields responsible for the synchrotron emission are injected by a central pulsar generated in the supernova event. This pulsar transfers the bulk of its rotational energy in a wind of relativistic particles and Poynting flux. The wind interacts with the surrounding medium creating a synchrotron emitting nebula, also called "Pulsar Wind Nebula" (PWN). In the radio band they are characterized by a flat non-thermal spectrum ($-0.3 \leq \alpha \leq 0$) and high fractional linear polarization (20 to 30 %). PWNe can emite non-thermal radiation over the whole electromagnetic spectrum. For several decades the

Crab Nebula (Fig. 1b) was regarded as the prototype of this class, but in the last years new data with unprecedented spatial resolution have revealed that PWNe are highly structured objects which fall into a variety of morphological classes, depending on the properties and evolutionary state of the pulsar and its surroundings (Gaensler & Slane 2006 for a review). There are many SNRs with a plerionic component for which no pulsar has yet been found, however the detection of a PWN is a strong indication that the powering source must be a neutron star.

c) Composite: it includes both characteristics: the shell and the plerionic components. Figure 1c shows the SNR G0.9+0.1, a typical example of this class of objects.



(a) Shell-type SNR: Cas A. (Image courtesy of NRAO/AUI). (b) Plerionic SNR: Crab Nebula. (Image courtesy of NRAO/AUI). (c) Composite SNR: G0.9+0.1 (From Dubner et al. 2007).

Figure 1. Examples of different morphological classes of radio SNRs.

Radio continuum observations of SNRs at different frequencies provide information about the morphology, polarization and spectral index.

Observations with increasingly higher resolution and sensitivity allow us to identify and quantify structures in the shock front, as well as to locate contact discontinuities in the fluid (Dubner et al. 2000; Katz-Stone et al. 2000; Castelletti et al. 2006). This information is essential for improving the numerical simulations of the evolution of SNRs.

Polarization observations provide information on the intensity and degree of order and orientation of the magnetic field. Although in practice such observations can be compromised by effects, as for example the Faraday depolarization, some general results can be derived: young remnants have low polarized fractions and their ordered components are dominantly radial in orientation, while older remnants have more varied geometries with occasionally much higher polarized fractions and tangential orientation (Reynolds 2004).

Finally, based on accurate radio spectral studies it is possible to constrain shock acceleration theories that predict subtle variations in both spatially resolved (Anderson & Rudnick 1993) and integrated spectra (Reynolds & Ellison 1992). In addition, high resolution ($\leq 1'$) low frequency (≤ 100 MHz) observations in direction towards SNRs are a powerful tool to differentiate physical processes taking place either in SNRs (e.g. shock acceleration) or in the ISM intervening

along the line of sight towards them (e.g. thermal absorption) (Brogan et al. 2005).

3. Infrared emission from Supernova Remnants

Infrared (IR) observations of SNRs primarily reveal the thermal continuum emission of shock-heated circumstellar/interstellar dust swept-up at the boundary of the SNR. The main mechanism to heat the dust is through collisions in the X-ray emitting material (Dwek et al. 1987). This fact is supported by the good spatial correlation observed in several SNRs among the infrared radiation and the emission in others spectral regimes (e.g. Tycho, Cas A, Cygnus Loop, IC443, Kepler). As an example, Figure 2 shows an image of Kepler's SNR in the IR, X-ray and optical bands. From this figure it can be noticed that the IR emission is well correlated with the outer blast wave as delineated by X-ray emission and by non-radiative (Balmer dominated) shocks seen in the optical (Blair et al. 2007).

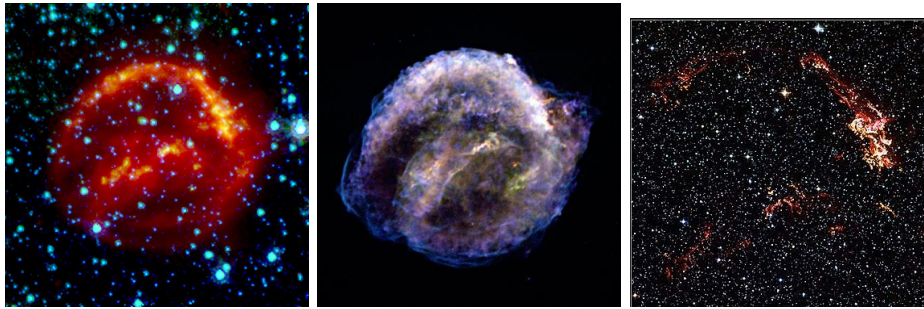


Figure 2. From left to right: *Spitzer* 24 μm , *Chandra* X-ray emission, *Hubble* H_α (From Blair et al. 2007).

Infrared observations towards the very youngest SNRs offer the possibility of detecting dust that has been formed from metal-enriched ejecta of the SN itself before it is dispersed and mixed into the general ISM. *Spitzer* IRAC images of Cas A have revealed the presence of shocked-heated dust from both ejecta and circumstellar medium (Ennis et al. 2006).

Furthermore, the expanding SN blast wave interacting with dusty material is also an important agent of grain destruction and processing in the ISM. Such a process has a profound effect not only on the optical and X-ray spectrum of the remnant, but also on the IR emission (for a detailed review see Dwek & Arendt 1992).

In addition to the thermal continuum emission for dust, shocked gas cools through atomic and molecular lines, many of which emit in the near and mid-infrared region of the spectrum. The dominant coolant for shocked molecular gas over a wide range of densities is H_2 line emission. Since this molecule is one of the main constituents of molecular clouds, its detection is a useful tool to trace regions of interaction between molecular clouds and SNRs.

Infrared atomic fine-structure lines, such as CII, NII, NIII, OI, OIV, FeII, arise from fast shocks cooling into moderately dense gas (e.g. 100 km/s shocks into gas with density $10^2 - 10^3 \text{ cm}^{-3}$) (Reach & Rho 2000; Reach et al. 2006).

4. Optical emission from Supernova Remnants

The optical spectrum of most remnants exhibits forbidden emission lines produced by a wide variety of elements such as [OII], [OIII], [SII] and [NII] and fainter lines of HeI, HeII, [OI], [NI], [NIII], [FeII], [FeIII], [CaII] and [ArIII], as well as the hydrogen Balmer series. The wide range of ionization, the correlation of electron temperature with the ionization, and the abundances derived from the observed line strengths, indicate that these lines arise from shocked interstellar material that is cooling radiatively (Smith et al. 1991).

A few remnants are characterized by a spectrum dominated by Balmer lines emission with little or no evidence of the forbidden lines. The nature of these Balmer-dominated shocks can be explained in terms of a high velocity non-radiative, collisionless shock moving into partially neutral interstellar material. These filaments define the current location of the blast wave and provide an important diagnostic of physical conditions in the forward shock (Chevalier & Raymond 1978; Chevalier, Kirshner & Raymond 1980). Figure 3 shows Balmer-dominated filaments delineating the shock front along the northwestern rim of the remnant of the SN 1006. The observations carried out in different epochs lead to measure the proper motions of the filaments (Winkler et al. 2003).

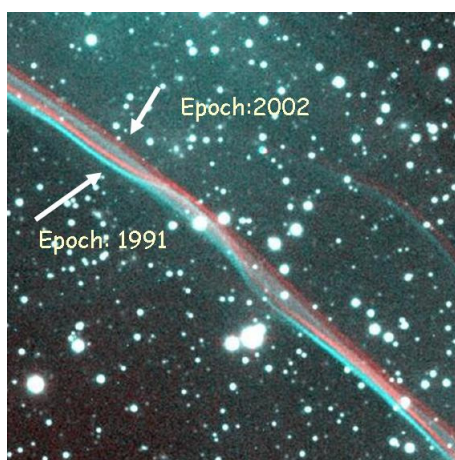


Figure 3. CCD images of the Balmer filaments of the NW rim of SN 1006. The images were taken in 1991 and 2002. The offset of the filaments shows how much they have moved over 11 years. (Courtesy: Middlebury College/NOAA/AURA/NSF).

Interestingly, there are some SNRs, the so called “O-rich”, which have a higher oxygen yield. The most prominent members of this group are Cas A, Puppis A and G292.0+1.8. The X-ray spectroscopy confirms that these remnants are also O-rich in this band. Taking into account the abundance of the oxygen it was suggested that these remnants are the product of the most massive stars, possibly

remnants of Type Ib/c SNe. In addition, the optical filaments that characterize the O-rich remnants are fragments of nearly pure ejecta that were launched from the core of the progenitor star during its explosion and that remain virtually uncontaminated through interaction with interstellar and circumstellar material. Therefore, they are good candidates to obtain a more complete understanding of nucleosynthesis yields.

5. X-ray emission from Supernova Remnants

In the X-ray regime, SNRs are classified by their morphology and the nature of the emission. They can have either a shell or a filled-center morphology, and at the same time the emission in each of them can be thermal or non-thermal in origin.

For most of the shell-like SNRs, the X-ray emission is thermal and it is generated as the result of the blast wave propagating through the ISM. The spectrum is a combination of a thermal bremsstrahlung continuum and emission lines from highly ionized species such as C, N, O, Fe and α elements Ne, Mg, Si, S, S and Ca.

The quantitative analysis of thermal X-ray spectrum provides immense detail regarding the temperature, composition, distribution, and ionization state of material synthesized and ejected in SN explosions, as well as that for swept-up material from the circumstellar and interstellar medium. For very young SNRs the X-ray spectrum is typically dominated by emission from the ejecta. As the blast wave sweeps up ambient material, a reverse shock associated with the deceleration of the ejecta propagates inward, resulting in the formation of two distinct X-ray emitting zones: the forward shock-heated circumstellar/ISM component associated with the explosion blast wave, and a hot ejecta associated with the reverse shock.

With the new generation of X-ray satellites *XMM-Newton* and *Chandra*, it became possible to spatially separate these two shocks and to investigate the structure of the interaction region. In Tycho's SNR, for example, an accurate measurement of the relative distance between the forward and the reverse shocks has provided constraints on the efficiency of particle acceleration at the shocks (Decourchelle et al. 2000). On the other hand, the X-ray high resolution spectrum of Cas A (see Fig. 4), has uncovered remarkable complexity in the structure and kinematics as seen in different elements, providing strong evidence for extensive mixing between different compositional layers during the explosion (Hughes et al. 2000; Hwang et al. 2000).

There is a growing number of shell remnants that present a non-thermal X-ray component of synchrotron origin in their spectrum. As pointed out by Slane (2007), in several cases the synchrotron component completely dominates the thermal one, and the X-ray spectra from the shells are featureless, e.g. SN1006 (Koyama et al. 1995), G347.3-0.5 (Koyama et al. 1997) and G266.2-1.5 (Slane et al. 2001). For other SNRs like Cas A (Gothelf et al. 2001), Tycho (Hwang et al. 2002) and Kepler (Bamba et al. 2005) thin rims of nonthermal emission surround the remnant directly along their forward shock. The detection of non-thermal X-ray from the shells of SNRs provides evidences that SNRs shocks are capable of accelerating electrons to very high energies.

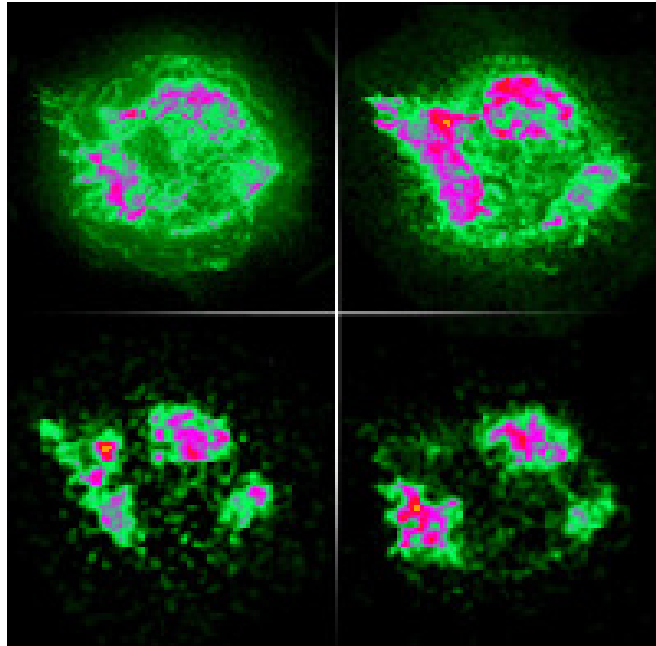


Figure 4. Distribution of some elements ejected in the explosion that produced Cas A. From left to right, top to bottom: Broadband X-ray, silicon, calcium and iron. (From Hwang et al. 2000).

For filled-center SNRs in which the X-ray emission is non-thermal, its origin is synchrotron powered by a central pulsar. In the cases that the emission is thermal its origin has not yet been established. Several scenarios have been proposed to explain it, such as thermal conduction in the remnant interior (Cox et al. 1999), evaporation of clouds that are left relatively intact after the passage of the SNR blast wave (White & Long 1991) or projection effects (Petruk 2001).

6. Gamma-ray emission from Supernova Remnants

6.1. Very high γ -ray emission

Shell-type SNRs have long been considered to be the primary candidates for accelerating particles up to energy close to the “knee” ($\sim 10^{15}$ eV) in the energy spectrum of cosmic rays. This statement is supported by theoretical considerations as well as by experimental facts. From a theoretical point of view, well established models exist explaining how particles can be accelerated in supernova shocks to energies close to the knee (see for example Malkov & O’C Drury 2001; Hillas 2005). Experimental evidence is supported mainly by X-ray synchrotron observations of several SNRs as was mentioned in section 5, indicating an electron population extending up to ~ 100 TeV. Recently, a more direct proof has been provided by the detection of TeV γ -ray emission from a number of galactic SNRs, both shell-type and plerionic in nature with the H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System) instrument. The H.E.S.S. telescope system is currently the most sensitive instrument for γ -ray astronomy in the energy regime above

100 GeV. Figure 5 displays TeV γ -ray excess maps for RX J1713.7-3934 and RX J0852.0-4622. Both γ -ray emitting objects show a shell-like structure with unprecedented detail and with a surprising resemblance of their respective X-ray morphology.

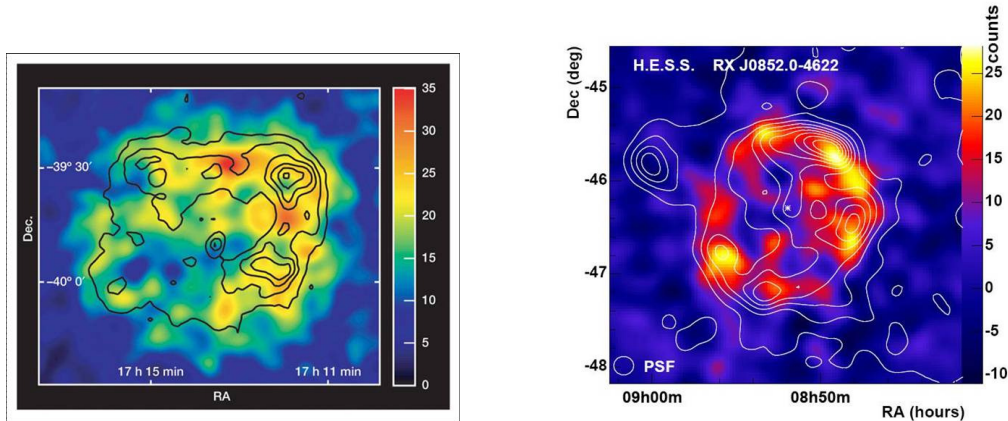


Figure 5. *Left:* TeV γ -ray image of the SNR RX J1713.7-3934 obtained with the H.E.S.S. telescope overlaid with the ASCA X-ray contours in the 1-3 keV range. (From Aharonian et al. 2004).

Right: TeV γ -ray image of the SNR RX J0852.0-4622 obtained with the H.E.S.S. telescope overlaid with contours of the X-ray data from ROSAT All Sky Survey. (From Aharonian et al. 2005).

Several mechanisms have been invoked to explain the origin of the very high energy γ -ray emission from SNRs: a) non-thermal bremsstrahlung of electrons colliding with ambient gas; b) inverse Compton scattering of ambient photons, such as the cosmic microwave background and c) the decay of neutral pions created by the collision of energetic protons. The latter, if definitively proven, would be the first experimental evidence of proton acceleration in SNRs. All these processes have been extensively modeled for SNRs by several authors (Lazendic et al. 2004; Baring et al. 2005; Malkov et al. 2005; Porter et al. 2006). In spite of the very good morphological and spectral detail provided by the H.E.S.S. instrument, without additional constraints, it is difficult to differentiate between these mechanisms and at the moment no strong conclusions on the particle population responsible for the γ -ray emission can be derived. The upcoming GLAST satellite, measuring in the energy range between 30 MeV and 300 GeV might be able to distinguish between the hadronic and leptonic origin for the γ -ray production.

6.2. Explosive nucleosynthesis

Supernovae and their remnants are the main galactic nucleosynthesis sites of production of radioisotopes which are potentially observable through their γ -ray line emission from several tens of keV to MeV energies. Among them, ^{44}Ti is a radioactive nucleus thought to be exclusively produced in supernovae during the first stages of the explosion, although with a large variation of yields depending on the mechanism of explosion, the progenitor mass and the mass cut, which

defines the mass of the stellar remnant (Woosley & Weaver 1994, 1995) This make ^{44}Ti an ideal tool to study the inner regions of the supernova explosions. Since the decay time of ^{44}Ti is about 86 years, it is expected this line emission from young (few centuries old) SNRs, as exemplified by the detection of ^{44}Ti in the youngest known galactic SNR Cas A (Iyudin et al. 1994) by the *INTEGRAL* observatory. In this way, the detection of this line becomes a potential method to discover young, missing, probably hidden SNRs.

7. Summary

This report summarizes the valuable information that can be obtained from high quality observations of SNRs throughout the whole electromagnetic spectrum. Many topics, like the parent SN (and hence on the latest stage in the stellar evolution), the properties of neutron stars, the action of strong shocks on the surrounding matter, the mechanisms of particles acceleration, the origin of cosmic rays, and the origin of the gamma radiation, are now better understood on the basis of extended observations and modeling.

Acknowledgments. I am very grateful to the Scientific and Local Organizing Committees for the invitation and support provided to facilitate my participation in this meeting. The research has been partially funded by grants CONICET PIP 6433, UBACYT A055 and ANPCYT-PICT 03-14018 of Argentina.

References

- Aharonian, F. et al. H.E.S.S. Collaboration, 2004, *Nature*, 432, 75
Aharonian, F. et al. H.E.S.S. Collaboration, 2005, *A&A*, 437, L7
Anderson, M., & Rudnick, L. 1993, *ApJ*, 408, 514
Arendt, R.G., Dwek, E., & Moseley, S.H. 1999, *ApJ*, 521, 234
Bamba, A., Yamazaki, R., Yoshida, T., Terasawa, T., et al. 2005, *ApJ*, 621, 793
Baring, M.G., Ellison, D.C., & Slane, P.O. 2005, *Adv. Space Res.*, 35, 1041
Blair, W.P., Ghavarnian, P., Long, K., Williams, B., et al. 2007, *ApJ*, 662, 998
Brogan, C., Lazio, T., Kassim, N., & Dyer, K. 2005, *ApJ*, 130, 148
Castelletti, G., Dubner, G., Golap, K., Goss, W.M. 2006, *A&A*, 459, 535
Chevalier, R., & Raymond, J. 1978, *ApJ*, 225, 27
Chevalier, R., Kirchner, R., & Raymond, J. 1980, *ApJ*, 235, 186
Cox, D. P., Shelton, R. L., Maciejewski, W., et al. 1999, *ApJ*, 524, 179
Decourchelle, A., Ellison, D., & Ballet, J. 2000, *ApJ*, 543, L57
Dubner, G., Giacani, E., Reynoso, E., & Decourchelle, A. 2007, *A&A*, submitted
Dubner, G., Velazquez, P., Goss, W.M., Holdaway, M. 2000, *AJ*, 120, 1933
Dwek, E., & Arendt, R.G. 1992, *Annual Review of A&A*, 30, 11
Dwek, E., Dinerstein, H., Gillet, F. et al. 1987, *ApJ*, 315, 571
Ennis, J., Rudnick, L., Reach, W., Smith, J., Rho, J., et al. 2006, *ApJ*, 652, 376
Gaensler, B., & Slane, P. 2006, *ARA&A*, 44, 17
Gotthelf, E., Koralesky, B., Rudnick, L., Jones, T., Hwang, U., & Petre, R. 2001, *ApJ*, 552, L39

- Hillas, A.M. 2005, *Journal of Physics G Nuclear Physics*, 31, R95
- Hughes, J., Rakowski, C., Burrows, D., & Slane, P. 2000, *ApJ*, 528, L109
- Hwang, U, Decourchelle, A., Holt, S., & Petre, R. 2002, *ApJ*, 581, 101
- Hwang, U., Holt, S., & Petre, R. 2000, *ApJ*, 537, L119
- Iyudin, A.F., Diehl, R., Bloemen, H., Hermsen, W., Lichti, G., et al. 1994, *A&A*, 284, L1
- Katz-Stone, D.M., Kassim, N., Lazio, T.J., & O'Donnell, E. 2000, *ApJ*, 529, 453
- Koyama, K. et al. 1995, *Nature*, 378, 255
- Koyama et al. 1997, *PASJ*, 49, L7
- Lazendic, J.S., Slane, P., Gaensler, B., Reynolds, S., Plucinsky, P., & Hughes, J. 2004, *ApJ*, 602, 271
- Malkov, M., & O'C Drury, L. 2001, *Reports on Progress in Physics*, 64, 425
- Malkov, M.A., Diamond, P.H., & Sagdeev, R.Z. 2005, *ApJ*, 624, L37
- Petruk, O. 2001, *A&A*, 371, 267
- Porter, T.A., Moskalenko, I.V., & Strong, A.W. 2006, *ApJ*, 648, L29
- Reach, W., Rho, J, 2000, *ApJ*, 544, 843
- Reach, W., Rho, J., Pannuti, T., Brogan, C., et al. 2006, *ApJ*, 131, 1479
- Renaud, M., Vink, J., Decourchelle, A., Lebrun, F., Terrier, R., & Ballet, J. 2006, *NewAR*, 50, 540
- Reynolds, S., & Ellison, D. 1992, *ApJ*, 399, L75
- Reynolds, S. 2004 in *X-Ray and Radio Connections* (eds. L.O. Sjouwerman and K.K Dyer) Published electronically by NRAO, <http://www.aoc.nrao.edu/events/xraydio>
- Slane, P., 2007, in *The First GLAST Symposium*, AIP Conference Proc., Vol. 921, pp 57
- Slane, P., Hughes, J., Edgar, R., Plucinsky, P., Miyata, E., Tsunemi, H., & Aschenbach, B. 2001, *ApJ*, 548, 814
- Smith, R.C., Kirschner, R., Blair, W., & Winkler, P. 1991, *ApJ*, 375, 652
- Warren, J., Hughes, J., Badenes, C., Ghavamian, P., McKee, C., et al. 2005, *ApJ*, 634, 376
- White, R.L., & Long, K. S. 1991, *ApJ*, 373, 543
- Winkler, P., Gupta, G, & Long, K. 2003, *ApJ*, 585, 324
- Winkler, P.F., Long, K. 2006, *ApJ*, 132, 360
- Wosley, S.E., & Weaver, T.A. 1994, *ApJ*, 423, 371
- Wosley, S.E., & Weaver, T.A. 1995, *ApJS*, 235, 101

ORAL PAPER

Star formation in the vicinity of the SNR W44

M. E. Ortega¹, S. Cichowolski¹, G. Castelletti¹, and G. Dubner¹

(1) *Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE)*

Abstract.

We have analyzed the vicinity of the supernova remnant (SNR) W44 looking for signatures of star formation processes. A molecular cloud, an H II region, and three young stellar object candidates, overlap the SE edge of the remnant. We confirm that W44, the molecular cloud and the H II region are located at the same distance of ~ 2.9 kpc. We conclude that the star formation is likely to be in a primitive stage associated with the H II rather than with the SNR.

Resumen.

Se analizó las cercanías del remanente de supernova (RSN) W44 en busca de indicios de procesos de formación estelar. Una nube molecular, una región H II y tres candidatos a objetos estelares jóvenes coinciden en la parte SE del RSN. Se confirmó que W44, el gas molecular y la región H II están ubicados a la misma distancia (~ 2.9 kpc). Se concluye que es más probable que la formación estelar esté relacionada con la región H II que con el RSN.

1. Introduction

A star formation process starts when a pressure-bounded, self-gravitating molecular clump becomes gravitationally unstable, and the gravitational attraction overcomes the action of all dispersive forces. The action of expanding nebulae, like H II regions, stellar wind bubbles and SNRs, can produce gravitationally unstable shocked layers of interstellar gas. The vicinity of W44 is an excellent region for studying the interaction between SNRs and adjacent molecular clouds and its possible connection with star formation. Towards the southeast of the SNR, several works demonstrated that the SNR shock is interacting with an extense molecular cloud (Seta et al. 2004, Reach et al. 2005) and the presence of a massive young stellar object near the interaction region, was suggested by Palla et al. (1991) according to Richards et. al's criteria (1987). An H II region (G034.8 – 00.7, Kuchar & Clark, 1997) is also observed collidant with W44 , as seen in the plane of the sky (Fig. 1b) . A large-scale study of the molecular gas distribution and IR emission carried out in a big region including W44, reveals that the molecular cloud complex related to the SNR is, in fact, part of a molecular ring about 1° in diameter that includes several young stellar object (YSO) candidates overlapping the shell (Fig. 1a). In particular, we focus our

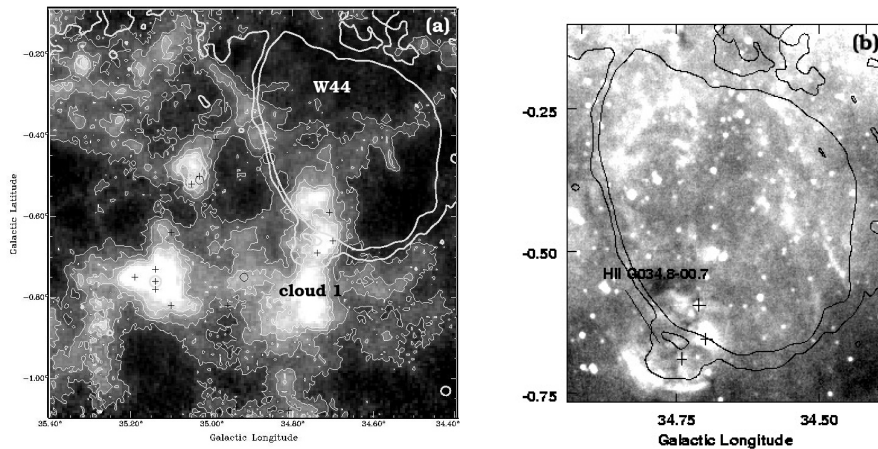


Figure 1. (a) ^{13}CO emission around W44 averaged over the velocity interval from 30 to 60 km s^{-1} . The thick contours delimit the W44 SNR and H II region boundaries at 1.4 GHz. YSO candidates are indicated by plus symbols. (b) Mid-infrared emission at $8.28 \mu\text{m}$ (greys). The contours represent the radio continuum emission at 1.4 GHz. The plus symbols indicate the YSO candidates.

attention over the region adjacent to the southeastern part of W44 (cloud 1 in Fig. 1a).

2. Results

The region of interest was investigated based in ^{13}CO $J=1-0$ data retrieved from the Galactic Ring Survey (GRS) (Jackson et al. 2006), HI data from the VLA Galactic Plane Survey (VGPS) (Stil et al. 2006) and mid-infrared at $8.28 \mu\text{m}$ from the Midcourse Space Experiment (MSX) survey.

2.1. Distances to the different components

From HI absorption studies, an LSR velocity of $+42 \text{ km s}^{-1}$ was first suggested for W44 by Radhakrishnan et al. (1972). The H II region G034.8 – 00.7, was observed in recombination line transitions by Lockman (1989), finding a peak at the LSR velocity $52.1 \pm 3.6 \text{ km s}^{-1}$. We produced absorption profiles towards both sources. An inspection of these profiles shows that prominent absorption against W44 and the H II region is observed at velocities up to $\sim 48 \text{ km s}^{-1}$. As for the molecular cloud 1 (G34.8–0.6), an LSR velocity of $46.1 \pm 6.7 \text{ km s}^{-1}$ was estimated by Solomon et al. (1987) using ^{12}CO data. From our ^{13}CO data, intense molecular gas emission in the velocity range from 40 to 50 km s^{-1} is observed, peaking at $V_{\text{LSR}} \sim 47.2 \pm 2.0 \text{ km s}^{-1}$. On the basis of the analysis of all this kinematic information, we adopt a systemic velocity of 48 km s^{-1} for the SNR, the H II region, and the molecular cloud. Using a flat rotation model for our Galaxy ($R_{\odot} = 7.6 \pm 0.3 \text{ kpc}$ and $\Theta_{\odot} = 214 \pm 7 \text{ km s}^{-1}$), we derive a near and far kinematic distances of 2.9 and 9.6 kpc, respectively. From the HI absorption profile we can safely conclude that our objects are closer than $\sim 6 \text{ kpc}$, so the

closer distance should be adopted. Concerning the IR YSO candidates, assuming that a protostar should be born in the interior of a molecular cloud, we adopt for them the same distance as for the molecular complex.

2.2. Massive protostellar candidates

Protostellar candidates selection was carried out using data from the IRAS and MSX point source catalogs and applying Richards et al.'s (1987) and Lumsden et al.'s (2002) criteria, respectively. We found three massive protostellar candidates over the cloud 1, IRAS 18542+0114 (MSX G034.7123-00.5946), IRAS 18544+0112 and MSX G034.7443-00.6896 from north to south (Fig. 1b).

2.3. The molecular cloud 1 (G34.8-0.6)

Figure 2 shows two enlargements of cloud 1 at different velocity ranges, together with a 1.4 GHz contour line delimiting the border of W44. Figure 2a reveals that IRAS 18542 +0114 is located over a compact molecular core (core A) in the periphery of a small annular feature. Figure 2b shows that the protostellar candidates IRAS 18544+0112 and MSX G034.7443-00.6896, appear located on the borders of the densest part of core B.

The physical parameters of different regions of the molecular cloud complex were derived. The cores A and B exhibit the highest volume density of cloud 1 ($\sim 1.4 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ and $\sim 1.6 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$, respectively). As for the large molecular shell, an average density of $\sim 300 \text{ cm}^{-3}$ was estimated.

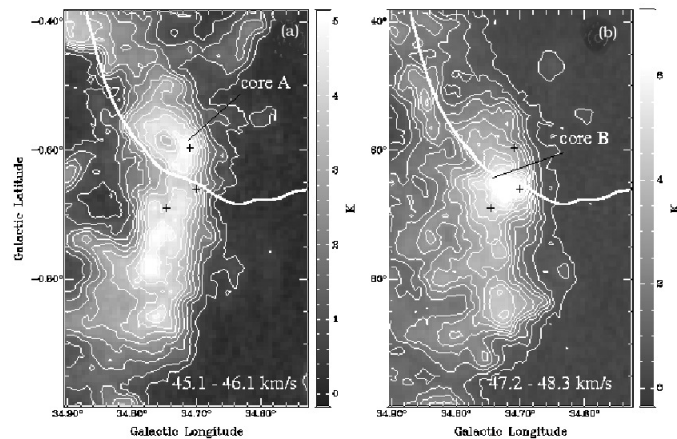


Figure 2. (a) Averaged ^{13}CO emission distribution in the velocity range from 45.1 to 46.1 km s^{-1} (greyscale and contours) and the radio continuum emission at 1.4 GHz (40 K thick contour). (b) The same between 47.1 to 48.3 km s^{-1} . The plus symbols indicate the position of the YSO candidates.

2.4. The H II region G034.8-00.7

We investigated the parameters of the collidant H II in order to analyse its causal relationship with the process of star formation. The H II region was assumed as a perfect Strömgren sphere (8 pc in diameter) surrounded by an

annular photodissociation region (Fig. 1b). Due to the high visual absorption of $\sim 10^m$ (obtained from the observed N_{co}), neither the H II region nor its exciting star are optically visible. Using the 1.4 GHz VLA image we estimated $S_{1.4\text{GHz}} \sim 3$ Jy. For a Strömngren sphere with $T = 10^4$ K, the total amount of ionizing photons needed to keep the source ionized is $N_{\text{uv}} = 1.7 \times 10^{48} \text{ph s}^{-1}$. Based on the ionizing fluxes for massive stars given by Schaerer & Koter (1997), we infer that the ionizing star cannot be later than O9.5 V. However this is only a coarse limit. Given the strong variations of the ambient density, we can only set approximate constraints to the age of this H II region. For an H II region with exciting star of spectral type between O9.5 and O3, expanding in a medium with density varying between 300 and 10^4cm^{-3} , we derive possible ages between 10^5 and 3×10^6 yr. We can therefore conclude that even the youngest possible age is compatible with star forming processes on the associated PDR.

3. Possible scenarios of star formation

The relatively young age of W44 derived from its associated pulsar, ($\sim 2 \times 10^4$ yr) (Wolszczan et al. 1991), and the spectral type of its progenitor (later than BO) (Rho et al. 1994), seem to show that the current star forming process in the region has not been triggered by the SNR or its precursor alone. On the other hand, it is known that star formation can be initiated by the expansion of an H II region in different ways (see Elmegreen 1998 and references therein). The study in the SE border of W44, strongly suggests that the YSO candidates observed are more likely related to the adjacent H II region rather than with the SNR.

Acknowledgments. M.O. is fellow of ANPCYT, S.C. and G.D. are members of CICT-CONICET, G.C. is fellow of CONICET. Helpful discussions with E. Reynoso and M. Arnal are acknowledged. The work has been funded through Argentina ANPCYT-PICT04-14018, PIP-CONICET-6433, and UBACYT A055/04 grants.

References

- Elmegreen, B. 1998, ASP Conf. S, 148, ed. C. Woodward, J. Shull, & H. Thronson, Jr., 150
- Jackson, J., et al. 2006, ApJS, 163, 145
- Kuchar, T.A., & Clark, F.O. 1997, ApJ, 448, 224
- Lockman, F. 1989, ApJS, 71, 469
- Palla F., Brand J., Cesaroni R., Comoretto G., Felli M. 1991, A&A 246, 249
- Radhakrishnan, V., et al. 1972, ApJS, 24, 1
- Reach, W., et al. 2005, ApJ, 618, 297
- Rho, J., et al. 1994, ApJ, 430, 757
- Richards P.J., Little L.T., Toriseva M., Heaton B.D., 1987, MNRAS 228, 43
- Schaerer, D. & Koter, A. 1997, A&A, 322, 598
- Seta, M., et al. 2004, AJ, 127, 1098
- Solomon, P., et al. 1987, ApJ, 319, 730
- Stil, J., et al. 2006, AJ, 132, 1158
- Wolszczan, A., et al. 1991, ApJ, 372, L99

POSTER PAPER

SNR Puppis A: molecular gas possibly associated with the brightest X-ray feature

S. Paron¹, G. Dubner¹, E. Reynoso¹

(1) *Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE)*

Abstract. We analyze the ^{12}CO emission towards the brightest X-ray knot in the supernova remnant (SNR) Puppis A. The observations were performed with the SEST telescope in the ^{12}CO J=1–0 and 2–1 lines (beams of $45''$ and $23''$ respectively). We discovered a compact molecular clump near the radio and X-ray maxima and calculated its physical parameters. From the comparison with *Chandra* X-ray data we conclude that this molecular clump lies in front of Puppis A along the line of sight. The possibilities of a recent interaction between the SNR and the molecular gas are analyzed.

Resumen. Se analiza la emisión del ^{12}CO en la región más brillante de emisión de rayos X del remanente de supernova (RSN) Puppis A. Las observaciones fueron realizadas en las transiciones J=1–0 y 2–1 con el telescopio sueco SEST con resoluciones angulares de $45''$ y $23''$ respectivamente para ambas líneas. Se descubrió la presencia de un grumo molecular compacto cerca del máximo en radio y en rayos X. Se calculan los parámetros físicos de dicha componente molecular. De la comparación con datos en rayos X del satélite *Chandra* se concluye que dicho grumo molecular se encuentra por delante del RSN Puppis A a lo largo de la visual. Se analiza la posibilidad de una reciente interacción entre el frente de choque del RSN y el gas molecular.

1. Introduction

The galactic SNR Puppis A has been extensively studied in the whole electromagnetic spectrum. In the radio continuum emission, this SNR presents an asymmetric clumpy shell morphology with the brightest section along the eastern border (Castelletti et al. 2006, and references therein). The radio continuum has a good correlation with soft X-ray emission (Petre et al. 1982), which shows extended features and compact knots. The most conspicuous X-ray structure is the bright eastern knot (BEK; Petre et al. 1982) that coincides with an indentation in the shock front of Puppis A as seen in radio continuum, suggestive of an interaction between the SNR and a dense interstellar cloud. Hwang et al. (2005) presented ACIS *Chandra* X-ray images and spectral data of the region around the BEK. They conclude that a cloud disruption process in a relatively late phase of evolution is taking place near the BEK, while closer to the for-

ward shock in the BEK boundary, the SNR has recently interacted with a dense obstacle that extends eastwards.

In this work we present high resolution observations performed in the ^{12}CO J=1–0 and J=2–1 lines towards the BEK region. We report on the presence of a compact molecular clump located slightly to the south of the compact X-ray–bright region and to the east of the X-ray “bar” structure discovered by Hwang et al. (2005). We study the possibilities of interaction between the SNR shock front and the molecular clump.

2. Observations

The ^{12}CO data were acquired during March 9 to 11, 2000 with the 15 m Swedish-ESO Submillimetre Telescope (SEST) that operated in La Silla (Chile). The angular and spectral resolutions were $45''$ and $23''$ and 0.108 km s^{-1} and 0.054 km s^{-1} for the J=1–0 and 2–1 transitions, respectively. A square of approximately $3'.35 \times 3'.35$ centered at RA = $8^{\text{h}} 24^{\text{m}} 8.5^{\text{s}}$, dec = $-42^{\circ} 59' 00''$ (J2000), around the BEK of Puppis A, was observed through 81 pointings with a grid spacing of $23''$.

3. Results

Figure 1 shows a ^{12}CO J=1–0 spectrum in the whole observed velocity range obtained from the average of the 81 pointings towards the BEK of Puppis A. Two velocity components are present, near 3 and 16 km s^{-1} . The 3 km s^{-1} component corresponds to foreground gas associated with the Gum Nebula (Yamaguchi et al. 1999). We are interested in the component near 16 km s^{-1} , the systemic velocity attributed to Puppis A (Reynoso et al. 2003).

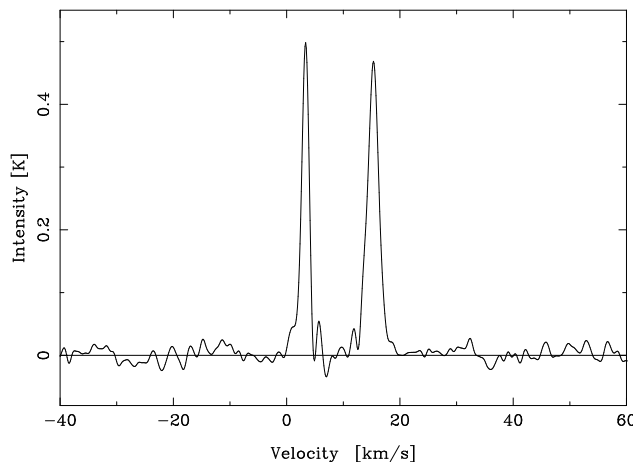


Figure 1. ^{12}CO J=1–0 average profile from the 81 observed spectra towards the BEK of Puppis A.

Taking into account that the ^{12}CO J=2–1 line is optically thinner and surveys denser gas than the J=1–0 line (e.g. Sakamoto et al. 1994), we will use it to

compare with the radio continuum and X-ray emissions. Figure 2 displays, the ^{12}CO J=2–1 emission integrated between 13.5 and 17.5 km s^{-1} superimposed over the radio continuum emission (*left*) and over the X-ray emission (*right*).

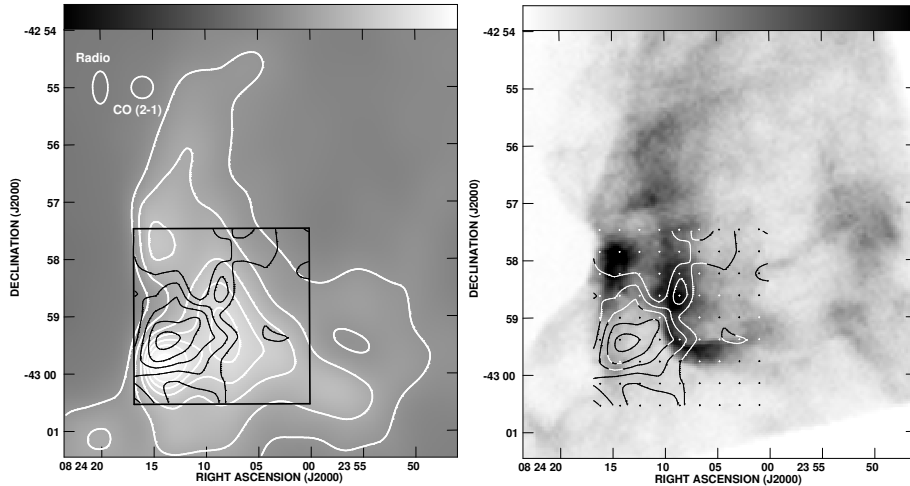


Figure 2. The ^{12}CO J=2–1 emission integrated between 13.5 and 17.5 km s^{-1} is presented in black contours with levels: 1.2, 2, 2.5, 3, 3.5, 4 K km s^{-1} . They are superimposed over the radio continuum emission (*left*, obtained from Castelletti et al. 2006) and over the X-ray emission (*right*, obtained from the *Chandra* SNR Catalog). The points in the right image represent the pointings for the molecular observations. The beams of the radio continuum and the ^{12}CO J=2–1 emissions are shown at the left image. The angular resolution of the *Chandra* X-ray image is $0''.5$.

Figure 2 shows that the maximum of the molecular clump lies spatially very close to the maximum of the radio continuum, but it does not overlap it. The angular separation between them is $\sim 25''$. On the other hand, the anticorrelation with the X-ray emission is remarkable.

Assuming for Puppis A a distance of 2.2 kpc (Reynoso et al. 2003), the linear diameter of the molecular clump is 0.3 pc, the mass $M \simeq 9.5 M_{\odot}$ and its volume density $n \simeq 1.7 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$.

4. Discussion

In the velocity range around 16 km s^{-1} we observe a conspicuous molecular clump lying very close to but not exactly coincident with the maximum of the radio continuum emission of the BEK. We used the ratio between the integrated lines ($R_{2-1/1-0} = \int T_{\text{CO}2-1} dv / \int T_{\text{CO}1-0} dv$) to trace shocked gas. Large values in $R_{2-1/1-0}$ are expected to be found in shocked molecular clouds, as observed in the clouds related with the SNRs G349.7+0.2 ($R_{2-1/1-0} \sim 1.5$; Dubner et al. 2004), W44 ($R_{2-1/1-0} \sim 1.3$), IC443 ($R_{2-1/1-0} \sim 1.3-4$) and HB 21 ($R_{2-1/1-0} \sim 1.6-2.3$) (Seta et al. 1996, Koo et al. 2001). We calculated this ratio in the velocity range from 13.5 to 17.5 km s^{-1} , obtaining $R_{2-1/1-0} \sim 0.6$.

Such a low value suggests that we are observing quiescent rather than shocked gas.

Figure 2 (*right*) shows that the molecular clump is surrounded by regions of enhanced X-ray emission. This anticorrelation can be interpreted in a scenario where the cold molecular clump is in front of the SNR along the line of sight absorbing the X-ray emission, as observed, for example, in the SNR CTB 109 (Sasaki et al. 2006). Probably the SNR shock front is recently reaching the clump.

Acknowledgments. We are very grateful to the staff of SEST for the support received during the observations, especially to the former director Dr. L.-A. Nyman. This work was supported by the CONICET grant 6433/05, UBACYT A055/04 and ANPCYT PICT 04-14018.

References

- Castelletti, G., Dubner, G., Golap, K., & Goss, W. M. 2006, *A&A*, 459, 535
Dubner, G., Giacani, E., Reynoso, E., & Paron, S. 2004, *A&A*, 426, 201
Hwang, U., Flanagan, K. A., & Petre, R. 2005, *ApJ*, 635, 355
Koo, B.-C., Rho, J., Reach, W. T., Jung, T., & Mangum, J. G. 2001, *ApJ*, 552, 175
Petre, R., Kriss, G. A., Winkler, P. F., & Canizares, C. R. 1982, *ApJ*, 258, 22
Reynoso, E. M., Green, A. J., Johnston, S., et al. 2003, *MNRAS*, 345, 671
Sakamoto, S., Hayashi, M., Hasegawa, T., Handa, T., & Oka, T. 1994, *ApJ*, 425, 641
Sasaki, M., Kothes, R., Plucinsky, P. P., Gaetz, T. J., & Brunt, C. M. 2006, *ApJ*, 642, L149
Seta, M., Hasegawa, T., Dame, T. M., et al. 1998, *ApJ*, 505, 286
Yamaguchi, N., Mizuno, N., Moriguchi, Y., et al. 1999, *PASJ*, 51, 765

ORAL PAPER

Sh2-205: three independent HII regions or only one?

G.A. Romero^{1,2}, C.E. Cappa^{1,2}

(1) *Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR)*

(2) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP*

Abstract. We present a study of the HII region Sh2-205 and its environs, based on data obtained from the CGPS, ¹²CO observations and MSX. We find that Sh2-205 can be separated in three independent optical structures: SH 149.25–0.0, SH 148.83–0.67, and LBN 148.11–0.45. The derived spectral indices show the thermal nature of SH 148.83–0.67 and LBN 148.11–0.45. The morphology of SH 148.83–0.67, both in optical and in radio, along with the energetic requirements indicate that this feature is an interstellar bubble powered by the UV photons of HD 24431 (O9 III). LBN 148.11–0.45 has the morphology of a classical HII region and their ionizing sources remain uncertain. Dust and molecular gas are found related to LBN 148.11–0.45. Particularly, a photodissociation region is detected surrounding the central part of this HII region at infrared wavelengths.

Resumen. Presentamos un estudio de la región HII Sh2-205 y de su entorno, utilizando datos del CGPS, del MSX y observaciones de ¹²CO. A partir de los mismos, encontramos que Sh2-205 puede ser separada en tres estructuras independientes: SH 149.25–0.0, SH 148.83–0.67 y LBN 148.11–0.45. Los índices espectrales derivados muestran la naturaleza térmica de las dos primeras estructuras mencionadas. La morfología que muestran las imágenes en los rangos óptico y de radio, junto con consideraciones energéticas revelan que SH 148.83–0.67 es una burbuja interestelar generada por los fotones ultravioletas de HD 24431 (O9 III). LBN 148.11–0.45 tiene la morfología de una región HII clásica y sus fuentes ionizantes no han podido ser determinadas. Polvo y gas molecular se encuentran relacionados con LBN 148.11–0.45. En particular, una región de fotodisociación se identificó en los bordes de la misma.

1. Introduction

O-type stars emit a great amount of UV photons capable of modifying the physical properties of the neutral atomic and molecular gas, creating HII regions (Osterbrock 1989) and photodissociation regions at the interface between the ionized and the molecular gas (Hollenbach & Tielens 1997).

The physical parameters of the ionized and neutral gas in these HII regions can be obtained based on radio and optical data, and those of the associated dust, through its infrared emission.

In this paper we study the HII region Sh2-205 in the region of Camelopardalis based on radio continuum, ^{12}CO (J:1 \rightarrow 0) line data, and infrared data at several wavelengths. Our purpose is to investigate the physical properties of the interstellar medium in the region of Sh2-205 and to determine whether it is conformed by independent regions.

2. Data sets

Our analysis is based on radio continuum images at 408 and 1420 MHz obtained from the Canadian Galactic Plane Survey (CGPS) observed with the DRAO Synthesis Telescope, ^{12}CO (J:1 \rightarrow 0) observations (Dame et al. 2001), and high resolution IRAS (HPBW $\sim 0'.5\text{--}2'$) and MSX (HPBW $\sim 18''$) data. The images at 408 and 1420 MHz have synthesized beams of $1'.03 \times 0'.96$ and $3'.5 \times 2'.8$, respectively. CO data have an angular resolution of $7'.5$, a velocity resolution of 1.3 km s^{-1} , and an rms noise of 0.05 K .

3. The ionized and molecular gas, and the interstellar dust distributions in the region of Sh2-205

Figure 1-a displays the DSS2-red image of the HII region Sh2-205 (Sharpless 1959) of $\approx 120'$ in size. The ionized nebula is excited by the O-type star HD 24431 (Sharpless 1959), located at $(l, b) = (148^\circ 50', -0^\circ 43')$. This star was classified as O9 III by Walborn (1973) and as O9 IV-V by Hiltner & Johnson (1956).

The figure shows three well defined areas in this HII region. One of these consists of an arc-like structure located at $(l, b) = (148^\circ 50', -0^\circ 40')$ of $\approx 60'$ in size. HD 24431 is seen projected close to the center of this structure. This feature, along with radio emission at $(l, b) = (149^\circ 0', -0^\circ 25')$, has a shell-like appearance. We named it SH 148.83–0.67. A shell-like structure of faint diffuse optical emission is also apparent at $(l, b) = (149^\circ 15', 0^\circ)$ (from here on SH 149.25–0.00), of $\sim 1^\circ$ in size. No stellar object seems to be related to this feature. The third one is a bright conspicuous area centered at $(l, b) = (148^\circ 5', -0^\circ 28')$, identified as LBN 148.11–0.45 by Lynds (1965). Two B-type stars appear projected onto this region: ALS 7793 (B1, Hiltner 1956) and HD 24094 (B8, probably contact binary, Duerbeck 1997). Note that the diagonal feature from bottom right to top left seen in the DSS2 image is due to an artifact of the original survey.

Distance determinations are only available for HD 24431 which spans the range between 0.71 and 1 kpc (Brown & Bomans 2005 and references therein). As a working hypothesis, we will adopt $d = 1.0 \text{ kpc}$ for the optical structures described above.

Figure 1-b illustrates the 1420 MHz radio continuum emission distribution. LBN 148.11–0.45 presents an elliptical shape of $\sim 30' \times 24'$ in size in the radio image. In the region of SH 148.83–0.67, the 1420 MHz emission shows a ring-shape structure of $13'$ in width, and $60'$ in diameter, correlating morphologically with the bright areas of the optical shell. From the 408 and 1420 MHz images, we derived spectral indices compatible with a thermal nature. Although, faint diffuse radio emission is associated with SH 149.25–0.00, the low emission does not allow us to measure the physical parameters of this feature.

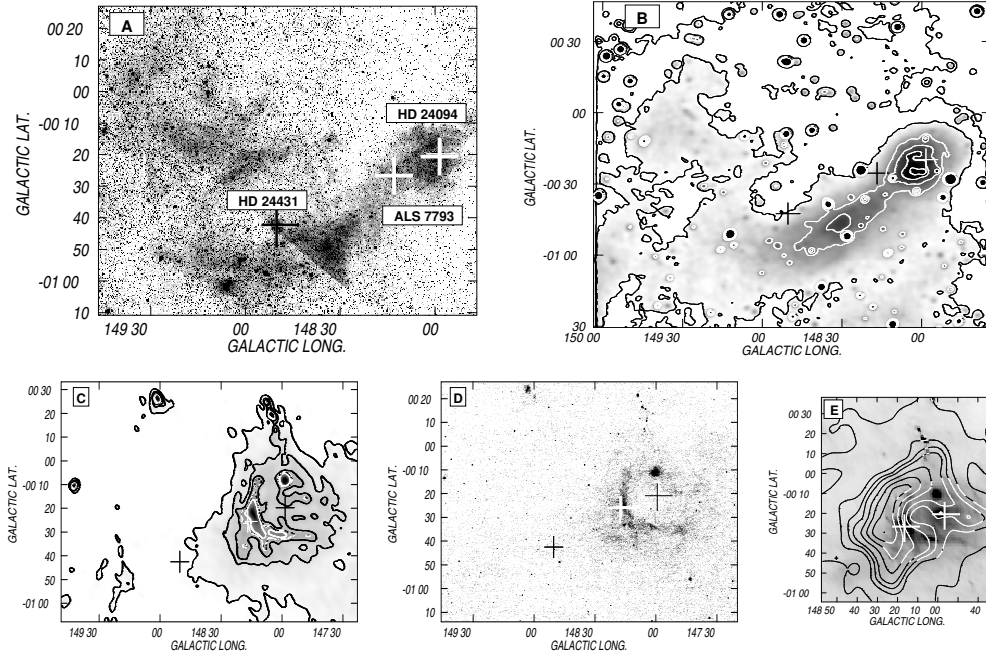


Figure 1. **a** DSS2-R image of Sh2-205. SH 149.25–0.00, SH 148.83–0.67, and LBN 148.11–0.45 are indicated with dashed-line circles. **b** Radio continuum image at 1420 MHz. The grayscale corresponds to 5 to 6.2 K. The contours lines are from 5 to 6.2 in steps of 0.2 K. **c** IRAS image at 100 μm image. The contour lines are from 60 to 140 MJy/ster in steps of 20 MJy/ster. **d** MSX Band A image at 8.3 μm . **e** Overlay of the CO (J:1 \rightarrow 0) emission distribution associated with LBN 148.45–0.11 in the velocity range from -4.5 to -3.2 km s^{-1} and the IRAS 60 μm image. The contour lines are 0.1, 1.0, 1.5, and from 2 to 10 in steps of 1 K. The position of HD 24431, HD 24094, and ALS 7793 are indicated by crosses.

The dust emission distribution is shown in Figures 1-c and 1-d. It is remarkable that the far infrared (IRAS image, 100 μm) emission distribution is quite different from the radio continuum emission. The 100 μm emission is mostly concentrated in the area of LBN 148.11–0.45, showing that dust and gas are mixed. The border of this HII region is surrounded by an arc-shaped feature that separates this region from SH 148.83–0.67. This feature is also detected at 8.3 μm (Figure 1-d) and very likely shows radiation from (PAHs). These molecules are found in the neutral gas around HII regions (Hollenbach & Tielens 1997), but not inside the ionized regions. This mid-infrared emission indicates the existence of a PDR in the outskirts of LBN 148.11–0.45.

Faint diffuse far infrared emission overlaps part of SH 148.83–0.67, coinciding with the arc-like feature seen at 1420 MHz and at optical wavelengths (Fig. 1-a and 1-b). No significant emission at 8.3 μm is detected in this region.

Molecular gas with velocities in the range -0.65 to -11.1 km s^{-1} was found to be related to LBN 148.11–0.4. Figure 1-e shows the CO line emission distribution which is seen coincident with the central part of LBN 148.11–0.45. This gas should be placed behind the ionized region. The molecular cloud at \approx

$l = (148^\circ 25')$ delineates strikingly well the border of the PDR detected at $8.3 \mu\text{m}$. No molecular material is clearly identified to SH 148.83–0.67.

The main physical parameters of SH 148.83–0.67 and LBN 148.11–0.45 are summarized in Table 1. In this table, N_{Ly^*} is the UV photon flux from the related stars, while N_{LyHII} is the UV photons necessary to keep the HII regions ionized. Clearly, the UV photon flux from the star HD 24431 (N_{Ly^*}) is enough to keep SH 148.83–0.67 ionized at the adopted distance. The ionizing sources of LBN 148.11–0.45 remain undisclosed.

To summarize, we find that Sh2-205 can be separated in three independent optical nebulae: SH 148.83–0.67, LBN 148.11–0.45, and SH 149.25–0.0. SH 148.83–0.67 is an interstellar bubble powered by the action of HD 24431, LBN 148.11–0.45 is a classical HII region. The presence of a second HII region, SH 149.25–0.0, might be suggested by the optical and radio diffuse emissions.

Table 1
Physical parameters of SH 148.83–0.67 and LBN 148.11–0.45

HI I	T_{dust} [K]	n_e (cm^{-3})	N_{Ly^*} [10^{47} s^{-1}]	N_{LyHII}	M_{ionized} M_{\odot}
SH 148.83–0.67	26	6	58 ¹	22	180
LBN 148.11–0.45	31	12	0.3 ¹	1.5	70

¹ values from Schaerer & de Koter (1997)

Acknowledgments. G. A. R. thanks the LOC for a partial grant to participate in the meeting. We are grateful to the anonymous referee for their helpful suggestions. This project was partially supported by FCAG, UNLP under project 11/G072, CONICET project PIP 5886/05, and ANPCyT 14018.

References

- Brown, D. & Bomans, D. J. 2005, A&A, 439, 183
 Dame, T. M., Hartmann, Dap & Thaddeus, P. 2001, ApJ, 547, 792
 Duerbeck, H.W. 1997, IBVS, 4513, 1
 Hiltner, W. A. & Johnson, H. L. 1956, ApJ, 124, 367
 Hollenbach, D.J. & Tielens, A.G.G.M. 1997, ARA&A, 35, 179
 Lynds, B.T. 1965, ApJS, 12, 163
 Osterbrock, D.E. 1989, "Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei ed. by University Science Books, C.A."
 Schaerer, D. & de Koter, A. 1997, A&A, 322, 598
 Sharpless, S. 1959, ApJS, 4, 257
 Walborn, N. R. 1973, AJ, 78, 1067

Parte IV

**Astronomía Extragaláctica y
Cosmología**

INVITED PAPER

The large scale effect of the AGN

C. Feinstein^{1,2}

(1) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - UNLP*

(2) *Instituto de Astrofísica de La Plata - Conicet/UNLP*

Abstract.

From the HST/WFPC2 3CR Snapshot Survey, data taken with the filters F555W, F702W and narrow-ramp, a set of galaxies with noticeable extended structure were selected (e.g. 3C 79, 3C 135, 3C 234, etc). All of these objects show large regions of [O III] λ 5007 emission (narrow ramp filter) and the broad-band filters data show similar structures indicating the presence of strong emission in several lines over these regions. The morphology observed seems to be related (e.g. same position angle, direct overlapping or similar shape) with the radio-jet. For some candidates with these properties GMOS/Gemini spectroscopy was taken. These data (both HST direct imaging and Gemini spectroscopy) can be tested with diagnostic diagrams and total UV photons budget to understand the source of energy that is ionizing the gas. This source of ionization was commonly believed to be the UV photons emitted by the powerful AGN, but several of these objects shows clearly that shocks produce by the radio jet are the main cause of the observed gas line emission. We present in this paper the preliminary results of the Gemini/GMOS longslit spectra for four radiogalaxies, these are 3C 135, 3C 180, 3C 234, 3C 284.

Resumen. Se seleccionó un conjunto de galaxias con estructuras notables (3C 79, 3C 135, 3C 234, etc) a partir del HST/WFPC2 3CR Snapshot Survey, con datos tomados en los filtros F555W, F702W y filtros de rampa. Todos los objetos muestran grandes extensiones de emisión en la línea de [O III] λ 5007, y en los filtros anchos se observa las mismas estructuras lo cual indica una emisión muy fuerte de muchas líneas sobre las regiones. La morfología observada parece estar relacionada con el *jet* en radio (mismo ángulo de posición, superposición espacial o formas similares). Para algunos de estos objetos se tomó espectroscopía GMOS/Gemini. Estos datos (tanto los de imagen directa del HST como la espectroscopía GMOS/Gemini) pueden ser usados en diagramas de diagnóstico y con el balance total de los fotones UV se puede estudiar la fuente de energía que ioniza estas regiones. Históricamente se pensó que la fuente de estos fotones era el núcleo de la galaxia de núcleo activo (*AGN*), pero muchos de estos objetos están mostrando que la fuente de energía está relacionada con el *jet* que se observa en radio. En este trabajo se presentan resultados preliminares obtenidos en las galaxias 3C 135, 3C 180, 3C 234 y 3C 284.

1. Introduction

Non-stellar activity in galaxies is manifested in a variety of ways and over a wide range of wavelengths. One of these is the bi-conical structure found in a large variety of objects, from nearby Seyfert 2 galaxies to powerful high-redshift radio-galaxies. These structures have characteristics similar to those of the narrow-line regions (NLR) that define a Seyfert 2 galaxy, and appear to be extended over many kiloparsecs. In some cases the shape of the emission regions does not appear to be fully conical, but these galaxies have extended bright line-emission regions that have been shown to be clearly related with the activity of the AGN (e.g. 3C 244.1, Feinstein et al. 2002). The lack of a complete cone structure can be explained either as the result of a non uniform distribution of the local ISM/IGM gas or it may represent a more evolved case of AGN, in which the gas has been pushed out of its original location presumably by the jet.

Another very intriguing feature of the large redshift objects ($z > 0.8$), is the alignment effect between the optical morphology and the radio-jet direction. A very reasonable possibility is that the optical morphology arises from a large cone structure overlapping the stellar luminosity profile, but also a close relation of the cone structure and the radio-jet is needed to explain the observations. Using HST high angular resolution observations we found that this is happening in 3C 299 (Feinstein et al. 1999). The main goal of our program is to investigate the source of energy that maintains the excitation of the gas over these large regions. The possible scenarios are discussed in the next section.

Possible explanations and scenarios

Several scenarios were proposed to understand the relation between the nuclear activity and the extended line emission.

1) Photoionization by the AGN

This mechanism assumes that the UV flux produced by the AGN nuclear source photoionizes the line emission region. The physical state of the gas at any place can be described by the ionizing parameter (U), which accounts for the dilution of the UV photons as the distance from the nucleus increases. At every location, the parameter U can be estimated, using diagnostic diagrams, by measuring the ratio of appropriate emission lines. The total number of photons at that location can be calculated knowing the distance to the nucleus. As an example, it is easy to calculate the ionizing flux, by measuring $[\text{OII}]\lambda 3727$ to $[\text{OIII}]\lambda 5007$ ratio (Penston et al., 1990), which is very insensitive to the continuum shape. Thus it is possible, using long-slit spectra suitably positioned over the cone structure, to measure the U parameter, derive the total UV photon emission as well as its spatial distribution and therefore to determine the validity of this scenario.

2) Photoionization by the AGN with matter-bounded clouds

This idea was developed by Binette et al. (1996) in order to explain the discrepancy between high ionization line ratios and high electron temperatures observed in many active galaxies. These models are based on a parameter AM/I , which represents the solid angle covered by the "matter-bounded" component relative to that covered by the "ionization-bounded" component. In a second paper, Binette et al. (1997) refined their models. Taking into account the possibility of having a larger U parameter, they derived three models with values of $U = 0.5$, 0.05 and 0.02 , and a density $n_e = 1000\text{cm}^{-3}$ for the "matter bounded" clouds, which are exposed to ionization radiation from the AGN. In the case of 3C 321, Robinson et al. (2000), claim that this explanation is consistent with the observed data.

3) Shocks

It is important to study whether there is a physical relationship between the radio-jet and the optical line emission. Taylor et al. (1992) proposed that fast bow-shocks resulting from the interaction of the radio-jet with the ISM were the source of ionizing photons of the emission-line gas in a number of sources. Capetti et al. (1995a, 1995b, 1996, 1997) and Winge et al. (1997) were the first to show that this mechanism best explains the optical emission in the NLR in nearby Seyfert galaxies (Mrk 3, Mrk 6, Mrk 573, NGC 1068, NGC 4151 and NGC 7319). Recently, this work has been confirmed by Aoki et al. (1999), and Kukula et al. (1999). In the case of the powerful 3CR radio galaxies, Feinstein et al. (1999) showed that this interaction also occurs in 3C 299, where clearly the NE radio-jet and the ENLR have similar morphologies, and where there is further evidence of this interaction from the values of the different emission-line ratios and the evolution of the line ratio $[OII]\lambda 3727/[OIII]\lambda 5007$, as an estimator of the changes of U , over the region. Solórzano-Iñarrea et al. (2001) showed that four 3CR galaxies displaying strong emission lines and jets, present a disturbed gas kinematics pattern, which seems to be related with the radio-jet. Dopita & Sutherland (1995,1996) have modeled in detail the ionization of the ENLR due to shocks. In one scenario, which has been shown to work for Seyfert galaxies, the radio jet interacts with the local interstellar medium and shocks the gas. In this scenario, the hot post-shock plasma gas produces photons that can diffuse upstream and downstream of the jet. Photons diffusing upstream can encounter the pre-shocked gas and produce an extensive precursor HII region, while those traveling downstream will influence the ionization and temperature structure of the recombination of the shock. Due to this extensive modeling work, shocks are relatively easy to diagnose from the observed data using the line emission ratios.

4) Dust and radiation pressure

Recently Dopita et al. (2002) try to explain some very intriguing features of the NLR (and the ENLR) in some galaxies. These are:

- The ionization parameter seems to be always the same ($U 0.01$) for the NLR.
- The difficult to reproduced the very strong coronal lines ($[FeVII]$, $[FeX]$, $[SVIII]$),

[SXII], [SiVI],[SiVII]) which imply photoionization with a very high local ionization parameter. -The large outflow velocities ($v \approx 3000 \text{ km sec}^{-1}$) inferred from the [OIII] line, which in shocks models, it must be the undisturbed gas in the galaxy (because this emission is expected to be generated in the photoionized precursor of the shock).

In this new modeling, the dust and the radiation pressure acting on it provide the controlling factor in moderating the density, excitation and surface brightness of photoionized NLR structures. Dopita et al. (2002) have included in their paper, the line diagnostic diagrams for several different parameters that can be very useful when comparing with the observations.

Other possible mechanisms

Other mechanisms capable to ionize large amounts of gas have been proposed. For example, O'Dea et al. (2001), suggested that the colors observed in blue knots in 3C 236 are consistent with star formation.

2. Undergoing investigation

We are carrying on observations of a sample of radio-galaxies that are known to have cones, filaments or extended regions of ionized gas. The main objective is to obtain long-slit spectra along the path of the jet. From these spectra we will derive line ratios to be compared with state-of-the-art diagnostic models. The spectra will cover the range 4000-9000Å, which at the redshift of these galaxies includes several of the bright emission lines (e.g. [OII]λ3727, [NeIII]λ3869, Hβ, [OIII]λ5007, etc). These are some of the emission lines that are essential for the diagnostic diagrams, and which will allow us to select which of the ionization mechanisms discussed earlier is the dominant one in each case. The observed lines will also provide us with information regarding the kinematics of the local gas.

The galaxies were selected with the following criteria:

- 1- Known to be powerful radio-galaxies, for example objects in the 3CR catalog.
- 2- Known to have cones, or filaments, or extended regions of ionized gas (ENLR).
- 3- Objects for which we have already obtained high spatial resolution imaging with HST (e.g. galaxies in the "3CR Snapshot Survey")
- 4- The galaxies are selected to have the ENLR in locations that are far away enough that there is no confusion with the underlying stellar population. For example the ENLR is located where the r1/4 profile has already vanished.
- 5- Objects are selected as having low redshift, $z \approx 0.2-0.5$, so the galaxy is large enough to ensure spatial resolution over the long slit spectra.

3. Results

3C 135

Fig 1a shows a high resolution image taken with the WFPC/HST in [OIII] λ 5007. This picture displays that optical emission is in the same direction as the radio-jet. Fig 1b shows the line ratios from GMOS/Gemini longslit spectra, taken in the jet orientation. This last figure indicates the presence of high speed shocks in the observed region. In Fig.1b the straight lines are the Dopita et al. (1996a) models. From the panels a) and b), the figure shows that a model with $v = 500 \text{ km sec}^{-1}$ plus a precursor HII region can explain our observations quite well. Panel c) is the [OII] λ 3727/[OIII] λ 5007 ratio, which is very sensible to the parameter U . This last panel shows that the observed line ratio does not follow the dilution model of the ionizing radiation filed for a central source of photons ($U \sim r^{-2}$). Unless we consider a large increase of the density of the ISM, this behavior indicates that the ionization is not produced by photons of the AGN. We conclude that the ENLR of 3C 135 is the result of the interaction of the radio jet with the ISM gas.

3C 180

Fig. 2a displays the high resolution image in the F702W WFPC/HST filter of 3C 180, which shows to be a boxy elliptical galaxy. The line emission can be found up 12" to the SW and to 8" to the NE, but in this range there are gaps with low or no measurable flux. Fig 2b is the analysis of emission in the GMOS/Gemini longslit spectra as in Fig. 1b (red lines). As in 3C 135 shocks with $v = 500 \text{ km sec}^{-1}$ plus a precursor HII region can explain our observations quite well. Also the ratio [OII] λ 3727/[OIII] λ 5007 is not consistent with photoionization by the AGN.

3C 234

This is a well known radio-galaxy. There is a bright region to the West that is shown in Fig. 3a. Fig 3b is the line ratio from the GMOS/Gemini longslit spectra. As in the others galaxies shocks with $v = 500 \text{ km sec}^{-1}$ plus a precursor HII region can explain our observations. The evolution of the U parameter, estimated from the [OII] λ 3727/[OIII] λ 5007, do not shown any decrease of intensity over the region.

3C 284

Fig. 4a is the HST/WFPC broad band showing the [OIII] λ 5007 emission of this object. The galaxy displays two symmetric spots to the NE and SW. The GMOS/Gemini spectra shows that there are three components with different velocities ($-500, 0, 270 \text{ km sec}^{-1}$ relative to the galaxy) to the SE. Fig.4b is the line emission ratios, for the [OIII] λ 5007/H β ratio a model with less than $v = 500 \text{ km sec}^{-1}$ plus a precursor HII region can explain this emission lines, but for the Ne[III] λ 3869/[OII] λ 3727 ratio a higher velocity is needed.

References

- Aoki, K., Kosugi, G., Wilson, A. S., Yoshida, M. 1999, ApJ, 521,565
 Binette, L., Wilson, A.S., Storchi-Bergmann, T. 1996, A&A, 312,365
 Binette, L., Wilson, A.S., Raga, A., Storchi-Bergmann, T. 1997 A&A, 327,909

- Capetti, A., Macchetto, F.D., Axon, D.J., Sparks, W.B., Boksenberg, A. 1995a, ApJ, 448,600
- Capetti A., Axon, D.J., Kukula, M., Macchetto, D.F., Pedlar, A., Sparks, W.B., Boksenberg, A. 1995b, ApJ, 454,L85
- Capetti, A., Axon, D.J., Macchetto, F.D., Sparks, W.B., Boksenberg, A. 1996 ApJ, 469, 554
- Capetti, A., Axon, D.J., Macchetto, F.D. 1997, ApJ, 487, 560
- Dopita, M.A., Sutherland, R. 1995, ApJ, 455, 468
- Dopita, M.A., Sutherland, R. 1996, ApJS, 102, 161
- Dopita, M.A., Groves, B.A., Sutherland, R.S., Binette, L., Cecil, G. 2002 ApJ, 572,753
- Feinstein, C., Macchetto, F.D, Martel, A.R., Sparks, W.B., McCarthy 1999, ApJ, 526,623
- Feinstein, C., Macchetto, F.D, Martel, A.R., Sparks, W.B., 2002, ApJ, 2002,565,125
- Kukula, M. J., Ghosh, T., Pedlar, A., Schilizzi, R. T., ApJ, 518,117
- O'Dea, C.P.; Koekemoer, A.M., Baum, S. A., Sparks, W. B., Martel, A.R., Allen, Mark G.; Macchetto, F.D., Miley, G.K., 2001, AJ121,1915
- Penston, M. V., et.al. 1990, \hat{a} , 236,53
- Robinson, T.G., Tadhunter, C.N., Axon, D.J., Robinson, A. 2000, MNRAS317,922
- Solórzano-Iñarraea, C., Tadhunter, C. N., Axon, D. J., 2001, MNRAS323,965
- Winge, C., Axon, D.J., Macchetto, F.D., Capetti,A. 1997, ApJ, 487, 121

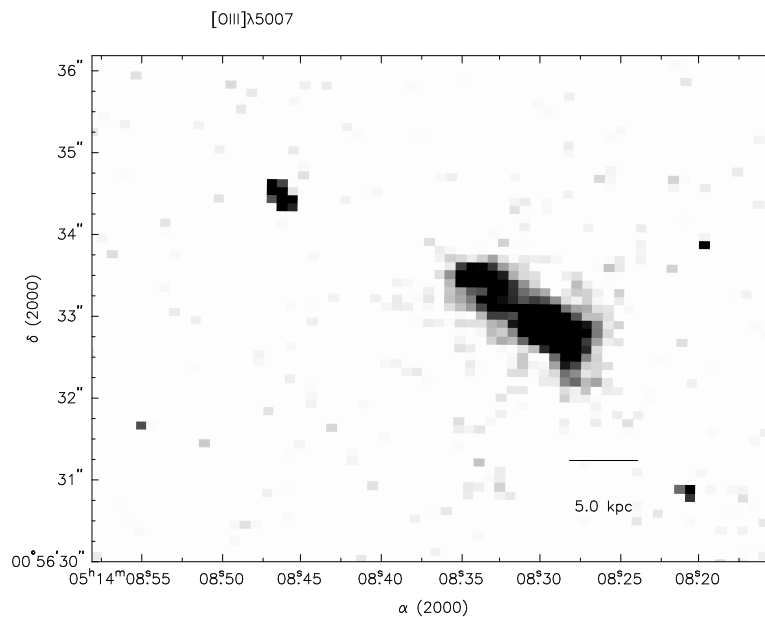


Figure 1. 3C 135, [OIII] λ 5007 image using HST/WFPC2

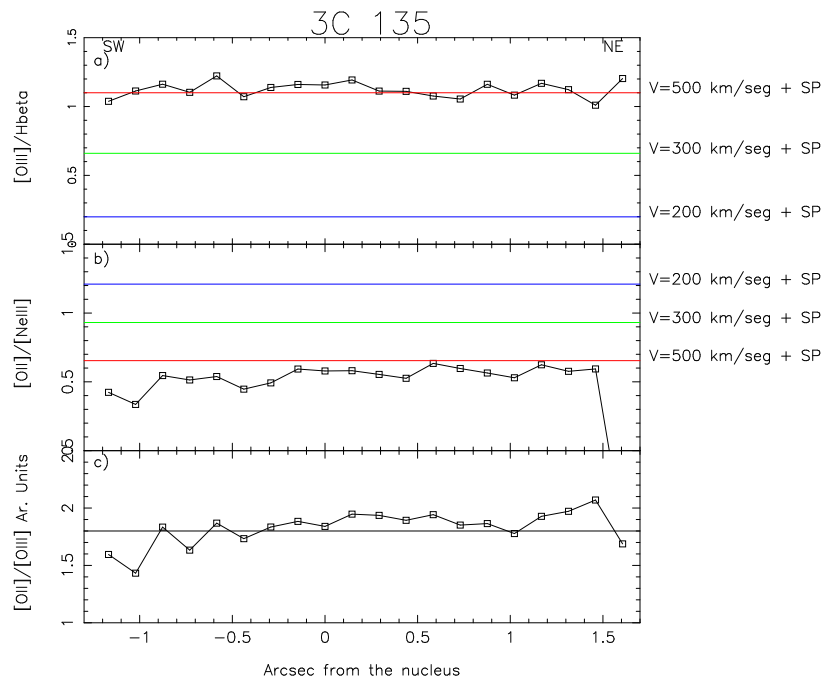


Figure 2. 3C 135, Gemini/GMOS emission line ratios

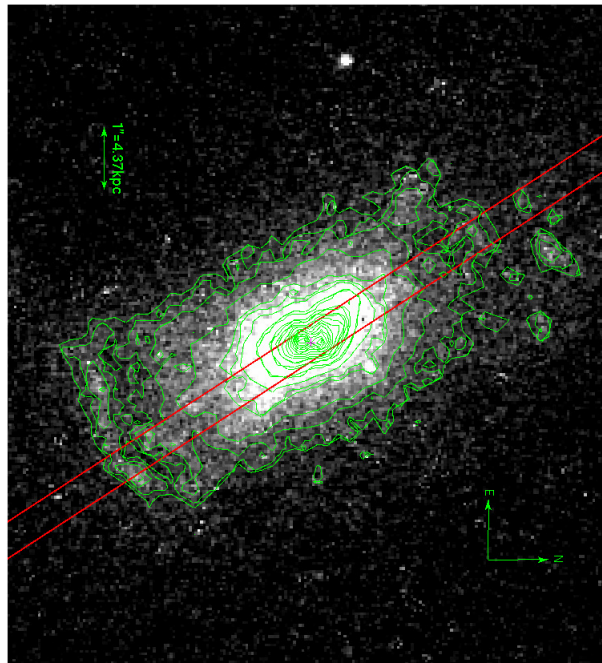


Figure 3. 3C 180, F702W image using HST/WFPC2, lines are the orientation of the GMOS slit

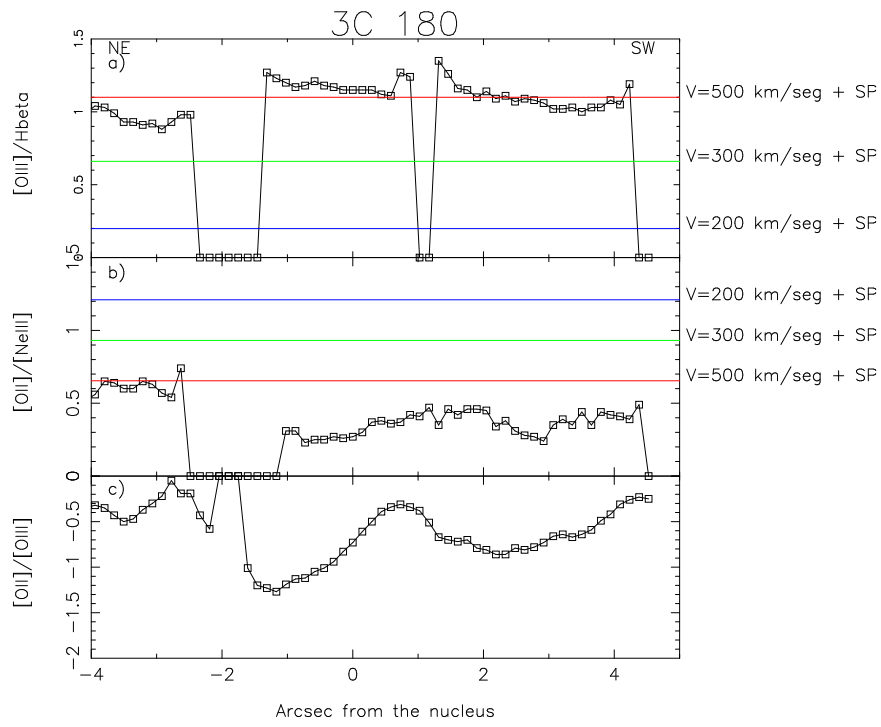


Figure 4. 3C 180, Gemini/GMOS emission line ratios

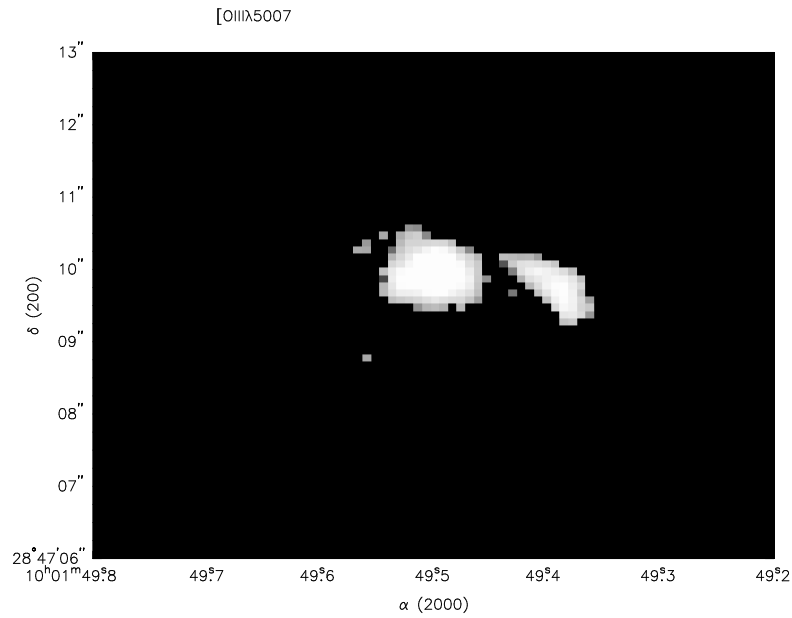


Figure 5. 3C 234, $[OIII]\lambda 5007$ image using HST/WFPC2

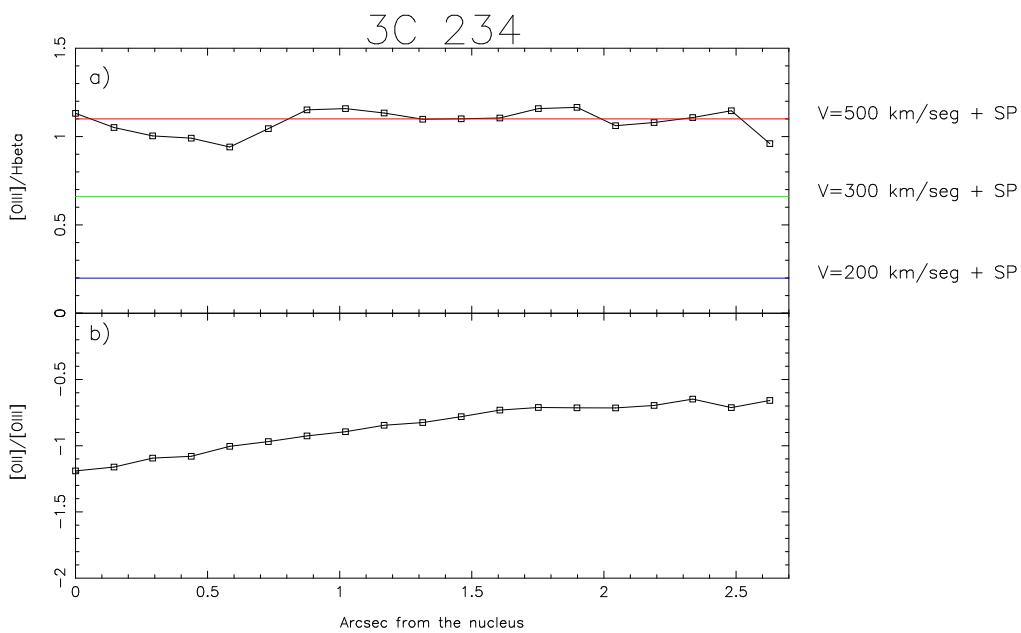


Figure 6. 3C 234 Gemini/GMOS emission line ratios

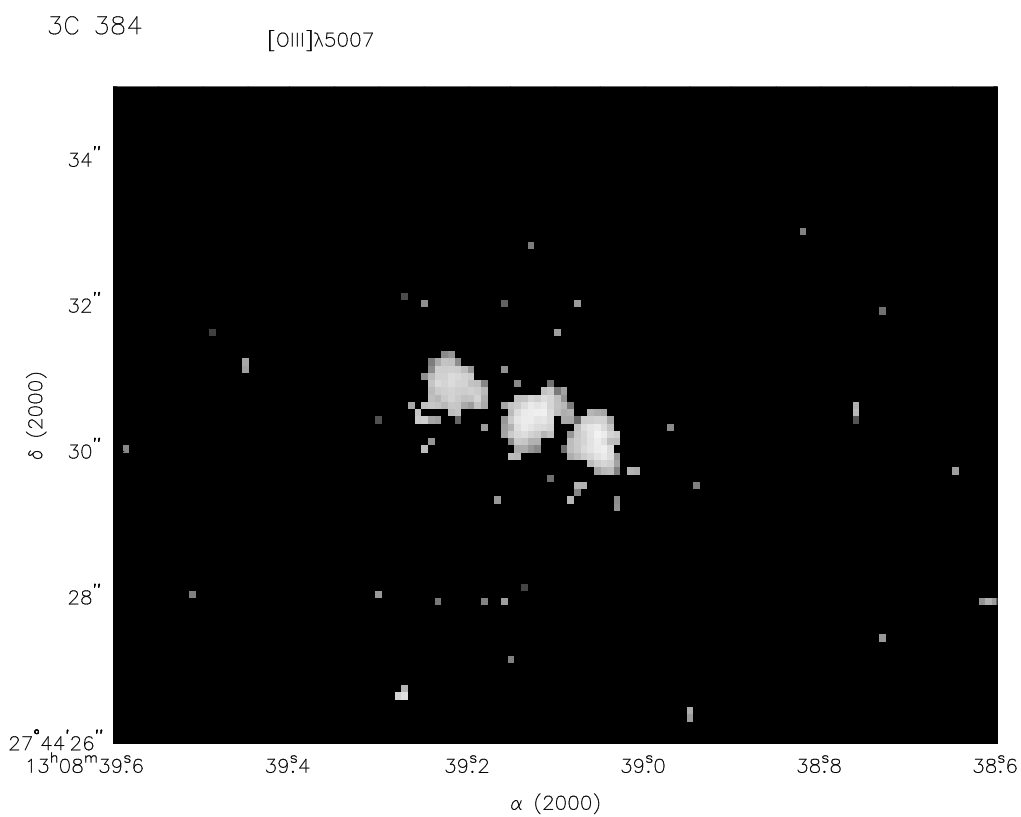


Figure 7. 3C 384, $[OIII]\lambda 5007$ image using HST/WFPC2

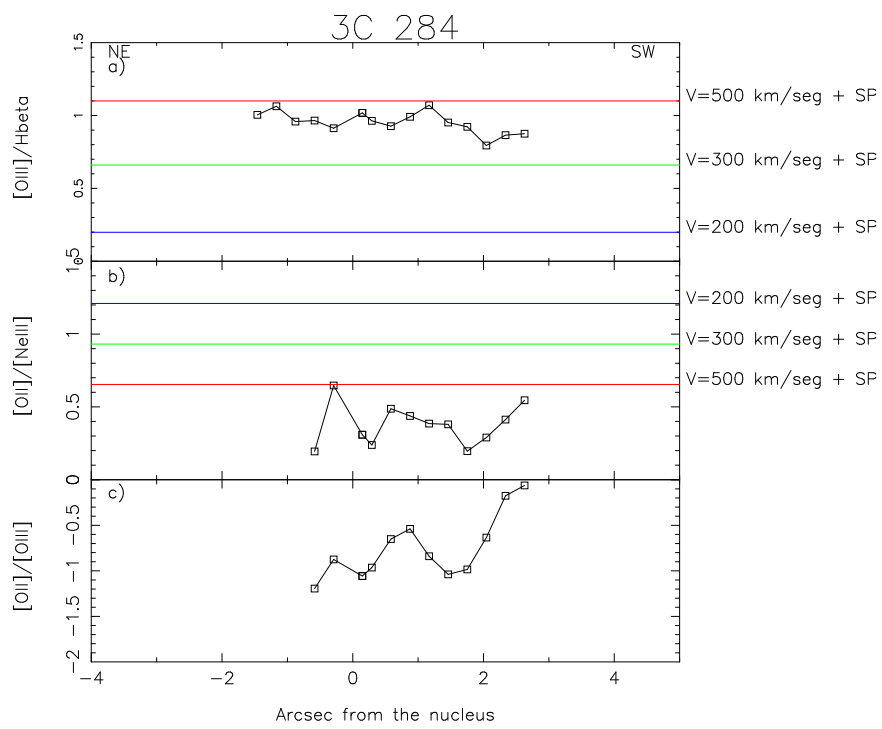


Figure 8. 3C 384, Gemini/GMOS emission line ratios

TRABAJO INVITADO

Grupos de Galaxias

M. E. Merchán^{1,2}

(1) *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental (IATE), CONICET*

(2) *Observatorio Astronómico de la Universidad Nacional de Córdoba*

Abstract. This review summarizes several studies on galaxy groups performed in the last years. Identification and tests are briefly described. Statistical properties of groups such as correlation function, mass function and luminosity function are analyzed. Finally, several properties of galaxies in groups are described.

Resumen. El presente trabajo resume diferentes investigaciones sobre grupos de galaxias llevadas a cabo durante los últimos años. se describe brevemente la identificación y se analizan propiedades estadísticas de los grupos tales como la función de correlación, función de masa y función de luminosidad. Finalmente se describen diversas propiedades de galaxias en grupos.

1. Introducción

Uno de los avances más recientes e importantes de la astronomía extragaláctica, es sin duda la concreción de los recientes catálogos de galaxias con información de distancias, el “Two Degree Redshift Survey” (2dF) y el “Sloan Digital Sky Survey” (SDSS). El gran número de galaxias relevadas junto con diferentes datos medidos a cada una de ellas permite llevar a cabo estudios estadísticos que hasta ahora no eran posibles. En lo que refiere a los grupos de galaxias, estos catálogos permiten la identificación de una cantidad de sistemas órdenes de magnitud superior a los obtenidos hasta el momento. Actualmente el modelo jerárquico de formación de estructuras es el más aceptado. En este contexto los grupos de galaxias son una fuente muy importante de información ya que constituyen las primeras estructuras que se forman a partir de galaxias. Además, estadísticamente, debido al rango de masas que cubren, resultan el nexo natural entre galaxias y cúmulos de galaxias. Por estos motivos, los grupos de galaxias ofrecen un escenario ideal para el estudio de propiedades de sobredensidades intermedias y su rol tanto en la formación y evolución de las galaxias que los componen como en su participación en estructuras mayores.

2. Identificación

La identificación de los grupos de galaxias se llevó a cabo utilizando el método de Huchra & Geller (1982). El procedimiento es conceptualmente simple y consiste

en asociar aquellas galaxias que satisfagan determinados criterios de proximidad. Debido a la distorsión en las posiciones por las velocidades peculiares de las galaxias, es necesario adoptar dos condiciones: una paralela y otra transversal a la dirección de la visual. Se comienza seleccionando una galaxia cualquiera y entonces se busca entre el resto de las galaxias todas aquellas que satisfagan:

$$D_{ij} = 2 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \frac{V}{H_0} \leq D_L(V_i, V_j), \quad \text{donde } V = \frac{V_i + V_j}{2} \quad (1)$$

y una diferencia en velocidades radiales de

$$V_j = |V_i - V_j| \leq V_L(V_i, V_j) \quad (2)$$

donde V_i y V_j se refieren a las velocidades radiales de la galaxia y su vecina en cuestión respectivamente, m_i y m_j a sus magnitudes aparentes y θ a su separación angular. H_0 es la constante de Hubble. Si no se encuentra ninguna galaxia vecina que cumpla estas condiciones, entonces se define la galaxia como “aislada”, de lo contrario la galaxia junto con todas sus vecinas son incluidas en el grupo. Lo mismo se aplica a cada una de las vecinas y esto se repite hasta que no se encuentran más miembros. La elección de D_L y V_L debe tener en cuenta la variación en el muestreo de la función de luminosidad como función de la distancia. Para ello se asume que la función de luminosidad es independiente de la distancia y la posición. Entonces para cada par se define

$$D_L = D_0 \left[\frac{\int_{-\infty}^{M_{ij}} \Phi(M) dM}{\int_{-\infty}^{M_{lim}} \Phi(M) dM} \right]^{-\frac{1}{3}} \quad \text{donde } \begin{cases} M_{lim} = m_{lim} - 25 - 5 \log(V_F/H_0) \\ M_{lim} = m_{lim} - 25 - 5 \log(V_F/H_0) \end{cases} \quad (3)$$

aquí $\Phi(M)$ es la función de luminosidad de la muestra de galaxias y D_0 es la separación proyectada en Mpc's elegida a la distancia fiducial V_F . Con esta definición el contorno de sobredensidad que encierra a cada grupo está dado por

$$\frac{\delta\rho}{\rho} = \frac{3}{4\pi D_0^3} \left[\int_{-\infty}^{M_{lim}} \Phi(M) dM \right]^{-1} - 1 \quad (4)$$

El principal inconveniente en este tipo de identificaciones es que no se cuenta con la distancia real de las galaxias sino con el redshift que como indicador de distancia está afectado por las velocidades peculiares que apartan a las galaxias de la expansión de Hubble. Esto provoca la inclusión de galaxias espúreas o “interpolares”. Para cuantificar este efecto se realizaron pruebas con catálogos sintéticos construidos a partir de simulaciones numéricas cosmológicas, donde es posible conocer la distancia real y la velocidad radial. Entonces comparando identificaciones en el espacio “real” y en el espacio de “redshifts”. Es posible determinar el grado de certeza de la muestra obtenida. Por ejemplo para el caso de una identificación estándar ($\delta\rho/\rho = 80$ y $V_0 = 200 \text{ km sec}^{-1}$) en la primera versión del catálogo 2dF se encontró que el 90% de los grupos identificados en el espacio real tiene un correlativo en el espacio de redshifts. Por otro lado el 30% de los grupos en el espacio de redshift es espúreo (Merchán & Zandivarez, 2002).

A modo de ejemplo, la figura 1 muestra una proyección de la sexta versión del SDSS.

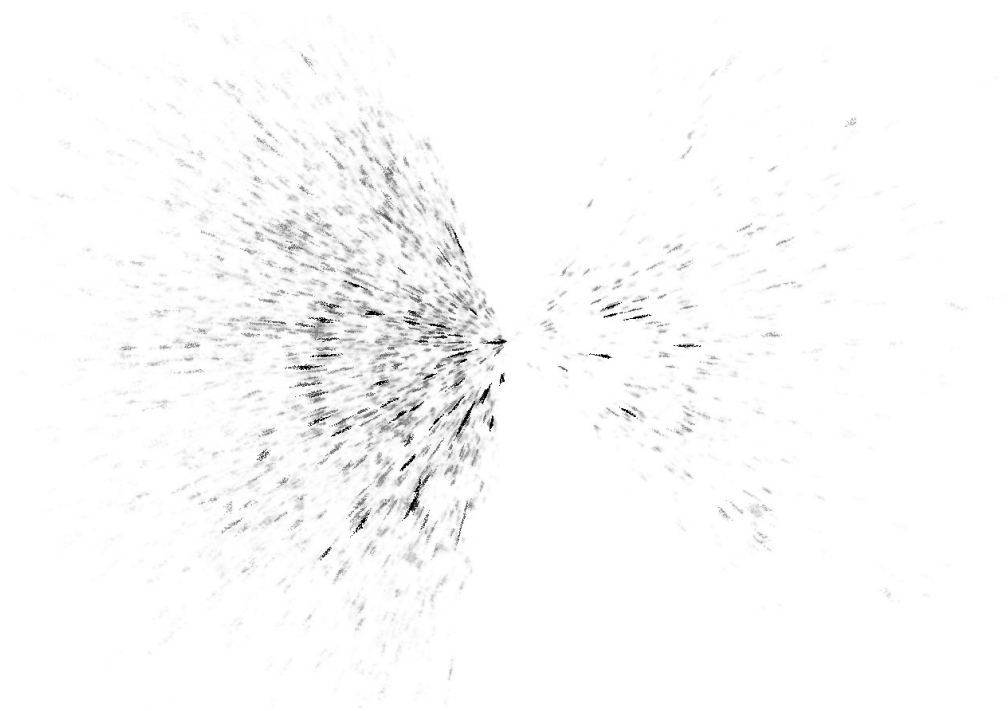


Figura 1. Distribución proyectada de galaxias en grupos del SDSS-DR6, los tonos de grises corresponden al número de miembros (blanco: pocos miembros, negro: más de 100 miembros).

3. Propiedades intrínsecas de los grupos de galaxias

3.1. Función de correlación grupo-grupo

Una herramienta fundamental para caracterizar estadísticamente las propiedades de una distribución de objetos en el espacio es la función de correlación bipuntual. Sin entrar en detalles, se utilizó el estimador de Landy & Szalay (1993) para estimar la función de correlación de los grupos y se le ajustó una ley de potencias de la forma $\xi(s) = (s/s_0)^\gamma$ donde s representa la escala en cuestión. Para el caso de las primeras versiones del 2dF y el SDSS, los resultados se muestran en la figura 2 donde puede observarse el comportamiento característico con valores similares para ambos catálogos y también en acuerdo con resultados obtenidos por otros autores como por ejemplo Girardi et al. (2000).

Como ya se mencionó, un aspecto interesante de estos objetos es que poseen masas intermedias entre las correspondientes a galaxias y a cúmulos de galaxias. Esto permite estudiar estadísticamente parámetros en regiones que de otra forma sería imposible. En este caso se analizó la relación entre la separación media (d_c) de los grupos con distintas masas y la escala característica de la función de correlación (s_0). Los resultados se muestran en la figura 3 para los grupos del 2dF y el SDSS, además para comparación también están incluidos los valores correspondientes a grupos en el “Updated Zwicky Catalogue” (Merchán et al., 2000) y resultados obtenidos por Croft et al. (1997) para los cúmulos APM y simulaciones numéricas. La línea de trazos representa la ley de escala universal

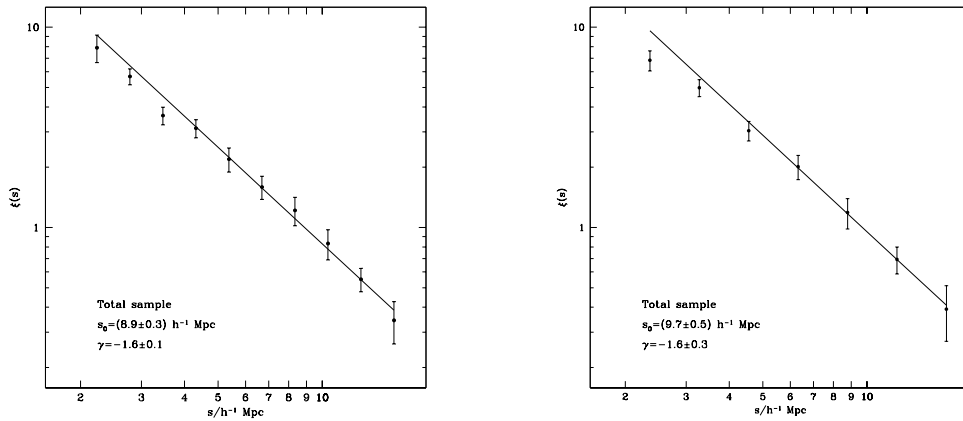


Figura 2. Función de correlación bipuntual para las primeras versiones de los catálogos 2dF (izquierda) y SDSS (derecha).

$s_0 = 0,4d_c$ propuesta por Bahcall & West (1992), la cual no parece proveer una buena descripción para los cúmulos APM, grupos del 2dF y SDSS o las simulaciones numéricas. Como puede observarse los resultados obtenidos llenan una región de la relación $s_0 - d_c$ que hasta ahora no había sido estudiada y resultan una continuación para escalas chicas de la relación obtenida por Croft et al., (1997), tanto para simulaciones como para cúmulos APM. A partir de los datos obtenidos y de los valores correspondientes a escalas más grandes se propone una relación simple de la forma $s_0 = 4,7 d_c^{0,32}$ la cual se muestra como una línea continua en la figura 3, y de donde se desprende que es una excelente descripción empírica tanto de los datos observacionales como de los resultados de simulaciones.

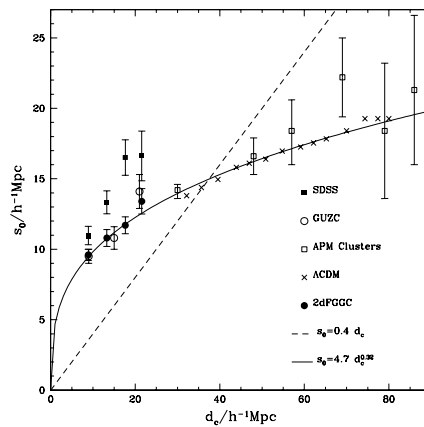


Figura 3. Relación $s_0 - d_c$ para diferentes muestras y simulaciones numéricas

Los valores obtenidos para el SDSS tienden a ser mayores que el resto de las muestras, esto se debe a que el SDSS utilizado en este calculo se encontraba en

sus primeras fases. Las nuevas versiones deberían mejorar el acuerdo con el resto de los catálogos.

3.2. Función de luminosidad

Para estudiar la función de luminosidad de los grupos, es necesario primero obtener la luminosidad individual de cada uno de ellos, la cual consiste en la suma de las luminosidades de las galaxias que los componen. En la práctica, sólo una fracción de galaxias es observada debido al corte en magnitud aparente de los catálogos. Para salvar este inconveniente, se utilizó la prescripción para la estima de luminosidades de cúmulos dada por Moore et al. (1993). Brevemente, este método consiste en descomponer la luminosidad total de un cúmulo en dos partes: la suma de las luminosidades de las galaxias observadas y la luminosidad integrada de las galaxias que se encuentran más allá de la magnitud aparente límite del catálogo, la cual puede ser calculada a partir de la función de luminosidad observada de las galaxias.

Una vez obtenidas las luminosidades individuales, se puede proceder al cómputo de la función de luminosidad de los grupos. En este caso se utilizó el método C^- (Choloniewsky, 1997) junto con la técnica de Rauzy (1990) para encontrar la magnitud a partir de la cual la muestra es completa. Debido a que el 2dF y el SDSS utilizan diferentes filtros, no se puede hacer una comparación directa de sus funciones de luminosidad. Afortunadamente estos catálogos se superponen en una amplia región del cielo, de manera que para las galaxias en esta zona se dispone de las magnitudes aparentes en ambos filtros y consecuentemente es posible obtener una relación aproximada entre la magnitud b_j del 2dF y la magnitud r del SDSS. La relación resultante tiene la forma $b_j = r + 1,026$. Los resultados se muestran en la figura 4, donde además se muestran los resultados obtenidos por Moore et al. (1996) para grupos de galaxias en el catálogo CfA y las función de luminosidad obtenida por Benson et al. (2000) para un modelo semianalítico correspondiente a un universo cerrado con constante cosmológica y materia oscura fría.

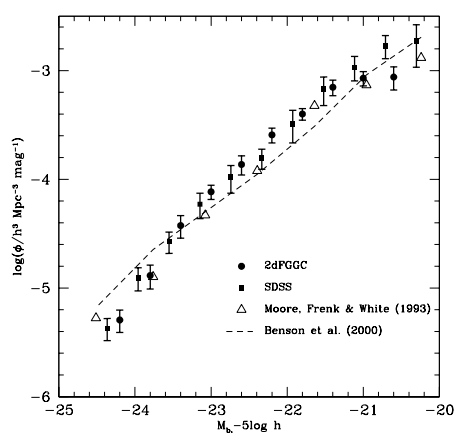


Figura 4. Función de luminosidad de grupos de galaxias

3.3. Función de masa

El gran número de objetos de las muestras de grupos que se obtienen a partir de estos nuevos catálogos, permite una determinación precisa de la función de masa. Para el cálculo se utilizó el método $1/V_{max}$, el cual consiste en pesar cada objeto con la inversa del volumen máximo comovil de la muestra (V_{max}) dentro del cual el objeto podría ser observado. La figura 5 muestra la función de masa medida de los grupos del 2dF y SDSS junto con las predicciones analíticas de Press & Schechter (1974), Sheth & Thormen (2001) y Jenkins et al. (2001). Los resultados muestran un excelente acuerdo en un amplio rango de masas. Las

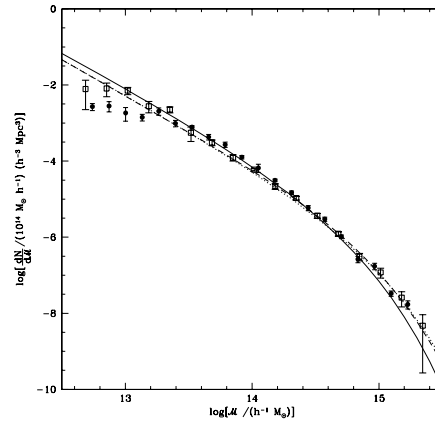


Figura 5. Función de masa de grupos de galaxias

diferencias para masas chicas surgen como consecuencia de la pérdida de grupos de baja masa principalmente debida a la imposición en el número mínimo de miembros por grupo.

4. Propiedades de galaxias en grupos

4.1. Función de luminosidad de galaxias en grupos

El estudio del comportamiento de las galaxias en diferentes entornos, es una de las formas de entender los procesos que gobiernan su formación y evolución. Una forma habitual de hacer esto es a través de la función de luminosidad. Para el cálculo se utilizaron dos métodos: C^- y STY (Sandage, Tammann & Yahil, 1979), el cual, básicamente, es una técnica efectiva para ajustar los parámetros de la función de Schechter. La figura 6 muestra los resultados correspondientes a la banda r del SDSS en su cuarta versión junto con el mejor ajuste de la función de Schechter (derecha) mientras que las funciones correspondientes a las restantes bandas (u, g, i, z) se muestran en el gráfico de la derecha de la figura 6. Es notable como la función de Schechter es capaz de describir la función de luminosidad de galaxias en todas las bandas.

Comparando con los resultados de Blanton et al. (2003) para galaxias de campo, se observa que a excepción de la banda u , las magnitudes características son siempre mayores para galaxias en grupos, mientras que la pendiente en extremo

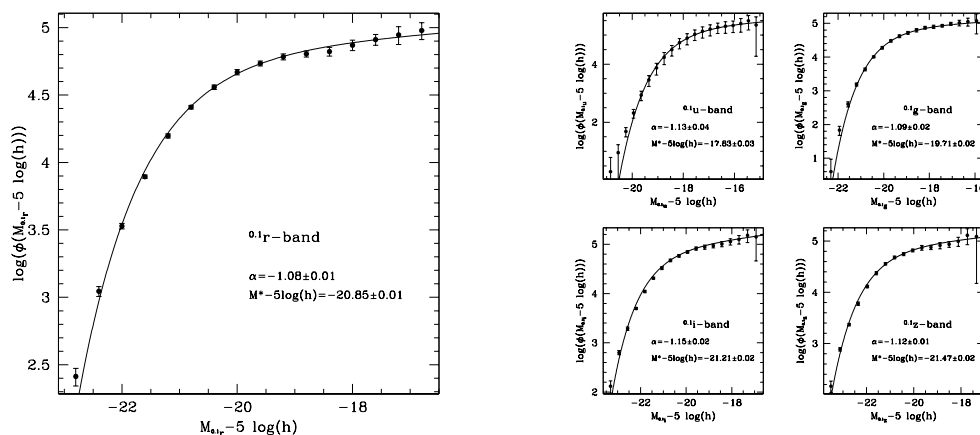


Figura 6. Función de luminosidad de galaxias en grupos. La línea continua muestra el ajuste de la función de Schechter usando el método STY

débil es muy similar. Una posible explicación a este comportamiento es que en un universo jerárquico la frecuencia de fusiones de galaxias aumenta en los grupos de galaxias, lo cual resultaría en que las galaxias sean típicamente más brillantes. Por otro lado, el comportamiento inverso en la banda u no es inesperado, ya que esta banda está fuertemente relacionada con la formación estelar la cual a su vez se encuentra disminuida en los grupos (Martínez et al., 2002).

Otro aspecto interesante de la función de luminosidad de galaxias en grupos es su dependencia con la masa de los grupos a los cuales pertenecen. Dado el gran número de grupos es posible dividir la muestra en seis submuestras en diferentes rangos de masa de manera que cada una tenga aproximadamente el mismo número de grupos. La figura 7 muestra las funciones de luminosidad y los parámetros de los ajustes obtenidos para cada una de las submuestras en la banda r .

Hay dos tendencias claras y continuas a medida que la masa crece: un abrillantamiento de la magnitud característica y un aumento de la pendiente en extremo débil. El mismo análisis se realizó en las otras bandas obteniendo resultados muy similares excepto para el caso de la banda u donde el abrillantamiento no es tan notable. Como ya se mencionó, esto puede ser explicado por el hecho que la banda u está fuertemente afectada por la formación estelar. Un análisis previo fue realizado por Eke et al. (2004) con una muestra mucho más pobre, lo cual no le permitió determinar tan claramente esta tendencia, pero aun así con resultados comparables. Otro resultado similar fue obtenido por Croton et al. (2005), quienes analizan la dependencia de la función de luminosidad con el contraste de densidad dentro de $8h^{-1}Mpc$ para galaxias en todo el catálogo 2dF. Si bien esta medida de la sobredensidad no puede ser directamente relacionada con la masa de los grupos, sus resultados muestran la misma tendencia. Hay dos posibles escenarios que explican este comportamiento: 1) las galaxias brillantes se tornan más brillantes produciendo un “aplanamiento” de la función de luminosidad a la vez que la pendiente crece. 2) existe algún mecanismo que incrementa el número de galaxias débiles. Existen procesos que podrían dar cuenta de ambos

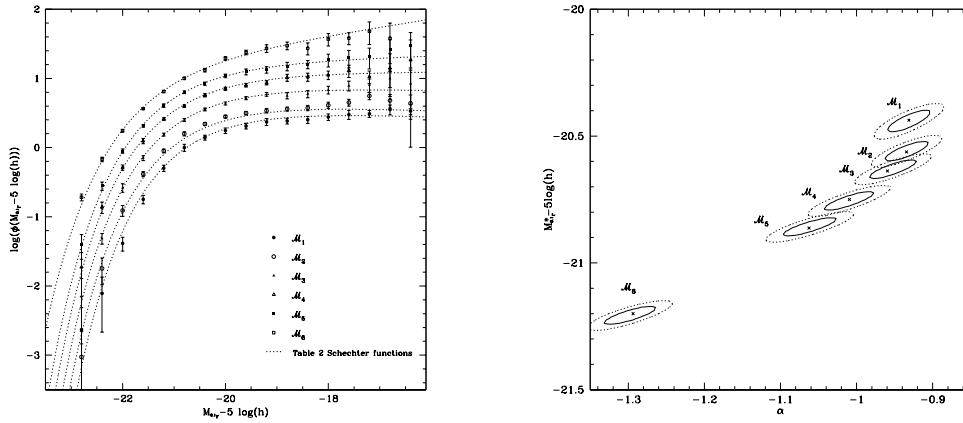


Figura 7. Función de luminosidad de galaxias en grupos en la banda r para distintos rangos de masa \mathcal{M} , los subíndices menores corresponden a masas menores

fenómenos, como por ejemplo, fusiones y el “canibalismo galáctico” que producen galaxias más brillantes. Por otro lado, mecanismos como “ram pressure” tienden a debilitar el brillo de las galaxias, sobre todo en los sistemas más masivos.

4.2. Efectos del entorno en la formación estelar

Las nuevas muestras de galaxias no sólo cuentan con información sobre magnitudes y *redshifts*, sino también con una amplia gama de datos fotométricos y espectroscópicos. Entre los más interesantes se encuentra un índice espectral calculado a partir del análisis de componentes principales de los espectros de las galaxias teniendo en cuenta la intensidad relativa entre emisión y absorción. Este parámetro correlaciona bastante bien con la morfología y puede ser interpretado como una medida de la formación estelar.

Como se mostró en la sección anterior y en diversos trabajos anteriores (ver por ejemplo Dressler, 1980; Balogh et al., 1998, etc.), existe una fuerte evidencia de que el entorno de las galaxias puede afectar significativamente sus propiedades. Con el propósito de analizar la dependencia de la formación estelar con el entorno, se clasificaron las galaxias del 2dF en cuatro tipos de acuerdo a su índice espectral η de la misma forma que Madgwick et al (2002)

- Tipo 1: $\eta < -1,4$,
 Tipo 2: $-1,4 \leq \eta < 1,1$,
 Tipo 3: $1,1 \leq \eta < 3,5$,
 Tipo 4: $\eta \geq 3,5$.

De esta manera las galaxias tipo 1 se caracterizan por una población estelar vieja y fuertes líneas de absorción, los tipos 2 y 3 comprenden principalmente galaxias espirales y las tipo 4 son principalmente galaxias con fuerte formación estelar. A partir de esta clasificación se realizaron dos análisis. El primero consiste en medir la fracción de galaxias de un determinado tipo espectral en función de la distancia al centro normalizada al radio del grupo. Los resultados se muestran en

la figura 8 para grupos de alta ($M_V < 10^{13,5} M_\odot$) y baja masa ($M_V > 10^{13,5} M_\odot$).

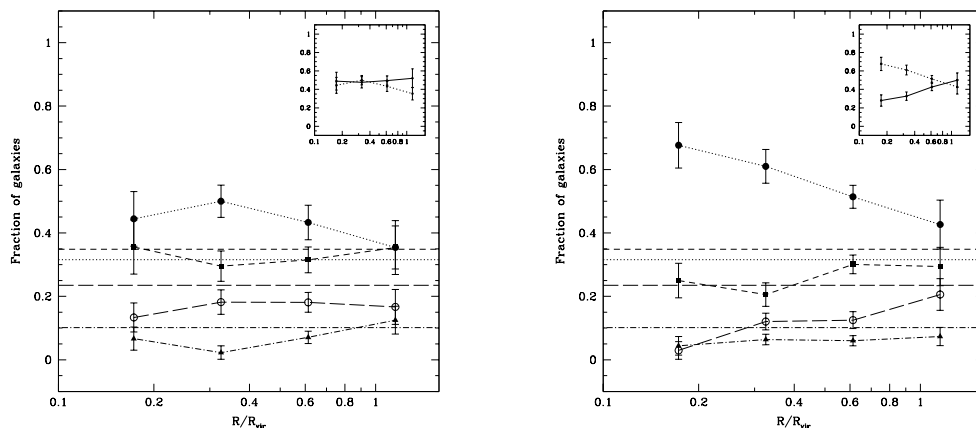


Figura 8. Fracción de galaxias como función de la distancia al centro del grupo normalizada al radio virial. Los gráfico de la izquierda y derecha corresponden a grupos de galaxias con $M_V < 10^{13,5} M_\odot$ y $M_V > 10^{13,5} M_\odot$ respectivamente

También se analizó la fracción de galaxias pero en función de la masa de los grupos, como se muestra en la figura 9

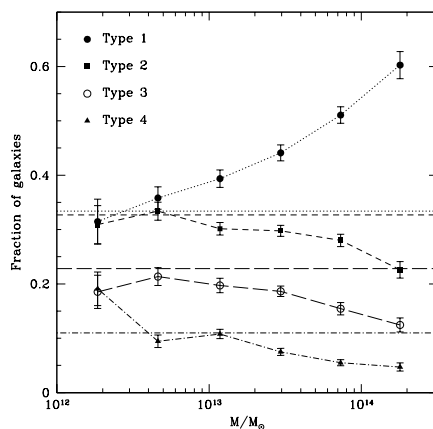


Figura 9. Fracción de galaxias como función de la masa virial de los grupos. Las líneas horizontales corresponden a la fracción media de galaxias para cada tipo espectral

En todos los casos existe una fuerte diferencia entre la fracción de galaxias tipo 1 (tempranas, con muy baja formación estelar) en los grupos masivos con respecto a aquellas que se encuentran en regiones de más baja densidad. Si las galaxias tempranas corresponden a estados evolucionados de fusiones como lo predicen los modelos jerárquicos de formación de estructuras, entonces los

grupos más masivos están en promedio más evolucionados. Allan et al. (1999) propone que la deficiencia en formación estelar en los grupos es consecuencia de una sobreabundancia de galaxias tempranas y de algún mecanismo que suprime la formación estelar en espirales tardías, lo cual también podría explicar la disminución respecto a la masa de la fracción de galaxias tipo 2,3 y 4.

Referencias

- Allam S., Tucker D., Lin H., Hashimoto Y., 1999, *ApJ*, 522L, 89.
Bahcall N.A., West M., 1992, *ApJ*, 392, 419.
Balogh, M.L., Shade, D., Morris S.L., Yee H.K.C., Carlberg R.G., Ellingson, E. 1998, *ApJL*, 504, 75.
Benson A.J., Cole S., Frenk C.S., Baugh C.M., Lacey C.G., 2000, *MNRAS*, 311, 793.
Choloniewski J., 1987, *MNRAS*, 226, 273.
Croft R.A.C., Dalton G.B., Efstathiou G., Sutherland W.J., Maddox S.J., 1997, *MNRAS*, 291, 305.
Croton, D. J., et al. 2005, *MNRAS*, 356, 1155.
Dressler A., 1980, *ApJ* 236, 351.
Eke, V. R., et al. 2004, *MNRAS*, 355, 769.
Girardi M., Boschini W., da Costa L.N., 2000, *AA*, 353, 57.
Huchra J.P., Geller M.J., 1982, *ApJ*, 257, 423.
Jenkins A., Frenk C.S., White S.D.M., Colberg J.M., Cole S., Evrard A.E., Yoshida N., 2001, *MNRAS*, 321, 372.
Landy S.D., Szalay A.S., 1993, *ApJ*, 412, 64.
Madgwick, D.S., et al., 2002, *MNRAS*, 333, 133
Martínez H.J., Zandivarez A., Domínguez M., Merchán M.E., Lambas D.G., 2002, *MNRAS*, 333, 31L.
Merchán M.E., Maia M.A.G., Lambas D.G., 2000, *ApJ*, 545, 26.
Merchán M.E., Zandivarez A., 2002, *MNRAS*, 335, 216.
Moore B., Frenk C.S., White S.D.M., 1993, *MNRAS*, 261, 827.
Moore B., Katz N., Lake G., Dressler A., Oemler A., 1996, *Nature*, 379, 613.
Press W., Schechter P., 1974, *ApJ*, 187, 425.
Rauzy S., 2001, *MNRAS*, 324, 51.
Sandage A., Tammann G.A., Yahil A., 1979, *ApJ*, 352, 82.
Sheth R.K., Tormen G., 1999, *MNRAS*, 308, 119.

ORAL PAPER

The distant red galaxy neighbour population of $1 \leq z \leq 2$ QSOs and optically obscured sources

C. Bornancini^{1,2}, D. García Lambas^{1,3}

(1) *Grupo de Investigaciones en Astronomía Teórica y Experimental, IATE, Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba, Laprida 854, X5000BGR, Córdoba, Argentina.*

(2) *Secretaría de Ciencia y Técnica de la Universidad Nacional de Córdoba.*

(3) *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET), Avenida Rivadavia 1917, C1033AAJ, Buenos Aires, Argentina.*

Abstract. We study the Distant Red Galaxy (DRG, $J - K_s > 2.3$) neighbour population of Quasi Stellar Objects (QSOs) selected from the Sloan Digital Sky Survey (SDSS) in the redshift range $1 \leq z \leq 2$. We perform a similar analysis for optically obscured AGNs (i.e. with a limiting magnitude $I > 24$) detected in the mid-infrared ($24 \mu\text{m}$) with the Spitzer Space Telescope and a mean redshift $z \sim 2.2$ in the Flamingos Extragalactic Survey (FLAMEX). We present results on the cross-correlation function of DRGs around QSOs and optically faint mid-infrared sources. The corresponding correlation length obtained for the QSO sample targets is $r_0 = 5.4 \pm 1.6 \text{ Mpc h}^{-1}$. For the optically obscured galaxy sample we find $r_0 = 8.9 \pm 1.4 \text{ Mpc h}^{-1}$. These results indicate that optically faint obscured sources are located in denser environment of evolved red galaxies compare to QSOs.

Resumen. En este trabajo estudiamos la población de galaxias distantes rojas (Distant Red Galaxy, DRGs, $J - K_s > 2,3$) en el entorno de cuasars seleccionados del catálogo Sloan Digital Sky Survey (SDSS) en el rango de redshifts $1 \leq z \leq 2$. Se realizó un análisis similar para AGNs oscurecidos por el polvo (i.e. con magnitudes límites $I > 24$) detectados en el infrarrojo medio ($24 \mu\text{m}$) con el Telescopio Espacial Spitzer, en un rango medio de redshifts $z \sim 2,2$ en el catálogo Flamingos Extragalactic Survey (FLAMEX). Se presentan resultados obtenidos en la función de correlación cruzada entre las DRGs y los QSOs y las galaxias oscurecidas en el óptico. El parámetro de correlación obtenido para la muestra de QSOs es $r_0 = 5,4 \pm 1,6 \text{ Mpc h}^{-1}$, mientras que para la muestra de galaxias oscurecidas se encontró $r_0 = 8,9 \pm 1,4 \text{ Mpc h}^{-1}$. Estos resultados indican que las fuentes oscurecidas poseen un entorno rico de galaxias rojas y evolucionadas comparadas con los QSOs.

1. Introduction

A new near-infrared selection technique has been developed in recent years to select samples of galaxies at high redshifts. The Distant Red Galaxies (DRGs, hereafter) colour-cut criterion ($J - K_s > 2.3$, Vega system) (Franx et al. 2003, van Dokkum et al. 2003) is expected to select galaxies with prominent rest frame optical breaks, caused by the 3625 Å Balmer-break or the 4000 Å Ca II H+K break. van Dokkum et al. (2003) found that the DRG criterion selects galaxies with rest-frame optical colours similar to those of normal nearby galaxies. Recent works by Conselice et al. (2006) and Grazian et al. (2006a) show that this single near IR colour-cut selects a rather heterogeneous sample of galaxies, from distant luminous massive systems, to a significant fraction of less luminous dusty starburst and galaxies with mixed morphology at redshifts $z \sim 2$, with extended tails at $z = 1$ and $z = 4$.

At low redshifts, QSO environments show similar characteristics of those found in normal galaxies (Smith et al. 1995). Moreover, Smith et al. (1995) found that the cross-correlation function between low ($z < 0.3$) QSOs and galaxies, is consistent with the auto-correlation function of galaxies selected from the APM Galaxy Survey. However, the results for QSO environment at higher redshifts ($1 \leq z \leq 2$) are contradictory. Coil et al. (2006) studied the clustering of galaxies around a sample of $0.7 < z < 1.4$ QSOs selected from the SDSS and DEEP2 surveys. They found, from a two-point cross-correlation analysis, that the local environment of QSOs is consistent with the mean environment of the full DEEP2 galaxy population and that they cluster similar to the blue, star-forming galaxies rather than the red galaxies. Their results imply that high redshift QSOs do not reside in particularly massive dark matter halos.

In this paper we investigate the population and colour distribution of DRGs, selected at bright near-IR magnitudes ($K_s < 19.5$, Vega system) around high redshift QSOs ($1 \leq z \leq 2$) and optical obscured sources ($z \sim 2.2$) in the FLAMEX survey.

2. Observational Sample

The FLAMEX Survey (Elston et al. 2006) is a wide-area, near-infrared imaging survey in J and K_s bands within the NOAO Deep Wide-Field Survey (NDWFS) regions (Jannuzi & Dey 1999). This paper uses catalogues of the first Data Release DR1 of the northern part of the Survey (Boötes field) that covers 4.7 deg² in both J and K_s bands. As noted by Elston et al. (2006), and as can be seen in the colour-magnitude diagram (Figure 1, left panel), the $J - K_s$ colours alone provides a simple means of performing star-galaxy separation. The two horizontal sequences at $J - K_s = 0.4$ and $J - K_s = 0.8$ correspond to galactic stars with types later than G5 and earlier than K5, respectively Finlator et al. (2000). Red galaxies with $J - K_s > 2.3$ are well separated from stars. We also show in Figure 1, left panel, the DRGs criterion adopted (Dashed lines). Our final catalogue consist of 7131 DRGs in a contiguous area of 4.7 degree², representing the largest sample of DRGs selected at bright magnitudes $K_s < 19.5$.

The QSO sample analysed in this work was obtained using the NED Database. We selected QSOs in the redshift range $1 \leq z \leq 2$ in the FLAMEX area.

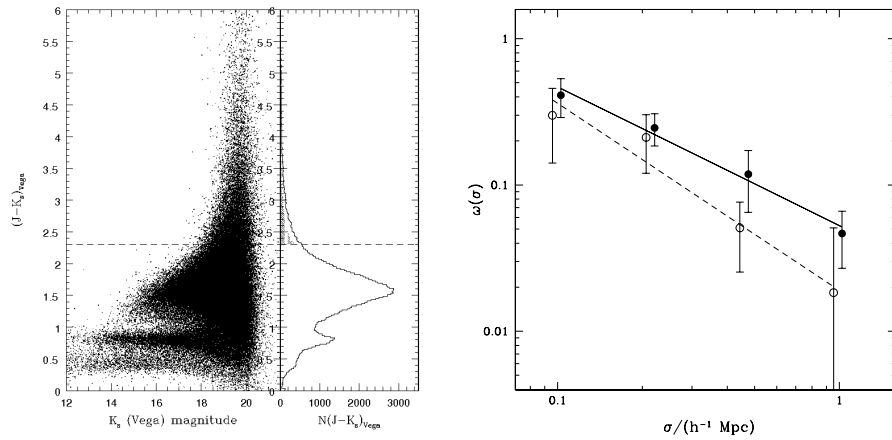


Figure 1. Left panel: $J - K_s >$ vs K_s (Vega) colour-magnitude diagram for the FLAMEX field (Boötes area). Right panel: Projected cross-correlation function between QSOs and DRGs in the redshift range $1 \leq z \leq 2$ (Filled circles) and between optically obscured galaxies with $z \sim 2.2$ and DRGs with $K_s < 19.5$ (Open circles). Error bars correspond to 1σ uncertainty estimated using the jackknife technique Efron (1982).

The sample consists of twelve QSOs selected from the Sloan Digital Sky Survey (SDSS, Data Release 1 to 4) York et al.(2000). We also choose a sample of optically obscured galaxies discovered with the Spitzer Space Telescope, which are either optically very faint ($R > 24.5$) or invisible ($R > 26$) with no counterparts in the NOAO Deep Wide-Field Survey regions. Full details of the sample selection and redshift determination is given in Houck et al.(2005) and Weedman et al.(2006).

3. QSO-DRGs and OBSCURED-DRGs CROSS-CORRELATION ANALYSIS

In this section we analyse the relative spatial clustering of DRGs and QSOs and optically obscured galaxies. In order to obtain the cross-correlation length r_0 , we first determine the projected cross-correlation function using QSOs as targets and the DRG population in their fields as tracer galaxies. We have done the same computation using optically obscured galaxies as targets and DRGs as tracer galaxies, following the method described in detail by Bornancini et al. (2006) .

In Figure 1, right panel, we show the obtained projected cross-correlation function between QSOs (targets) and DRGs (tracers) in the redshift range $1 \leq z \leq 2$ (Filled circles) and between optically obscured galaxies (as targets) with $z \sim 2.2$ and DRGs (as tracers) with $K_s < 19.5$ (open circles). The error bars were estimated using the *jackknife* technique Efron (1982). The corresponding cross-correlation length derived for the QSO sample targets is $r_0 = 5.4 \pm 1.6 \text{ Mpc h}^{-1}$. Using the optically obscured galaxy sample as targets we find $r_0 = 8.9 \pm 1.4 \text{ Mpc h}^{-1}$.

4. Summary and discussions

We have analysed the QSOs and optically obscured sources environment using the DRG photometric technique ($J - K_s > 2.3$). The sample of QSOs at $1 \leq z \leq 2$ were selected from the Sloan Digital Sky Survey and the optically faint sources sample were detected in the mid-infrared with the Spitzer Space Telescope at $z \sim 2.2$ in the FLAMEX survey. We present results on the cross-correlation function of DRGs around QSOs and optically obscured sources. The corresponding cross-correlation length derived for the QSO and the DRGs is $r_0 = 5.4 \pm 1.6 \text{ Mpc h}^{-1}$. Using the optically obscured galaxy sample as targets we find $r_0 = 8.9 \pm 1.4 \text{ Mpc h}^{-1}$. We point out that these results indicate that obscured sources are located in higher density environment compared to QSOs, as shown by the cross-correlation analysis.

References

- Bornancini, C. G., Padilla, N. D., Lambas, D. G., & De Breuck, C. 2006, MNRAS, 368, 619
- Coil et al. ApJ letters, in press
- Conselice et al. ApJ letters, in press
- Elston, R. J., et al. 2006, ApJ, 639, 816
- Efron, B., 1982, *The Jackknife, the Bootstrap and Other Resampling Plans*, Philadelphia: SIAM.
- Finlator, K., et al. 2000, AJ, 120, 2615
- Franx, M., et al. 2003, ApJ, 587, L79
- Grazian, A., et al. 2006a, A&A, 449, 951
- Houck, J. R., et al. 2005, ApJ, 622, L105
- Jannuzi, B. T., & Dey, A., 1999, in ASP Conf. Ser. 191, *Photometric Redshifts and Detection of High Redshifts Galaxies*, ed. R. Weymann, L. Storrie Lombardi, M. Sawicki, & R. Brunner (San Francisco; ASP), 111-117
- Smith, R. J., Boyle, B. J., & Maddox, S. J. 1995, MNRAS, 277, 270
- van Dokkum, P. G., et al. 2003, ApJ, 587, L83
- Weedman, D. W., Le Floch, E., Higdon, S. J. U., Higdon, J. L., & Houck, J. R. 2006, ApJ, 638, 613
- York, D. G., et al. 2000, AJ, 120, 1579

PRESENTACIÓN ORAL

Foto-polarimetría CCD del blazar AO 0235+164: microvariabilidad extrema

S. A. Cellone^{1,2}, G. E. Romero^{1,3}, J. A. Combi^{3,4}, J. Martí⁴

(1) Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - UNLP

(2) Instituto de Astrofísica La Plata (IALP), CONICET - UNLP

(3) Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET

(4) Universidad de Jaén (EPS), España

Abstract. We present results from a high-temporal resolution photo-polarimetric campaign on the BL Lac object AO 0235+164, showing significant microvariations in R -band flux, $B - R$ colour index, percent of linear polarization, and its associated position angle. We also detect strong variations in all these parameters at longer (> 24 h) time-scales. Total flux was found to correlate neither with colour index nor with linear polarization degree. On the other hand, we detect a trend in the sense that colour index gets redder (i.e., the spectrum gets softer) when the measured polarization is higher. We briefly discuss these results within the context of composite models proposed to explain the optical emission in blazars.

Resumen. Presentamos resultados de una campaña foto-polarimétrica, con alta resolución temporal, del objeto BL Lac AO 0235+164, mostrando microvariaciones significativas en el flujo (banda R), índice de color $B - R$, porcentaje de polarización lineal, y ángulo de posición. También detectamos fuertes variaciones en estos parámetros a escalas de tiempo más largas (> 24 h). No se halló correlación entre el índice de color y el flujo total, ni entre este último y el grado de polarización lineal. Por otra parte, sí detectamos una tendencia en el sentido de que el índice de color se hace más rojo (es decir, el espectro se hace más suave) cuando la polarización medida es mayor. Se evalúan brevemente estos resultados en el contexto de modelos compuestos para la emisión óptica de blazares.

1. Introducción

AO 0235+164 es uno de los blazares más estudiados debido al interés que presentan sus características extremas, en particular emisión muy alta y variable en todo el espectro electromagnético, desde radio (Romero et al. 1997) a rayos gamma (Hartman et al. 1999). En el óptico, se detectaron variaciones de algunas décimas de magnitud en pocas horas, registrándose algunos eventos inusualmente violentos de hasta 0.5 mag en una noche y de 1.2 mag entre noches consecutivas (Romero et al. 2000a,b). La coordinación de campañas internacionales permitió obtener una curva de luz óptica extensa y detallada para AO 0235+164 con

una amplitud $\Delta R \simeq 6$ mag (Raiteri et al. 2005), sugiriéndose una periodicidad de ~ 8 años (Raiteri et al. 2006) que podría interpretarse en términos de un sistema binario de agujeros negros super masivos (Romero et al. 2003)

Por otra parte, la emisión óptica en los blazares estaría dominada por radiación sincrotrón, altamente polarizada, proveniente del *jet* relativista. Los estudios de microvariabilidad polarimétrica son entonces útiles para obtener información de las regiones más internas de estos objetos, que en general no pueden resolverse espacialmente (Andruchow et al. 2005).

Si bien se han reportado altos valores de polarización óptica para AO 0235+164 ($z = 0,94$), poco y nada se sabía del comportamiento del flujo polarizado a escalas de tiempo cortas. En esta contribución presentamos resultados del primer estudio intensivo de microvariabilidad foto-polarimétrica del blazar AO 0235+164.

2. Observaciones

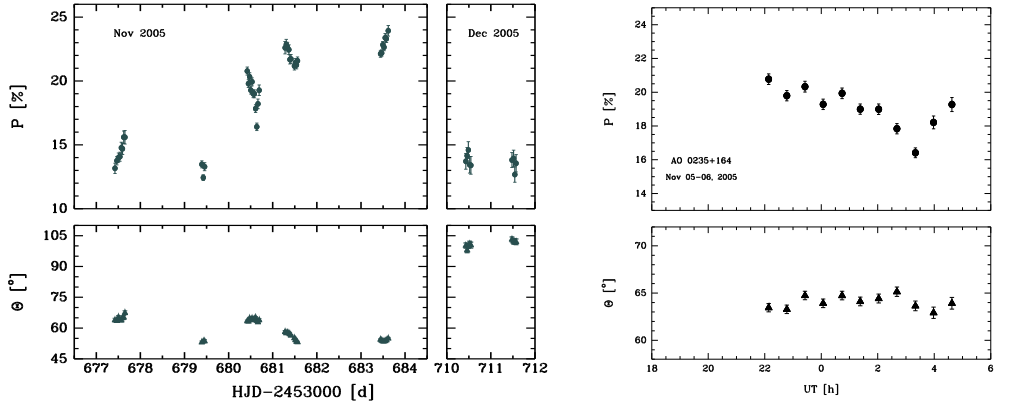
Obtuvimos foto-polarimetría con alta resolución temporal de AO 0235+164 utilizando el telescopio de 2.2 m del *Centro Astronómico Hispano Alemán* (CAHA), Calar Alto, España, durante 6 noches en noviembre y 2 noches en diciembre de 2005. Se utilizó el instrumento CAFOS (*Calar Alto Faint Object Spectrograph*) en modo polarimétrico. Este sistema consta básicamente de un prisma de Wollaston y una lámina de $\frac{1}{2}$ onda (LMO) rotativa que producen dos imágenes (ordinaria y extraordinaria) de cada objeto en el campo. Una máscara evita superposición de imágenes. Se utilizó el filtro *R* (Cousins) y un CCD SITE#1d como detector. Se obtuvieron también imágenes directas con el filtro *B* (Johnson).

Cada dato polarimétrico se obtiene a partir de 4 imágenes con distintas posiciones de la LMO. Estas producen, además, 4 datos fotométricos en banda *R*, que se combinan con el *B* para obtener el índice de color. Repitiendo tal secuencia de observaciones a lo largo de las noches, obtuvimos las curvas de polarización (grado y ángulo), flujo total, e índice de color en función del tiempo.

La polarización instrumental se restó usando observaciones de estrellas estándar no polarizadas, mientras que los datos para estrellas de campo se usaron para estimar una cota inferior a la polarización que introduce el material interestelar en la Vía Láctea. Ésta resultó $P_{VL} < 0,5\%$, coherente con el bajo valor de extinción Galáctica hacia AO 0235+164 ($E_{B-V} = 0,079$, Schlegel et al. 1998). Las mismas estrellas de campo se usaron para estimar los errores en el grado de polarización y el ángulo de posición. Los errores en la fotometría diferencial se obtuvieron por métodos usuales (Cellone et al. 2007).

3. Resultados y conclusiones

Durante el período cubierto por nuestras observaciones, AO 0235+164 mostró un alto grado de polarización, con valores entre $P = 13\%$ y $P = 24\%$, y notable variabilidad inter-noche tanto en el porcentaje de polarización ($\Delta P \simeq 8\%$ en 24 h) como en el ángulo de posición ($\Delta\theta \simeq 50^\circ$ en 27 d). También presentó microvariabilidad significativa ($\Delta P \simeq 5\%$ y $\Delta\theta \simeq 5^\circ$ en 3.5 h) durante algunas de las noches, mientras que en otras la variabilidad se mantuvo debajo de los niveles mínimos de significatividad requeridos. La Fig. 1(a) muestra los resultados de



(a) Toda la campaña.

(b) Detalle: 05/nov/2005 (0^h UT corresponde a JD=2453680.5).

Figura 1. Grado de polarización (paneles superiores) y ángulo de posición (paneles inferiores) en función del tiempo, banda R .

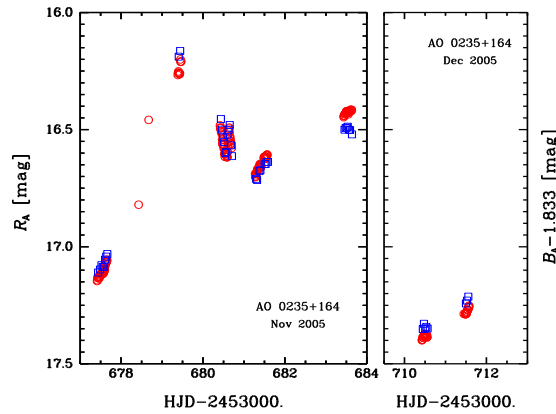
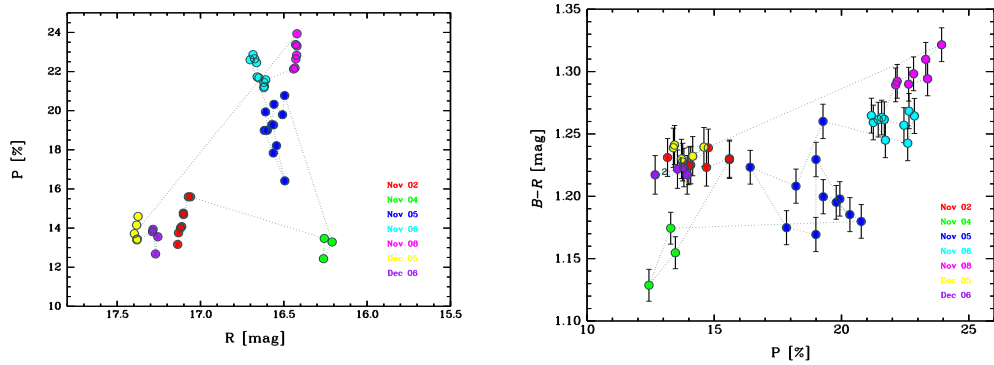


Figura 2. Curva de luz en bandas R (círculos) y B (cuadrados).

polarización para toda la campaña, mientras que la Fig. 1(b) detalla el mayor evento de microvariabilidad registrado para P .

En cuanto al flujo total, también detectamos variabilidad inter-noche, llegando a $\Delta R \simeq 1$ mag en 48 h, y, algunas noches, microvariabilidad significativa de hasta $\Delta R \simeq 0,12$ mag en 40 min. Los comportamientos en B y R resultaron similares en líneas generales, aunque el índice de color no se mantuvo constante (Fig. 2). Las variaciones en P y flujo total no presentan correlación (Fig. 3(a)). Tampoco es evidente una tendencia entre magnitud e índice de color, aunque nuestros datos parecen extender hacia magnitudes más débiles la relación mostrada por Raiteri et al. (2001) para este mismo objeto, que tiende a un color más azul a mayor emisión. En cambio, sí parece haber una relación entre el índice de color ($B - R$) y el grado de polarización, en el sentido de que éste es mayor cuando el color es más rojo (es decir, el espectro es más suave). El gráfico entre $B - R$ y P , con un coeficiente de correlación $\rho = 0,63$, se muestra en la Fig. 3(b). Esto

apoyaría modelos de 2 componentes, como el que proponen Efimov & Primak (2006) para 3C 66A, y en el que la emisión óptica se origina en 2 regiones distintas del jet, con distintos ordenamientos del campo magnético. Alternativamente, la componente “dura” y no polarizada podría provenir del espectro térmico del disco de acreción (Raiteri et al. 2006).



(a) Grado de polarización contra magnitud R . (b) Índice de color $B - R$ contra grado de polarización.

Figura 3. Relaciones entre distintos observables. Las líneas sólo indican el ordenamiento cronológico.

Agradecimientos. Agradecemos al personal de CAHA por su excelente tarea y al/la réferi anónimo/a por sugerencias útiles. Este trabajo fue financiado por: PIP 5375 (CONICET); PICT 03-13291 BID 1728/OC-AR; la DGI del Min. de Educación y Ciencia español (AYA2004-07171-C02-02), fondos FEDER y el Plan Andaluz de Investigación, Junta de Andalucía (grupo FQM-322).

Referencias

- Andruchow, I., Romero, G. E., & Cellone, S. A., 2005, *A&A*, 442, 97
 Cellone, S. A., Romero, G. E., & Araudo, A. T., 2007, *MNRAS*, 374, 357
 Efimov, Y. S., & Primak, N. V., 2006, *Astrophys.*, 49, 36
 Hartman, R. C., et al., 1999, *ApJS*, 123, 79
 Raiteri, C. M., et al., 2001, *A&A*, 377, 396
 Raiteri, C. M., et al., 2005, *A&A*, 438, 39
 Raiteri, C. M. et al., 2006, *A&A*, 459, 731
 Romero, G. E., et al., 1997, *A&A*, 326, 77
 Romero, G. E., Cellone, S. A., & Combi, J. A., 2000a, *BAAA*, 44, 87
 Romero, G. E., Cellone, S. A., & Combi, J. A., 2000b, *A&A*, 360, L47
 Romero, G. E., Fan, J.-H., & Nuza, S., 2003, *Chinese J. Astron. Astroph.* 3, 513
 Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., & Davis, M. 1998, *ApJ*, 500, 525

ORAL PAPER

Effects of AGN feedback on galaxy properties

S. A. Cora¹, C. del P. Lagos Urbina² and N. Padilla²

(1) Instituto de Astrofísica de La Plata (IALP) y Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de la Universidad Nacional de La Plata

(2) Pontificia Universidad Católica de Chile

Abstract. In the last few years, it has been shown that the energy injected by Active Galactic Nuclei (AGN) plays an extremely important role in our understanding of galaxy evolution. AGN feedback is responsible for the suppression of gas cooling in the center of massive halos, having strong impact on the color distribution of massive galaxies and the bright-end of the luminosity function. We analyze the effect of AGN feedback on the galaxy population using a combination of cosmological numerical simulations and a semi-analytic model of galaxy formation. This model includes gas cooling, star formation, and the contribution of energy and metals from different types of supernovae. It has been modified by the implementation of AGN feedback. This new model allows to achieve a good agreement with several observed galaxy properties. We present here results on the relation between black hole mass and host bulge mass, and the luminosity function of galaxies.

Resumen. En los últimos años, se ha demostrado que la energía inyectada por Núcleos Galácticos Activos (AGN) juega un papel extremadamente importante en nuestro entendimiento de la evolución de galaxias. El feedback de AGN es responsable de la supresión del enfriamiento del gas en el centro de halos masivos, teniendo fuerte impacto en la distribución de colores de las galaxias masivas y en el extremo brillante de la función de luminosidad. Analizamos el efecto del feedback producido por AGNs en la población de galaxias utilizando una combinación de simulaciones numéricas cosmológicas y un modelo semi-analítico de formación de galaxias. Este modelo incluye enfriamiento radiativo del gas, formación estelar y contribución de energía y metales de distintos tipos de supernovas. El mismo ha sido modificado mediante la implementación de los efectos de feedback de AGN. Este nuevo modelo permite alcanzar un buen acuerdo con varias propiedades de las galaxias. Presentamos aquí resultados sobre la relación entre las masas del agujero negro y del bulbo de las galaxias, y la función de luminosidad de galaxias.

1. Introduction

The Λ cold dark matter (Λ CDM) cosmogony is currently accepted as the standard paradigm of the large scale structure formation of the Universe, in which

dark matter halos merge hierarchically. Models of galaxy formation consider that galaxies form when gas condenses at the centres of the population of dark halos. Feedback processes reheat this gas regulating the efficiency of star formation. Semi-analytic models of galaxy formation include the assumptions related to baryonic processes that take place in the formation and evolution of galaxies, leading to very good agreements with several observed galaxy properties. However, some aspects remain to be solved, such as the presence of a blue massive galaxy population in the model whereas most galaxies today tend to be old and red, and an excess of population in the bright-end of the luminosity function (LF) compared with the observations in the b_j -band and K -band. Energy injected from supernovae and stellar winds only affect galaxy formation in small halos, not being enough to prevent the formation of extremely bright galaxies in the massive end of the halo mass function. This fact calls for a more powerful energy source, being the Active Galactic Nuclei (AGN) the most likely candidate. AGN activity is triggered by gas accretion onto supermassive central black holes (BHs). There is evidence that the radio lobes originated in this process interact with the intracluster medium regulating the cooling flows in galaxy clusters (Churazov et al. 2002). This mechanism might be the same as the one affecting the star formation in massive halos in general. This idea has been recently explored by several authors using semi-analytic models (SAM) of galaxy formation (Croton et al. 2006; Bower et al. 2006; Malbon et al. 2007). Building upon these works, we have implemented the formation and growth of central BHs with the corresponding AGN activity in the SAM described by Cora (2006) in order to analyze the effect of AGN feedback on the galaxy population.

2. Model

We study the formation and evolution of galaxies using a hybrid model that combines a SAM (Cora 2006, SAMC06) and a dark matter simulation of the concordance Λ CDM cosmology in a periodic cosmological box of size $60 h^{-1}$ Mpc with parameters $\Omega_m = 0.28$, $\Omega_\Lambda = 0.72$, $\sigma_8 = 0.9$ and baryonic fraction $f_{\text{bar}} = 0.16$, consistent with results of first year WMAP data. The Hubble constant is given as $H_0 = 100 h \text{ Mpc}^{-1}$, with $h = 0.72$. The gravitational softening length is $\epsilon = 3.0 h^{-1}$ kpc. The simulation starts from a redshift $z = 48$ and was run using the GADGET-2 code. The simulation used contains 16777216 dark matter particles with a mass resolution of $1.001 \times 10^9 h^{-1} M_\odot$.

The simulation provides the merger trees of dark matter substructures used by the SAM to generate the galaxy population. SAMC06 includes gas cooling, star formation, and the contribution of energy and metals from supernovae type Ia and II. This model has been modified introducing the growth of central BHs, which are the source of AGN activity. Modellization of BH growth includes gas accretion during merger-driven starbursts and BH mergers (Malbon et al. 2007), accretion during starbursts triggered by disk instabilities (Bower et al. 2006), and accretion of cooling gas from quasi-hydrostatically cooling haloes (Croton et al. 2006); an Eddington limit is applied in all accretion processes.

The BH growth and AGN feedback can be summarized in the following equations:

- BH accretes during gas cooling process:

$$\dot{m}_{\text{BH,cooling}} = \kappa_{\text{AGN}} \frac{m_{\text{BH}}}{10^8 M_{\odot}} \times \frac{f_{\text{hot}}}{0.1} \times \left(\frac{V_{\text{vir}}}{200 \text{ km s}^{-1}} \right)^3 \quad (1)$$

- BH accretes during mergers and disk instability processes:

$$\frac{\Delta m_{\text{BH}}}{\Delta T} = f_{\text{BH}} \frac{m^{\text{sat}}}{m^{\text{central}}} \times \frac{m_{\text{ColdGas}}}{1 + (200 \text{ km s}^{-1}/V_{\text{vir}})^2} \times \frac{1}{\Delta T} \quad (2)$$

- BH accretion produces a bolometric BH luminosity:

$$L_{\text{BH}} = \eta \dot{m}_{\text{BH}} c^2, \quad (3)$$

- BH luminosity reheats cold gas decreasing the cooling rate:

$$\dot{m}'_{\text{cool}} = \dot{m}_{\text{cool}} - \frac{L_{\text{BH}}}{V_{\text{vir}}^2/2}, \quad (4)$$

where κ_{AGN} , f_{BH} and η are free parameters, $f_{\text{hot}} = m_{\text{HotGas}}/M_{\text{Virial}}$, and m^{sat} , m^{central} are the satellite and central galaxy masses in a merger, respectively. The energy produced by BH through gas accretion can reduce or even stop the gas cooling rate in massive halos, affecting the star formation efficiency.

3. Effects of AGN feedback

BH mass show strong correlations with properties of the host galaxy, like the bulge mass (Häring & Rix 2004), the bulge luminosity in the K -band (Marconi & Hunt 2003), and the velocity dispersion of the stars in the bulge (Ferrarese & Merrit 2000). The model has been calibrated to reproduce these observational relations, as well as the BH mass functions and quasar luminosity functions.

We show here the relation between BH mass and host bulge mass (Figure 1, left panel). The existence of the galactic bulge has been theoretically related with the events of galaxy mergers which led to speculate that mergers may drive the formation and evolution of BHs. We find that the BH growth is dominated by “violent processes” (mergers and disk instabilities). However, at low redshift, gas cooling has an important effect. As shown in the right panel of Figure 1, the inclusion of AGN feedback allows to avoid an excess of galaxies in the bright-end of the LF since it delays or even stops the star formation in galaxies residing in high mass haloes at low redshift.

We also find that galaxies in the new model have a bimodal distribution of colors with a transition to an unimodal distribution at $\log_{10}(M_{\star}[\text{h}^{-1}M_{\odot}]) \approx 10\text{-}11$ (only red massive galaxy population). Thus, the presence of massive blue galaxies is avoided, which was not possible to achieve by means of the simple supression of gas cooling in rapidly rotating halos originally implemented in SAMC06.

The evolution of galaxies is highly influenced by the supermassive BHs lying at their centers and the associated AGN feedback. Our new model reproduces many of the observed properties of the local galaxy population, including colors, magnitudes, masses, gas fractions and cosmic star formation rates; the latter

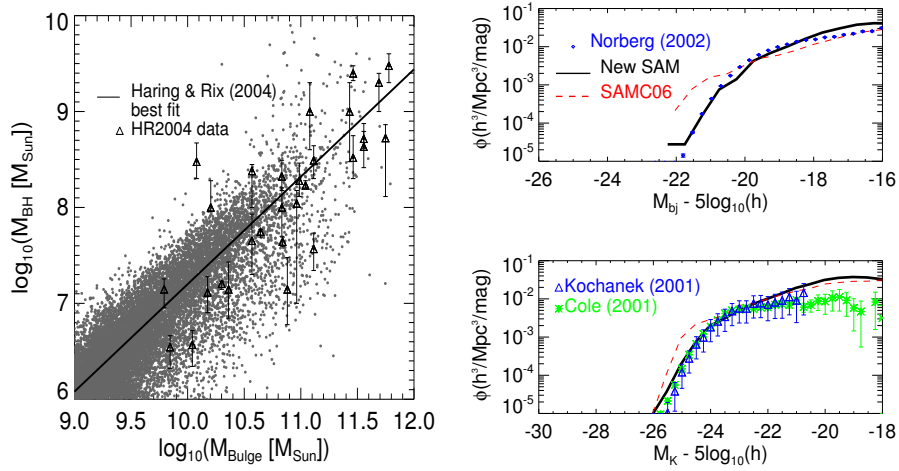


Figure 1. *Left panel:* relation between BH mass and bulge mass of the host galaxy; grey points represent the model, and black triangles represent the observations. *Right panel:* Galaxy Luminosity function in the b_j -band (upper panel) and K -band (lower panel) for the original model SAMC06 (dashed lines) and the new model (thick solid lines). Observational results are shown by symbols.

two quantities were not correctly described by previous semi-analytic models on which our AGN treatment is based, representing an improvement of our model with respect to others. Thus, we have a powerful tool to investigate the relatively unexplored process of AGN feedback and its impact on galaxy evolution.

Acknowledgments. This project was financially supported by CONICET (PIP 5000/2005), the Argentine Agency ANPCyT through Grant PICT 26049 BID 1728/OC-AC and Fondecyt 7070045.

References

- Bower, R.G., Benson, A.J., Malbon, R., et al. 2006, MNRAS, 370, 645
 Cole, S., Norberg, P., Baugh, C.M., Frenk, C.S., et al. 2001, MNRAS, 326, 255
 Cora, S.A. 2006, MNRAS, 368, 1540
 Croton, D.J., Springel, V., White, S.D.M., et al. 2006, MNRAS, 365, 11
 Churazov, E., Sunyaev, R., Forman, W., Böhringer, H. 2002, MNRAS, 332, 729
 Ferrarese, L., Merritt, D. 2000, ApJ, 539, 9
 Häring, N., Rix, H. 2004, ApJ, 604, 89
 Kochanek C.S., Pahre M.A., Falco E.E., et al. 2001, ApJ, 560, 566
 Malbon, R.K., Baugh, C.M., Frenk, C.S., Lacey, C.G. 2007, MNRAS, 382, 1394
 Marconi, A., Hunt, L.K. 2003, ApJ, 589, 21
 Norberg, P., Cole, S., Baugh, C.M., Frenk, C.S., et al. 2002, MNRAS, 336, 907

ORAL PAPER

Chemical evolution of galaxies in the Millennium Simulation: comparison between Milky Way type, dwarf irregular and giant elliptical systems

M. E. De Rossi^{1,2}, P. B. Tissera^{1,2}, G. De Lucia³, G. Kauffmann³

(1) *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET)*

(2) *Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE)*

(3) *Max-Planck-Institut für Astrophysik (MPA)*

Abstract. We employ galaxy catalogues from the Millennium Simulation to study the chemical enrichment histories of Milky Way type galaxies in a hierarchical scenario. Our results suggest that these systems may be described by a main progenitor which evolves from $z = 5$ to $z = 0$ without suffering significant merger events. More than 80% of their present stellar mass has been formed in the main progenitor and only around 10% of the sample has suffered a major merger in their lives. The chemical evolution of these galaxies seems to be driven mainly by the gas consumption and collapse history of the main progenitors. Comparing these results with those obtained for a sample of dwarf irregular and massive elliptical systems selected from the same catalogue, we encountered that the formers are made of systems which evolve passively accreting negligible mass, while in the case of massive elliptical galaxies, more than 50% of their stellar mass at $z = 0$ comes from accretions. In this paper, we study the implications of these different assembly histories on the chemical evolution.

Resumen. Empleamos catálogos de galaxias de la Simulación del Millennium para estudiar las historias de enriquecimiento químico de galaxias semejantes a la Vía Láctea en un escenario jerárquico. Nuestros resultados sugieren que estos sistemas pueden ser descritos por un progenitor principal que evoluciona desde $z = 5$ hasta $z = 0$ sin sufrir eventos de colisiones significativos. Más del 80 % de su masa estelar actual ha sido formada en el progenitor principal y sólo alrededor del 10 % de la muestra ha sufrido una colisión masiva a lo largo de su vida. La evolución química de estas galaxias parece ser ocasionada principalmente por el consumo de gas y la historia de colapso de los progenitores principales. Comparando estos resultados con aquellos obtenidos para una muestra de sistemas de enanas irregulares y elípticas masivas seleccionados del mismo catálogo, encontramos que los primeros están formados por sistemas que evolucionan pasivamente acreciendo masa despreciable, mientras que en el caso de galaxias elípticas masivas, más del 50 % de su masa estelar a $z = 0$

proviene de acreciones. En este artículo, estudiamos las implicaciones de estas historias de formación en la evolución química.

1. Introduction

In the last years there has been a great interest in the study of the origin of the fundamental relations between the chemical and dynamical properties of galaxies as they might constitute important fossils of their formation histories. In particular, in the local Universe there is a well known correlation between the stellar mass and metallicity (MZR) of galaxies in such a way that more luminous and more massive systems tend to be more enriched (e.g. Tremonti et al. 2004). Moreover, this relation tends to evolve with z in such a way that at a given stellar mass, galaxies were less enriched in the past (e.g. Erb et al. 2006). In this work we make use of the Millennium Simulation which constitutes the largest simulation of structure formation ever carried to study the origin of the MZR for a sample of Milky Way type systems. We compare these results with the evolution of a sample of dwarf irregular and giant elliptical galaxies selected from the same catalogue.

2. Simulation and galaxy catalogue

We employed the galaxy catalogue of De Lucia & Blaizot (2007) available in the public database of the Millennium Simulation (Lemson & the Virgo Consortium 2006). This simulation (Springel et al. 2005) was run in a periodic comoving box of 500 Mpc h^{-1} on a side. The evolution of $N = 2160^3$ collisionless particles is followed from $z = 127$ to $z = 0$ in a Λ CDM scenario with a mass resolution of $8.6 \times 10^8 M_\odot$.

The galaxy catalogue was built using the semi-analytic technique described by Croton et al. (2006) and De Lucia & Blaizot (2007). The model includes treatment for gas cooling, star formation, metal enrichment, mergers, supernove feedback and AGNs.

The full galaxy catalogue have 26,787,155 systems. From it we selected three samples made of: Milky Way-type (MWS), giant elliptical (GES) and dwarf irregular (DIS) systems. We define Milky Way-type systems as central galaxies of their dark matter halos with circular velocities in the range 200-240 km s^{-1} and total-to-bulge ratio between 1.5 to 2.6, which corresponds to a spiral morphology according to the criteria of Simien & de Vaucouleurs (1986). The DIS is constituted by galactic objects with $10^9 < M_* < 10^{9.5} M_\odot$ and without a bulge component. We also requested their dark matter halos to have at least 100 particles. We define the GES as galaxies with $M_* > 10^{11} M_\odot$ and total-to-bulge ratio lower than 0.4.

3. Results and discussion

By analysing the full catalogue of De Lucia & Blaizot (2007), we found a strong correlation between chemical abundance and stellar mass. For small and intermediate masses, metallicity tends to grow linearly with stellar mass up to

approximately $10^{10.8} M_{\odot} h^{-1}$. However, for larger masses we obtained a decreasing relation contrary to the observational trend. This is in part due to the strong AGN feedback adopted in the model which becomes more important for more massive systems. This strong energy feedback stops cooling processes early, leaving galaxies without fuel for new star formation and thus, inhibiting further metal enrichment.

Galaxies in the MWS lie on the turnover of the relation with a standard deviation of approximately 0.1 dex in metallicity. Systems in this subsample exhibit a growing mean correlation, suggesting that the decrease of the mean level of enrichment for the most massive systems may be due to large systems dominated by spheroids. The GES and DIS are located at the most massive and least massive end of the MZR respectively with standard deviations of 0.25 dex in mean.

In order to understand the origin of the mass-metallicity relation we constructed the merger trees for each galaxy identified at $z = 0$ for our three samples. In the case of Milky Way-type galaxies, we obtained that by $z = 0$, the total accreted stellar mass represents only 15% of the total stellar mass of these systems, indicating that these galaxies tend to evolve passively without suffering significant mass accretion. In fact, more than 80% of their present stellar mass has been formed in the main progenitor. Furthermore, we encountered that only 9% of the total sample has a major merger in all their lives. In the light of these results, we conclude that the star formation histories of Milky Way galaxies can be described by a main progenitor which evolves from $z = 5$ to $z = 0$ via minor accretions.

Taking into account these results we study the evolution of the MZR for the MWS by following only the main progenitor. At $z = 3$ these systems have a growing correlation with metallicities ranging from -1 to 0.7 dex and stellar masses covering the range from 10^8 to $10^{11} M_{\odot} h^{-1}$. However, they all get to a tighter relation at $z = 0$ with dispersions lower than 1 dex in both quantities. This fact can only be explained if small mass systems at $z = 3$ evolved more importantly than massive ones. In fact, we analyse the gas fractions of these systems finding a decrease from the low-mass end towards the massive end of the MZR. In particular, we found that gas-poor progenitors at $z = 3$ evolve more smoothly from $z = 3$ to $z = 0$ because of their low star formation rates due to the fact that they have already transformed most of their gas into stars and completed most of their accretion history by this redshift. On the other hand, gas rich progenitors at $z = 3$ exhibit significant chemical evolution between $z = 3$ and $z = 1$ as a consequence of their higher star formation rates and the fact that they accreted a factor of two more stellar mass than gas-poor progenitors.

We compare the evolution of Milky Way type galaxies with that of the DIS and GES. We found that the main differences correspond to their accretion histories. Massive elliptical systems accreted approximately 50% of their final stellar mass, while dwarf irregular systems have no significant accretion history. Note that in the case of the MWS we obtained 15% of accreted mass at $z = 0$. We also analysed the gas fractions for our three samples at $z=0$. In the case of the GES we obtained values lower than 0.05. Milky Way systems exhibit fractions of 0.1, while for dwarf irregular galaxies these fractions range from 0.2 to 0.8. Hence, massive elliptical galaxies seem to have died and are only able to change

their location in the MZR via mergers. In the case of the MWS, although the gas content is larger than those of giant elliptical galaxies, it is low for feeding further significant starbursts. On the other hand, dwarf irregular galaxies are yet star-forming galaxies having enough fuel for increasing their stellar content and chemical abundance.

4. Conclusions

We have studied three samples: Milky Way type, massive elliptical and dwarf irregular systems from the galaxy catalogue of De Lucia & Blaizot (2007), which lie on the turnover, most and least massive end of the simulated MZR respectively. We found strong differences in their assembly histories. The percentage of stellar mass at $z = 0$ coming from accretions range from 0 in the case of the DIS to approximately 50% for the GES, while for the MWS it reaches around 20%. These different accretion histories affect gas consumption and star formation processes in the main progenitors of these systems leading to very different chemical evolution. These findings are consistent with the results of Tissera et al. (2005) and De Rossi et al. (2007), who suggest that the hierarchical growing up of the structure plays a fundamental role in the determination of the MZR.

Acknowledgments. We are grateful to CONICET and LENAC. The Millennium Simulation databases used in this paper and the web application providing online access to them were constructed as part of the activities of the German Astrophysical Virtual Observatory.

References

- Croton, D.J., Springel, V., White, S.D.M., De Lucia, G., Frenk, C.S., Gao, L., Jenkins, A., Kauffmann, G., Navarro, J. F. & Yoshida, N. 2006, *MNRAS*, 365, 11
- De Lucia, G. & Blaizot, J. 2007, *MNRAS*, 375, 2
- De Rossi, M.E., Tissera, P.B. & Scannapieco, C. 2007, *MNRAS*, 374, 323
- Simien, F. & de Vaucouleurs, G. 1986, *ApJ*, 302, 564
- Erb, D.K., Shapley, A.E., Pettini, M., Steidel, C.C., Reddy, N.A. & Adelberger, K.L. 2006, *ApJ*, 644, 813
- Lemson, G. & the Virgo Consortium, astro-ph/0608019
- Springel, V., White, S.D.M., Jenkins, A., Frenk, C.S., Yoshida, N., Gao, L., Navarro, J., Thacker, R., Croton, D., Helly, J., Peacock, J.A., Cole, S., Thomas, P., Couchman, H., Evrard, A., Colberg, J. & Pearce, F. 2005, *Nat*, 435, 629S
- Tissera, P.B., De Rossi, M.E. & Scannapieco, C. 2005, *MNRAS*, 364L, 38
- Tremonti, C.A., Heckman, T.M., Kauffmann, G., Brinchmann, J., Charlot, S., White, S.D.M., Seibert, M., Peng, E.W., Schlegel, D.J., Uomoto, A., Fukugita, M. & Brinkmann, J. 2004, *ApJ*, 613, 898

PRESENTACIÓN MURAL

¿La expulsión de un agujero negro supermasivo, el primer microcuásar fuera de la Vía Láctea, o la mayor radio galaxia a alto z ?

R. Díaz^{1,2}, H. Dottori³, D. Mast⁴, M.P. Agüero⁴, & G. Günthardt⁴

(1) *Gemini Observatory, Southern Operations Center, Chile*

(2) *CAsLeo, Conicet, San Juan, Argentina*

(3) *Instituto de Física, Universidade Federal de Rio Grande do Sul, Brasil*

(4) *Observatorio Astronómico de Córdoba, Universidad Nacional de Córdoba, Argentina*

Abstract. After radio and X-ray observations by previous teams, and after our Gemini and CAsLeo optical observations, three explanations are still consistent with the properties of the source Maddox 28 located outside the bulge in the main body of the nearby galaxy M83: 1) One of the remaining black holes of the double nucleus but single black hole scenario in the core of M83 (Díaz et al. 2006), i.e. a kick-off black hole as predicted by several models but not observed yet in any merger case; 2) the first microquasar outside the Milky Way, i.e. M83 starburst disk environment could be harboring a detectable case of very massive binary star with superluminal jets; 3) the hypothesis of Maddox et al. 2006 might be confirmed, i.e. a radio galaxy at high redshift, in whose case the absence of redshifted lines in the spectral range that we observe suggests that it could be one of the largest radio structures known at high redshift.

Resumen. Luego de las observaciones en radio y X realizadas anteriormente por otros grupos de investigación, y nuestras observaciones ópticas con los telescopios de Gemini y CAsLeo, tres explicaciones siguen siendo consistentes con las propiedades de la fuente Maddox 28, ubicada fuera del bulbo y en el cuerpo principal de la galaxia M83: 1) Uno de los agujeros negros remanentes dentro del escenario de doble núcleo con un solo agujero negro, propuesto para la región central de M83 (Díaz et al. 2006); i.e. un agujero negro expulsado de la región nuclear, escenario predicho por varios modelos de fusión de núcleos galácticos y que aún no ha sido observado; 2) un microcuásar fuera de la Vía Láctea, i.e. el disco de M83 con su fuerte actividad de formación estelar, puede estar albergando un caso detectable de estrella binaria supermasiva con jets con movimiento superlumínico aparente; 3) la hipótesis de Maddox et al. 2006, i.e. una radio galaxia a alto redshift, en cuyo caso la ausencia de líneas de emisión en el rango espectral que hemos observado lleva a suponer que se puede tratar de una de las mayores estructuras en radio a alto redshift.

1. Introducción

Sólo tres explicaciones serían consistentes con las propiedades en radio, en X y en el óptico, de la fuente Maddox 28, ubicada fuera del bulbo, en el cuerpo principal de la galaxia cercana M83 (Figura 1). Previamente, dos grupos de investigación (Maddox et al. 2006, Soria et al. 2002), trataron infructuosamente de corroborar, mediante observaciones en Radio y X (analizando la pendiente del espectro de baja resolución), el corrimiento al rojo ($z \geq 2$) propuesto para esta fuente de radio (Figura 2). Por otro lado, nuestra espectroscopía profunda en el rango 630-690 nm (toda una noche en mayo pasado) utilizando el telescopio de 2,15 m de CASLEO bajo excelentes condiciones de observación, no nos permitió detectar ninguna emisión con velocidad coherente con la cinemática del disco de M83. La detección de alguna característica cinemática asociable a la fuente en radio y X, habría permitido aislar alguna de las hipótesis propuestas, siendo las tres de suma importancia, ya que representaría, en cada caso, la primera detección de dicha clase de objetos:

1) Velocidad Radial cercana a la curva de rotación del disco de M83, pero con una componente peculiar en el rango de algunos cientos de km/s: podría ser uno de los agujeros negros remanentes dentro del escenario de doble núcleo con agujero negro simple propuesto para la región nuclear de M83 (Díaz et al. 2006, Espectroscopía 3D Gemini NIR). Esta clase de expulsión de un agujero negro ha sido recientemente predicha como resultado común dentro de los modelos de evolución de agujeros negros binarios en fusiones mayores y menores de galaxias. La ubicación de la fuente M83-28, implica que la citada expulsión tuvo lugar hace menos de 1×10^7 años, que coincide con la edad dinámica de la fusión menor en la región nuclear de M83 (Mast et al. 2006, Espectroscopía óptica 3D).

2) Velocidad radial coincidente con la curva de rotación de M83: estaríamos detectando el primer microcuásar fuera de la Vía Láctea. Las propiedades de estas estrellas de neutrones binarias o agujeros negros encontrados en nuestra galaxia (Mirabel y Rodríguez 1994) serían similares a las de M83-28, con tres veces más energía en radio que la más brillante detectada para la Vía Láctea (Mirabel y Rodríguez 1999).

3) Velocidad radial implicando un z en el rango 1,5 – 2: confirmaríamos la hipótesis de Maddox et al. (2006). Si pudiésemos probar que el objeto se encuentra realmente a $z \sim 2$, toda la estructura en radio, que abarca una extensión angular de $80''$, tendría un tamaño, en coordenadas co-móviles, mayor a 1,3 Mpc (considerando el mínimo ángulo de proyección de 72deg), convirtiéndose en la mayor radio galaxia conocida a alto z .

Esto nos movilizó a tratar de confirmar el corrimiento al rojo de la fuente Maddox 28.

2. Observaciones con Gemini

Se obtuvieron imágenes en banda ancha y angosta con GMOS-S en el rango 500 a 950 nm, centradas en la posición del objeto M83-28. En particular, se realizó una suma con un tiempo de exposición total de 11 minutos en las bandas V, z, i, CaT, Ha, HaC, OIII, OIIC y SII, con un seeing promedio de $0''.8$.

Se realizaron observaciones espectroscópicas con GMOS-S (tiempo de exposición efectivo de 2 horas), utilizando una ranura ancha ($1''.5$) en la posición del objeto,

con un seeing promedio de $0''.8$. Observamos la línea o conjunto de fuentes de radio y X con GMOS-S en la posición del objeto Maddox 28, en ángulo de posición (PA) 140deg .

La Figura 1 c, muestra el detalle de la suma total de las imágenes GMOS en la región de la fuente Maddox 28. No se detecta ninguna contraparte óptica. En cuanto a las observaciones espectroscópicas, hemos detectado una emisión marginal en $H\alpha$, notablemente corrida al rojo con respecto a una región HII cercana (Dottori et al. 2008, en preparación). Las velocidades radiales heliocéntricas son $618 \pm 30 \text{ km/s}$ y $522 \pm 12 \text{ km/s}$ para Maddox 28 y la región HII respectivamente. Esto nos lleva a concluir que la emisión $H\alpha$ detectada en la región de Maddox 28 es emitida por un objeto que no acompaña la cinemática del disco de M83, y cuya velocidad proyectada en la dirección radial es del orden de los 100 km/s . Este argumento apunta a una posible conexión física entre Maddox 28 y M83.

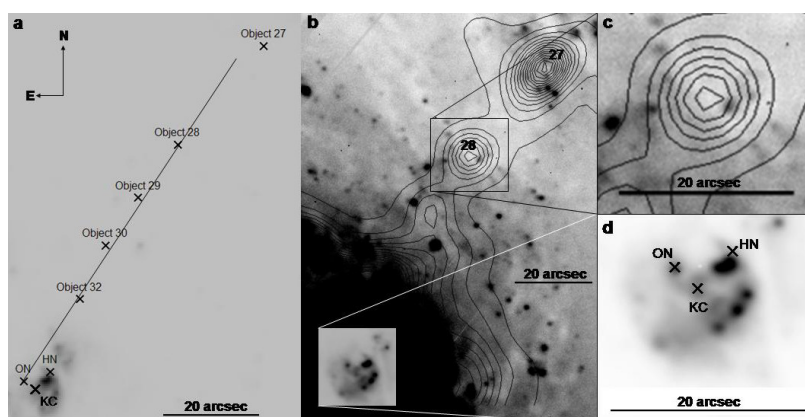


Figura 1. a) Cadena de radiofuentes alineadas con el núcleo óptico (ON). b) Mapa de radio superpuesto a la imagen suma de los filtros de 500 nm a 950 nm. c) Detalle del objeto 28: no se detecta contraparte óptica. d) Imagen del centro del bulbo donde se ha indicado el ON, el centro cinemático (KC) y el núcleo oculto (HN).

2.1. Límites de detección

Para imágenes: considerando el ruido de fondo para el disco de M83, el límite de detección aproximado fue $23,5 \pm 0,5$ magnitudes (a $S/R \sim 3$). Las imágenes $H\alpha$ de GMOS no detectan la emisión antes mencionada, probablemente porque el tiempo de exposición con el filtro es de 1,5 minutos, lo que lleva el límite de detección a 2,5 magnitudes menos que la suma total de los filtros.

Para espectroscopía: el límite de detección aproximado fue de $19,5 \pm 0,8 \text{ mag}$. para el caso de una galaxia elíptica (detección del continuo a $S/R \sim 3$) y de $21,2 \pm 0,8 \text{ mag}$. Para un QSO (considerando la detección de $H\alpha$ a $S/R \sim 3$), con un z en el rango 1-2.

La magnitud aparente más débil en banda I esperada para una radio galaxia a $z \sim 2$ es $m_I \sim 18$, por lo que la extinción para el objeto a alto z , detrás de M83 no debería ser menor a 5 magnitudes, para lograr evitar la detección en las imágenes de banda ancha. Ese nivel de extinción sólo sería esperable cerca de

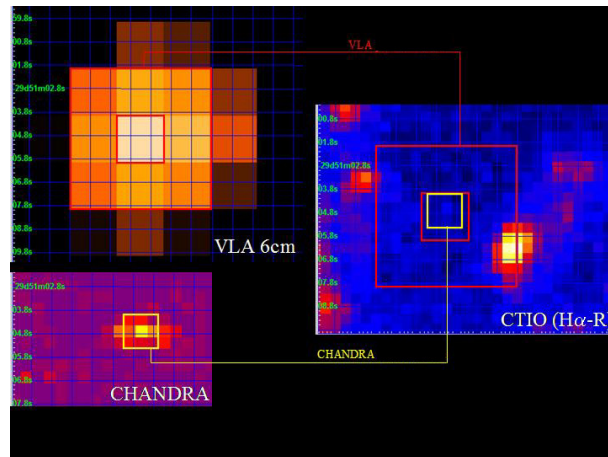


Figura 2. Picos de emisión correspondientes a la fuente Maddox 28 en rayos X ($0,3 - 8,0 \text{ KeV}$, Chandra) y radio (6 cm, VLA) (*izquierda*), superpuestos sobre la imagen $\text{H}\alpha$ -R del CTIO (*derecha*).

las zonas de choque de los brazos espirales, pero es difícil explicarlo en la región interbrazo, donde aparece proyectado el objeto.

3. Comentarios Finales

El próximo paso sería observar el objeto en el cercano IR y/o con el telescopio Chandra, para realizar espectroscopía profunda en X. Si se confirma el carácter local, la radiofuente Maddox 28 tendría un tamaño proyectado de 0.5-1.0 kpc. Sigue abierta la posibilidad de que sea producto de una *patada gravitacional* (*Kick-off*), remanente de la fusión menor en el núcleo de M83. En ese caso, el motor dentro de Maddox 28 que produce las eyecciones 27 y 29 sería un disco de acreción como en los microcuásares de la Vía Láctea y radiofuentes extragalácticas.

Referencias

- Díaz, R., Dottori, H., Agüero M.P., Mediavilla, E., Rodrigues, I., Mast, D., 2006, ApJ, 652, 1122
 Dottori, H., Díaz, R., Mast, D., 2008, en preparación.
 Maddox, L.; Cowan, J.; Kilgard, R.; Lacey, C.; Prestwich, A.; Stockdale, C., 2006, AJ, 132, 310
 Mast, D., Díaz, R. J., & Agüero, M. P. 2006, AJ, 131, 1394
 Mirabel, I. F., & Rodríguez, L. F. 1994, Nature, 371, 46
 Mirabel, I. F., & Rodríguez, L. F. 1999, ARA&A, 37, 409
 Soria, R., & Wu, K. 2002, A&A, 384, 99

POSTER PAPER

Clusters dominated by a luminous central galaxy

Duplancic Videla, María Fernanda¹, García Lambas, Diego²

(1) *Dpto. de Geofísica y Astronomía, FCEFN, UNSJ*

(2) *IATE, CONICET*

Abstract. cD-type clusters of galaxies were detected in the SDSS-DR4. Galaxies brighter than $M_r = -23$ were adopted as centers of the systems. Member galaxies of the clusters must satisfy restrictions on the velocity difference and projected distance with respect to the central galaxy ($dV < 1000 \text{ km/s}$ and $rp < 1.5 \text{ Mpc}$). The radii ($r_{40}(M_r)$) and velocity dispersion ($\sigma(M_r)$) of the systems were calculated, obtaining relationships between these quantities and the M_r central galaxy magnitude. The obtained sample (BGclusters) was compared with the catalogue of groups of Zandivárez, Martínez y Merchán (2006) (MZgroups). For the systems in common, dV and rp distributions were compared concluding that it is better to consider the brightest galaxy as the center of these clusters. The main conclusion of this work is that the developed cluster selection algorithm is efficient in the detection of cD-type galaxy clusters, and provides a high-quality determination of important quantities of these systems.

Resumen. Cúmulos CD de galaxias fueron detectados en el SDSS-DR4, galaxias mas brillantes que $M_r = -23$ fueron adoptadas como centros de los sistemas. Las galaxias miembro deben satisfacer restricciones sobre la diferencia de velocidades y distancia proyectada, respecto de la galaxia central ($dV < 1000 \text{ km/s}$ y $rp < 1.5 \text{ Mpc}$). El radio ($r_{40}(M_r)$) y dispersión de velocidades ($\sigma(M_r)$) de los sistemas se calculó obteniendo relaciones entre éstas cantidades y la magnitud M_r de la galaxia central. La muestra obtenida (cúmulosBG) fue comparada con el catálogo de grupos de Zandivárez, Martínez y Merchán (2006). Las distribuciones de rp y dV se compararon para los sistemas en común, concluyendo que es mejor considerar la galaxia más brillante como centro de los grupos. La principal conclusión de este trabajo es que el algoritmo desarrollado es eficiente en la detección de cúmulos cD de galaxias y provee determinaciones de alta calidad de cantidades importantes de estos sistemas

1. Introduction

In this project we employed the fourth spectroscopic SDSS data release in order to identify clusters dominated by a central luminous galaxy (cD clusters). They are morphologically regular and are dominated by a cD galaxy, defined as an object with a nucleus of a very luminous elliptical galaxy embedded in an extended amorphous halo of low surface brightness.

cDs are usually found at the center of regular compact clusters, are extremely luminous and considerably brighter than other galaxies in the same cluster.

2. Cluster's selection criteria

Clusters were identified within a limited sample in redshift ($0.06 < z < 0.12$) and in magnitude ($M_r \leq -20.08$). Galaxies brighter than $M_r = -23$ (BG's) were selected as centers of the cluster. To determine the member galaxies of each cluster, restrictions over the velocity difference and projected distance with respect to the central galaxy were adopted ($dV < 1000 \text{ km/s}$ and $rp < 1.5 \text{ Mpc}$). With the previously mentioned criteria, plus a restriction over the number of member galaxies within a given projected radius (more than 3 members within 0,5 Mpc), the classification as a cluster was given to 97 systems (2196 galaxy members).

3. Cluster's radii determination

Assuming a maximum radius of 1,5 Mpc for these systems could be inducing non-members inclusion within the clusters. The sample was divided into four sub-samples, according to the magnitude of the central galaxy. The radii of the systems were calculated as the projected distance, with respect to the central galaxy, where the projected galaxy number density is 40 times the mean density (figure1-left). To determine the relationship between this desired overdensity and the luminosity of the central galaxy, we assumed the power law distribution $(\rho/\bar{\rho}) \propto r^{-\alpha}$, and then linear fits were adopted to determine the best α value (figure1-right).

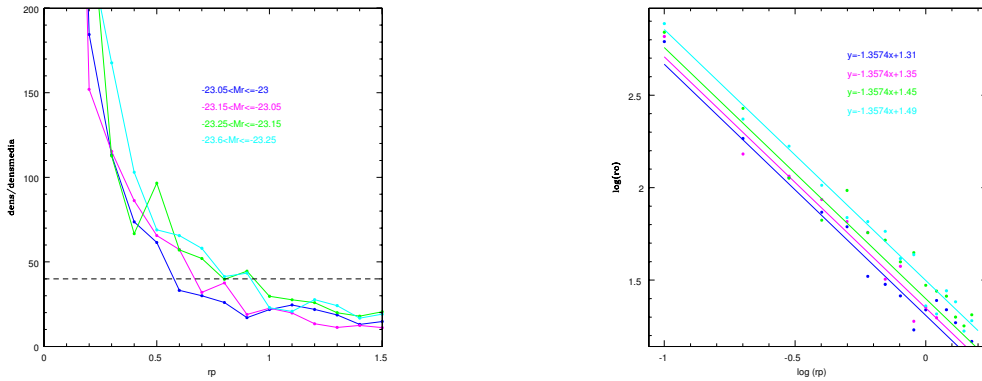


Figure 1. *Left:* Overdensity for each M_r sub-sample, the dashed line corresponds to the desired overdensity. *Right:* Linear fits adopted to determine the best α value.

We made fits to the data to obtain $r_{40}(M_r)$ for each system (left panel of figure2). The systems were redefined by removing galaxies beyond $r_{40}(M_r)$, and the final sample containing 97 systems and 1228 galaxy members, was called BGclusters. Both the dV and the rp distributions (right panel of figure2) indicates the presence of a large overdensity around the central galaxy.

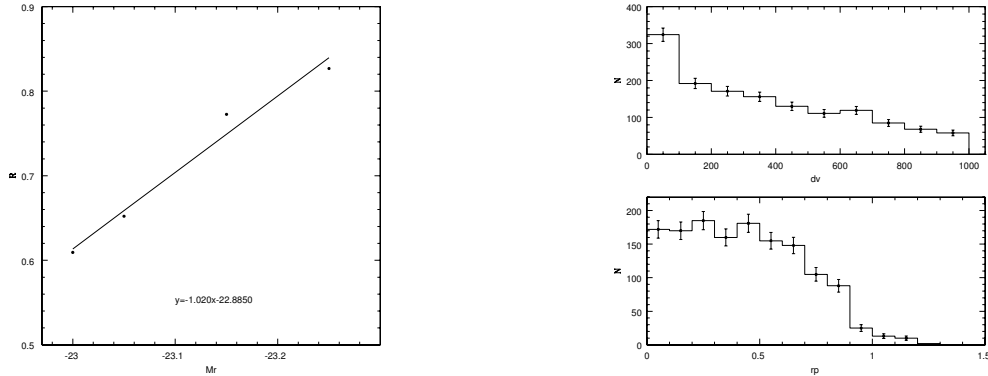


Figure 2. *Left:* Relationship between r_{40} and the magnitude of the central galaxy. *Right:* rp and dV distributions for BGclusters sample.

4. Cluster's velocity dispersion

Again, the sample was divided in four sub-samples according to the BG M_r magnitude. The velocity dispersion of the systems was calculated with member galaxies that satisfy $rp \leq 0.7r_{40}(M_r)$. This restriction provides a suitable $\sigma(M_r)$ relationship. Correlating sigma and M_r values, a relationship between the velocity dispersion and the central galaxy luminosity was obtained (figure3).

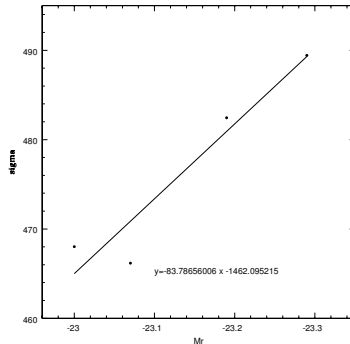


Figure 3. $\sigma(M_r)$ relationship for BGclusters sample.

5. Comparing BGclusters with other catalogues of groups

The obtained sample (BGclusters) was compared with the catalogue of groups obtained by Zandivarez, Martınez y Merchan (2006) (MZgroups). The sample was divided into 2 subsamples: smallMZ (less than 10 members) and largeMZ (at least 10 members). The center's position of both sub-samples was compared with the BGcenters, establishing the conditions $rp < 0.5\text{Mpc}$ and $dV < 300\text{km/s}$, 42 systems in common with SmallMZ, and 22 with LargeMZ were found.

The distributions of rp and dV were compared concluding that galaxies do not distribute in the same way. This is because the position of the centers is not the same for the systems in common. To avoid this problem, rp and dV with respect to the luminous galaxy, were calculated for member galaxies of MZgroups.

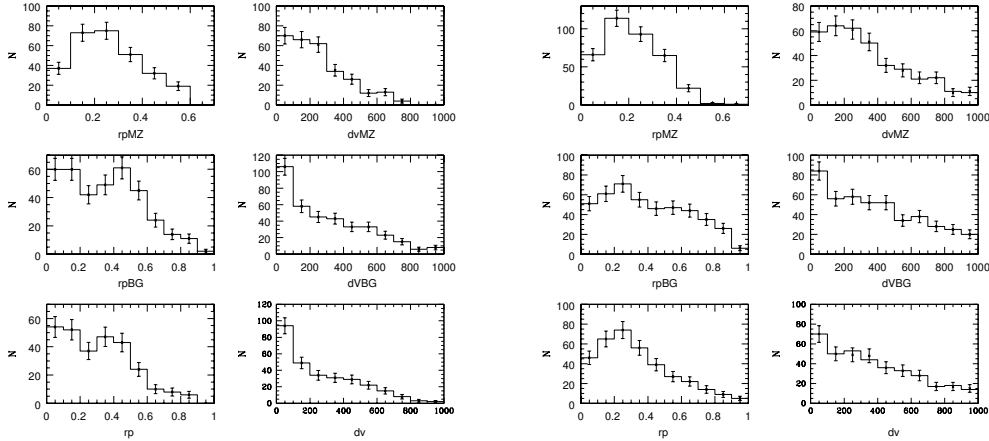


Figure 4. rp and dV distributions for systems in common *upper panel*: rp and dV distributions for Mzgroups. *middle panel*: rp and dV distributions for BGclusters. *bottom panel*: rp and dV distributions of MZgroups taking as center the brightest galaxy. *Left*: systems with less than 10 members. *Right*: systems with at least 10 members.

When the BG is taken as center for these groups, similar spatial and velocity profiles are obtained. This is particularly important for groups with less than 10 members. So, for poor systems, the assumption that the brightest galaxy is located in the center of the group, brings into better results.

6. Conclusions

The cluster selection algorithm developed is efficient in the detection of cD-type galaxy clusters, and provides a high-quality determination of important quantities of these systems. In the future mock galaxy redshift surveys will be employed to compare the cluster characteristics with the counterparts in the Millennium Run simulations.

References

- Berlind et al., 2006, ApJ, 167, 1
- Díaz et al., 2005, ApJ, 629, 158
- Merchán et al., 2000, ApJ, 545, 26
- Merchán & Zandivárez, 2002, ApJ, 335, 216
- Merchán & Zandivárez, 2005, ApJ, 630, 759
- Springel et al., 2005, Nature, 435, 629
- Padilla et al., 2001, ApJ, 554, 873

PRESENTACION MURAL

Cinemática de sistemas interactuantes de tipo M51: Relación de Tully-Fisher.

G. Günthardt¹, R. Díaz^{2,3},

(1) *Observatorio Astronómico Córdoba (OAC)*

(2) *CASLEO, CONICET*

(3) *Gemini Observatory*

Abstract. We present heliocentric radial velocity distributions of six M51-type galaxies. Additionally we present Tully-Fisher relations for M51-type systems from our kinematic catalog (Günthardt et al. 2006) with the velocities determined from H α and using B-band absolute magnitudes; we also considered systems with maximum velocities from HI λ 21 cm line. In both cases, we found shallower relations compared with nearby spiral galaxies, in agreement with the results found by Reshetnikov & Klimanov (2003).

Resumen. Se presentan distribuciones de velocidades radiales de seis sistemas de tipo M51. Además, estudiamos la relación de Tully-Fisher para los objetos de nuestro catálogo cinemático (Günthardt et al. 2006), con las velocidades determinadas a partir de la línea H α y con magnitudes absolutas en banda B. También consideramos sistemas de tipo M51 que contaran con determinación de velocidades máximas en λ 21 cm de HI. En ambos casos encontramos relaciones más planas que las correspondientes a galaxias espirales cercanas, en concordancia con lo obtenido anteriormente por Reshetnikov & Klimanov (2003).

1. Introducción

En este trabajo se presentan distribuciones de velocidad radial de galaxias que pertenecen a sistemas peculiares de tipo M51, obtenidas a partir de observaciones espectroscópicas realizadas con el telescopio de 2.15 m de CASLEO y con el espectrógrafo REOSC, en dispersión simple. Se usó una red de 1200 l/mm para abarcar la zona roja del espectro. Se ajustaron perfiles gaussianos a la línea de emisión H α , para obtener las velocidades radiales. Las galaxias estudiadas pertenecen a sistemas de tipo M51, los cuales han sido incluidos en el catálogo cinemático que fuera presentado anteriormente. Los sistemas son: AM 0403-604, AM 2058-381, VV 350, ARP 54, AM 0327-285 y ESO 362-IG001.

Parte del trabajo consta, además, del estudio de la relación de Tully-Fisher (T-F) para los objetos de la muestra cinemática de sistemas de tipo M51 (principalmente para las galaxias principales, aunque también se incluyeron algunas satélites). Se utilizaron las velocidades máximas de rotación, corregidas por inclinación,

obtenidas de las distribuciones de velocidades radiales. Hemos considerado las magnitudes absolutas en banda B, de LEDA, corregidas por extinción galáctica e interna. Como se puede ver en la figura 2, la pendiente derivada para galaxias de tipo M51, es más plana que la que se observa en la relación estándar de T-F (Pierce & Tully 1992). Reshetnikov & Klimanov (2003) obtienen para galaxias de tipo M51 una relación T-F más plana que la de galaxias espirales cercanas, aunque la relación por nosotros encontrada resulta aún con menor pendiente que la derivada por Reshetnikov & Klimanov (2003). En la figura 2 (arriba a la izquierda), se muestra la relación T-F [$M(B) = -3.5 \log(V_{\max}) - 13.1$], donde se incluyeron galaxias de la muestra cinemática, que presentan inclinaciones entre el eje polar de la galaxia y la dirección de la visual, no menores a 45deg, mientras que en la figura 2 (arriba a la derecha) sólo se consideraron las galaxias con inclinaciones mayores de 60deg [$M(B) = -3.9 \log(V_{\max}) - 11.9$] (en todas las figuras, la línea sólida representa el ajuste a los puntos graficados). En la figura 2 (abajo a la izquierda), además de sólo incluir los objetos con inclinaciones por arriba de 60deg, se seleccionaron las galaxias que presentan menos ambigüedad en la determinación de su eje mayor, obteniendo nuevamente una relación más suave que la estándar [$M(B) = -3.8 \log(V_{\max}) - 12.2$]. En la figura 2 (abajo a la derecha), mostramos la relación de T-F [$M(B) = -2.1 \log(V_{\max}) - 16.6$], para galaxias extraídas de una selección que realizamos, de 70 sistemas de tipo M51. También utilizamos datos de LEDA de las magnitudes absolutas en banda B y de velocidades máximas determinadas a partir de HI. Es necesario mencionar que unos pocos sistemas de la muestra cuentan con determinaciones de velocidades máximas. La relación derivada, resulta ser incluso de menor pendiente que la correspondiente a la de los sistemas de la muestra cinemática.

Si bien las relaciones de T-F basadas en magnitudes I estarían menos viciadas por la formación estelar reciente, la comparación es válida dentro de la misma banda fotométrica. Como se puede ver en las figuras, las galaxias más brillantes están cerca de la relación estándar, lo cual es compatible con el hecho de que la relación de T-F para galaxias espirales gigantes, no depende del ambiente, mientras que algunas galaxias menos masivas, miembros de sistemas de tipo M51, presentan una mayor luminosidad que la que correspondería a la relación de Tully-Fisher estándar.

Referencias

- Günthardt et al. 2006, BAAA, 49, 299.
Pierce & Tully 1992, ApJ, 387, 47.
Reshetnikov & Klimanov 2003, Astron. Lett. Vol. 29, N. 7, p. 429.
Tully et al. 1998, AJ, 115, 2264.

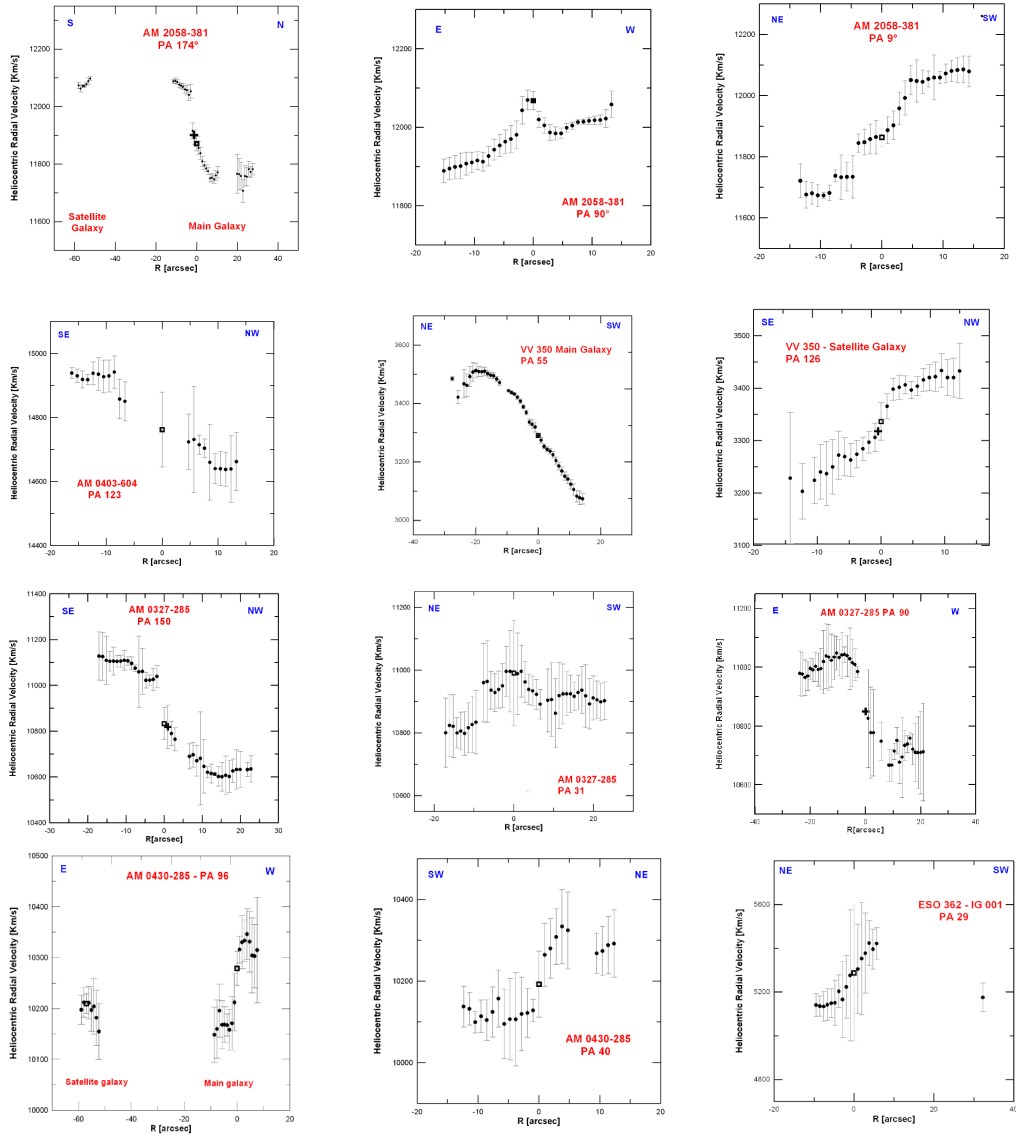


Figura 1. Distribuciones de velocidades radiales heliocéntricas para distintos ángulos de posición, de galaxias pertenecientes a sistemas de tipo M51. Adición al catálogo presentado por Gunthardt et al. (2006)

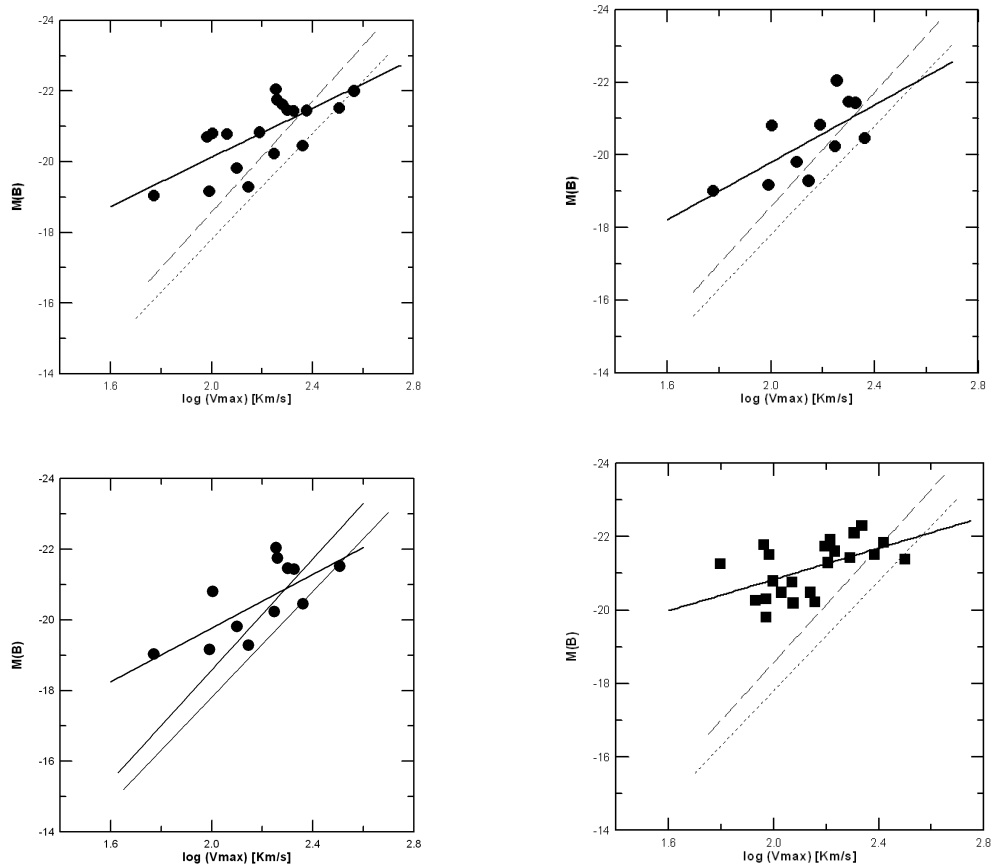


Figura 2. *Arriba a la izquierda:* Relación de Tully-Fisher correspondiente a galaxias de la muestra cinemática, con inclinaciones mayores a 45deg. *Arriba a la derecha:* Relación T-F correspondiente a galaxias de la muestra cinemática, con inclinaciones mayores a 60deg. *Abajo a la izquierda:* Relación de T-F correspondiente a galaxias de la muestra cinemática, pero con morfologías que permiten determinar el eje mayor sin ambigüedad y con inclinaciones mayores a 60deg. *Abajo a la derecha:* T-F para sistemas cuyas velocidades máximas fueron determinadas a partir de HI. En todos los casos la línea sólida respresenta el ajuste a los puntos graficados. La línea de trazos indica la relación de T-F estándar de Tully et al. (1998). La línea de puntos se refiere a la relación obtenida por Pierce & Tully (1992)

ORAL PAPER

Distances for a Baryonic Tully-Fisher relation study

S. Gurovich¹, K. C. Freeman¹

(1) Research School of Astronomy and Astrophysics, Mount Stromlo Observatory, The Australian National University, Cotter Rd, Weston ACT, Australia

Abstract. Distance errors to galaxies contribute significantly to their scatter about the Baryonic Tully-Fisher (BTF) relation. In this work we model the effect of distance errors as well as other derived parameters on calculated baryon masses for our BTF study. We find that our adopted flow model distance errors of $\sim 15\%$ contribute to a $\sim 30\%$ error in our total baryon mass values.

Resumen. Los errores en los valores de distancias a galaxias contribuyen significativamente en la dispersión de la relación Tully-Fisher Bariónica (RTFB). En este trabajo modelamos el efecto de dichos errores, así como de otros parámetros derivados sobre las masas bariónicas calculadas para nuestro estudio de la RTFB. Encontramos que las distancias adoptadas usando modelos existentes de flujo presentan al menos errores de distancias de $\sim 15\%$ y contribuyen con un error de $\sim 30\%$ a los valores de masa bariónica.

1. Introduction

The Baryonic Tully-Fisher relation (BTFR) is a relation between the baryonic mass and rotation velocity of the disk of galaxies. A method is presented to determine distances and quantify errors for our BTFR study (Gurovich et al., submitted). In §2 we introduce and test three flow models (FMs) and define our preferred flow model distance (FMD) estimator. In §3 we derive an expression to relate the observed and derived quantities (and errors) to the total baryon mass values (and errors) and in §4 we conclude and discuss results of our analysis.

2. Comparing Flow Model distances with known distances

We test three parametric FMs using three known distance samples to quantify our derived FMD errors. The three samples are from Tonry et al. (2001: T2001), Faber et al. (1989: 7S1989), and a late-type sample that includes ESO 321-G014, D631-7, D646-7 (GR8) and galaxies from Sakai et al. (2000). We remove galaxies with group velocity dispersions greater than 400 km s^{-1} and use tip of the red giant branch (TRG), cepheid, surface brightness fluctuation (SBF) and $D_n - \sigma$ derived distances for our comparison. The FMs consist of several components including a Hubble flow, a peculiar motion, a dipole or quadrupole term and one

or more attractors such as the Virgo or the Great Attractor. The FMs result in a Hubble velocity, V_{Hubble} , such that the distance is V_{Hubble}/H_0 for each position and redshift velocity in the model volume. All distances are rescaled for $H_0 = 73 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, and the three FMs are the CMB, the preferred model from Tonry et al. (2000: T2000) and the unpublished William/Hoffman (W–H) model. The T2000 FM includes the Virgo, Fornax and Great Attractors. The W–H FM, kindly made available by James Schombert, uses only the Virgo attractor. We use the CMB velocities from Tonry et al. (2001) and for the other two samples we use Fixsen et al. (1996), with $l_{\text{apex}} = 264.1 \text{ deg}$, $b_{\text{apex}} = 48.3 \text{ deg}$ and $V_{\text{apex}} = 371.0 \text{ km s}^{-1}$. The three known distance samples are from the 7S1989 catalogue (extent $\sim 130 \text{ Mpc}$), T2001 catalogue (extent $\sim 50 \text{ Mpc}$), and a late type sample (extent $\sim 20 \text{ Mpc}$). There is considerable overlap between the T2001 and 7S1989 samples up to the T2001 distance limit. The SBF distances from T2001 are more accurate than the $D_n - \sigma$ distances of 7S1989 and are less influenced by Malmquist-like biases (Tonry et al. 2000). The late-type sample has accurate distances (cepheids + TRG) but is not very deep. The three calculated FMDs are plotted against the above mentioned primary or secondary (pri-sec) distances for the three known distance samples, binned into bins of pri-sec distances. The 7S1989 and T2001 samples are binned into nine and seven bins of 23 galaxies per bin, and the late-type sample is binned into two bins of six and seven galaxies. The scatter is treated as coming from two components: the error in the pri-sec distances, and the error in the FMDs. The main errors in the FMDs include redshift measuring errors, uncertainties in the cosmic thermal velocity dispersion, and intrinsic errors in the FMs.

We assume that the cosmic velocity dispersion of galaxies about the Hubble flow is statistically similar for late and early type galaxies (see e.g., Alonso et al. 2003) and calculate the total error in the FMD values, $\sigma_{\text{D}_{\text{FM}}}$, that include the above error components to be defined by:

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{[(\text{FM}_{\text{vel}})/73 - D_{\text{PS}}]^2}{\sigma_{\text{D}_{\text{PS}}}^2 + \sigma_{\text{D}_{\text{FM}}}^2}, \quad (1)$$

where FM_{vel} is the FM (Hubble) velocity, D_{PS} is the pri-sec distance and $\sigma_{\text{D}_{\text{PS}}}$ is the pri-sec distance error from the literature. The $\sigma_{\text{D}_{\text{FM}}}$ values within the same bin are assumed to be constant. The value of $\sigma_{\text{D}_{\text{FM}}}$ at each bin is defined at the χ^2 probability of 0.5 and the errors in the $\sigma_{\text{D}_{\text{FM}}}$ values are determined by solving Eqn. (1) at the χ^2 probability of 0.25 and 0.75.

Our results indicate that the W–H and T2000 FMDs are the most accurate of the three FMs and so we choose the mean distance, $\langle \text{T2000, W–H} \rangle$, as our preferred FMD estimator. The left panel of Figure 1 is a plot of the mean distance for each bin (in Mpc) against $\sigma_{\text{D}_{\text{FM}}}$ (in km s^{-1}) for our preferred FMD estimator, obtained by multiplying $\sigma_{\text{D}_{\text{FM}}}$ by our adopted H_0 . The straight line of Figure 1 is the bivariate weighted (linear) fit for this binned data (triangles, squares and crosses) showing a constant fractional distance error of $\sim 15\%$. The distance errors derived for the inner 7S1989 points agree well with those of the T2001 sample at similar mean distances indicating consistent estimates of $\sigma_{\text{D}_{\text{FM}}}$ obtained for the two independent samples. No $\sigma_{\text{D}_{\text{FM}}}$ solutions are found for the outer two bins of the 7S1989 sample which suggests that the $\sigma_{\text{D}_{\text{PS}}}$ literature values for the 7S1989 galaxies in these bins are overestimated.

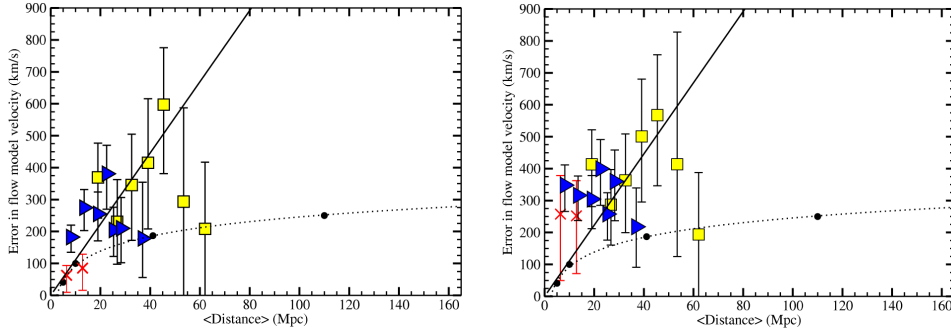


Figure 1. Distance error plotted against mean distance for the preferred (left panel) and CMB (right panel) FMD estimators, for the late-type (crosses), T2001 (triangles), and 7S1989 (squares) binned samples. The bivariate weighted linear fit for the preferred FMD binned data is shown (line). It shows a distance error of $\sim 15\%$. Note that the CMB distance errors for the nearby samples are very large. The solid points show the cosmic velocity dispersion from Karachentsev et al. (2003); Whiting (2003); T2000 and 7S1988, respectively with fitted curve.

In Figure 1 we also show the agreement in the distances obtained with the CMB FMD estimator (right panel). It is clear that the σ_{DFM} values within ~ 25 Mpc are too high when compared to the values obtained with our preferred estimator. This emphasizes the fact that the CMB model is poor at predicting distances for nearby galaxies where the attractor effects are more significant.

3. Error budget: why the distance errors dominate

An analytic expression is derived for the total baryon mass error of our BTF galaxies, determined by treating measurements as independent using an analytic and Monte-Carlo error propagation technique. The errors in the total baryon masses are assumed to originate from errors in: distance (D in pc), stellar mass to light ratio (\mathcal{M}/L in solar units), apparent magnitude (m in mag) (corrected for galactic extinction) and integrated HI fluxes (F_{HI} in Jy km s^{-1}). From the expression of luminosity: $-2.5 \times \log L = M - M_{\odot}$ and the distance modulus $M - m = 5 - 5 \log(D)$ it follows that $L = 10^{-2} \times D^2 \times 10^{(m \div -2.5)} \times 10^{(M_{\odot} \div -2.5)}$. We use the Bertelli et al. (1994) absolute solar magnitudes of 4.91, 4.18, and 3.43 mag for V , I and H bands, respectively, to be consistent with the GALAXEV (Bruzual & Charlot 2003) solar model, and assume that $\mathcal{M} = 1.4 \times \mathcal{M}_{\text{HI}} + \mathcal{M}_{\text{stars}}$. The total baryon mass therefore is $\mathcal{M} = D^2 \times [\mathcal{M}/L \times C \times 10^{(m \div -2.5)} + B \times F_{\text{HI}}]$, where: $C = 0.92, 0.47, 0.24$ for the V, I, H bands respectively, and, $B = 1.4 \times 2.36 \times 10^5 \div 10^{12}$. The mass error (following Bevington 1969) is then

$$\begin{aligned}
 (\sigma_{\mathcal{M}})^2 &= (D^2 C 10^{\frac{m_{\odot}}{-2.5}})^2 \sigma \left[\mathcal{M}/L \right]^2 + \\
 &((\mathcal{M}/L) C 10^{\frac{m_{\odot}}{-2.5}} \times 0.4 \ln 10)^2 \sigma \left[m \right]^2 + (D^2 B)^2 \sigma \left[F_{\text{HI}} \right]^2 + \\
 &\left(2D(\mathcal{M}/L C 10^{\frac{m_{\odot}}{-2.5}} + B F_{\text{HI}}) \right)^2 \left[\sigma_D \right]^2
 \end{aligned} \quad (2)$$

The four terms in Eqn (2) are determined from (i) \mathcal{M}/L (from the stellar population synthesis, SPS, simulations); (ii) apparent magnitudes (from the literature

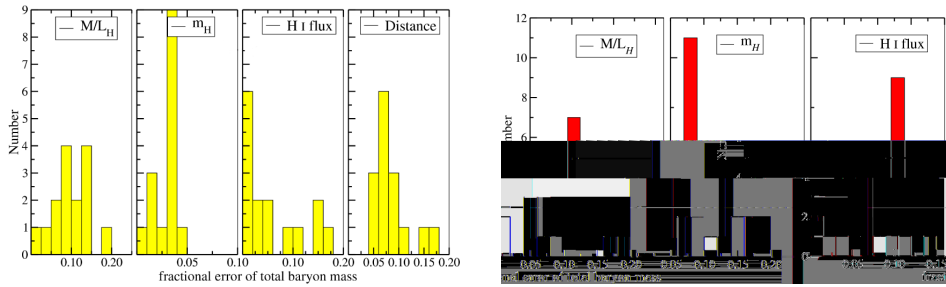


Figure 2. Histograms showing the fractional errors in total baryon mass using $(V - H)$ constrained stellar population synthesis models for the Sakai et al. (2000) (left panel) and HI selected samples (right panel). The distance errors that contribute to about 0.3 of the total baryonic mass error have not been plotted for the HI sample.

as well as observations); (iii) HI fluxes (from the literature as well as observations); and (iv) distances (from the literature and our FMD analysis). The relative contributions of the four terms to the total mass error is calculated (*e.g.*, Figure 2). The distance error contribution of 30% is the largest error source for galaxies without pri-sec distances, followed by M/L errors, then errors in the HI fluxes and finally errors in the apparent magnitude are the least significant.

4. Conclusion and Discussion

The $\langle T2000-W-H \rangle$ FMD is our most accurate FMD estimator across all galaxy types ($\sigma_D \sim 15\%$) and is considerably better at predicting nearby distances (*i.e.*, < 25 Mpc) than is the CMB FMD. Our FMD errors is the single largest error source for galaxies without pri-sec distances and constitute $\sim 30\%$ of the baryon mass error. However, this value reduces typically by a few percent if we also consider differences in the stellar mass values that arise by constraining the SPS simulations with multiple colours.

References

- Alonso, M. V. et al. 2003, AJ, 125, 2307
 Bertelli, G. et al. 1994, A&AS, 106, 275
 Bruzual, G. & Charlot, S. 2003, MNRAS, 344, 1000
 Bevington, P. R. 1969, Data reduction and error analysis, McGraw-Hill
 Faber, S. M. et al. 1989, ApJS, 69, 763
 Fixsen, D. J. et al. 1996, ApJ, 473, 576
 Karachentsev, I. D. et al. 2003, A&A, 398, 479
 Sakai, S. et al. 2000, ApJ, 529, 698
 Tonry, J. L. et al. 2000, ApJ, 530, 625
 Tonry, J. L., et al. 2001, ApJ, 546, 681
 Whiting, A. B. 2003, ApJ, 587, 186

PRESENTACIÓN MURAL

Máscaras de catálogos en pequeña escala

M. Lares

Instituto de Astronomía Teórica y Experimental (IATE)
CONICET

Abstract.

I develop an empirical method to characterize the position and shape of the observed area in dense catalogues, whose complement can be thought of as a set of holes, adapted in order to be applied efficiently in a small fraction of the full photometric catalogues. The algorithm searches for holes depending on the density of objects on the sky. Their border points are linked using a percolation algorithm in order to isolate different holes, described by polygons. The obtained masks for fields in the SDSS are used to calculate the density profile of galaxies in a cluster sample.

Resumen.

Se desarrolla un método empírico para caracterizar la posición y la forma de áreas observadas en catálogos densos, cuyo complemento se puede considerar compuesto por una serie de huecos, no necesariamente conexos. Este método está adaptado para ser aplicado eficientemente en regiones que abarcan una fracción del total (por ejemplo la región cercana a un cúmulo), pero dado que es de $\mathcal{O}(N^2)$ (donde N es el número de objetos), su aplicabilidad es limitada en regiones grandes. El procedimiento consiste en buscar galaxias que están en los bordes de las caídas bruscas de densidad, que luego son unidas usando algoritmos de percolación, y que se describen usando polígonos en la esfera. Las máscaras obtenidas para la contraparte fotométrica del SDSS de un conjunto de cúmulos RASS se usaron para obtener el perfil de densidad de galaxias, donde se puede apreciar la ventaja de aprovechar campos incompletos para mejorar la señal.

1. Introducción

La realización práctica de un catálogo de galaxias conlleva ciertas complicaciones que alteran la uniformidad del área cubierta. Se puede considerar a la máscara de un catálogo como una función $M(\alpha, \delta, m)$ que asigna a una región del cielo centrada en (α, δ) el valor de la completitud del catálogo para un rango de magnitud aparente $(m, m + \Delta m)$ en una determinada banda. La máscara define los bordes o límites de la región catalogada, que dependen de la estrategia de observación. A esta región se le deben sustraer una serie de huecos de distintas formas y tamaños. Los huecos se encuentran en las posiciones de estrellas brillantes, que deben ser enmascaradas debido a que dificultan la observación de

galaxias cercanas en proyección, o en las regiones ocupadas por trazas de satélites artificiales o que por distintas razones operacionales no hayan podido ser observadas. Como consecuencia, la máscara angular de un catálogo es muy compleja. Para caracterizarla usualmente se utilizan conjuntos de regiones simples y disconexas que forman el área total del catálogo, o bien conjuntos de puntos que determinan los bordes. Se necesita además un algoritmo para decidir si un punto dado está contenido dentro de determinada región.

Uno de los procedimientos más usados para describir la cobertura de un catálogo es aquel mediante el cual la esfera celeste se divide en un gran número de regiones de forma fija, denominados píxeles (Gorski et al., 1999), que pueden contener o no galaxias, en función de su pertenencia al área del catálogo. La desventaja de este procedimiento radica en que generalmente la forma del catálogo no se ajusta a la forma de los píxeles, situación que empeora mientras más grandes sean los mismos. Si se usan píxeles muy pequeños, el uso de la máscara requiere mayor capacidad de cómputo, y está afectado de ruido Poisson.

Otro algoritmo consiste en descomponer el área ocupada en polígonos disconexos (Hamilton & Tegmark 2000), pero también se requiere un número muy grande de polígonos para describir sectores que tengan una geometría complicada. En ambas implementaciones, para saber si un punto del cielo está incluido o no dentro del área del catálogo, hay que probar si está en alguno de los polígonos disjuntos que lo forman. Aunque existen formas de mitigar este problema (Swanson et al. 2007), aun resulta muy demandante computacionalmente manejar máscaras de esta forma. Aunque su uso es recomendable cuando se hacen estudios de la distribución en gran escala de las galaxias (por ej., Tegmark et al. 2006, Nishimichi et al. 2007, Tinker et al. 2007, Wang et al. 2007), se puede evitar cuando se quiere hacer uso formal de la cobertura angular en una región limitada. En este trabajo se desarrolló un método empírico para la elaboración de máscaras a partir de los datos, que no requiere conocer la geometría relacionada con la obtención de los mismos. Su aplicación a un gran número de regiones distintas no requiere expresar una máscara en toda la esfera, sino solamente en las regiones de interés. Como aplicación del método, descrito en la sección 2, se calculó el perfil de densidad de galaxias alrededor de cúmulos en la sección 3, y se analizan las ventajas de este procedimiento en la sección 4.

2. Método

La construcción de la máscara de un catálogo en una región dada se basa en el hecho de que la densidad de galaxias débiles es aproximadamente constante en las distintas regiones del cielo, por lo que los huecos en el catálogo se encuentran simplemente donde las galaxias no están presentes. Para identificar los huecos se define primero un radio de percolación r_0 , que es una fracción de la separación media $\langle D \rangle$, definida como el radio de un círculo que contiene en promedio una galaxia. Si un círculo con radio r_0 no contiene galaxias de la muestra, entonces se lo considera parte de un hueco o región faltante. El radio de percolación debe elegirse de tal forma que identifique los huecos adecuadamente, si es demasiado chico, da lugar a identificaciones espúreas en lugares donde hay menor densidad de galaxias, y si r_0 es muy grande, los huecos más pequeños no serán encontrados. El valor del radio de percolación r_0 depende de la densidad de objetos, o

bien, una vez fijada el área proyectada, del número total N de objetos que contiene, y se supone dado por una expresión empírica de la forma $r_0 = cte + e^{aN}$. Para obtenerla se diluyó progresivamente un campo completo y muy denso, y se calculó en cada caso el valor mínimo de r_0 para el cual no se detectaron huecos. Debido a la dispersión resultante, se eligió una función que utiliza para un campo de la misma área, un valor ligeramente superior a los valores obtenidos del proceso Monte Carlo, donde comienzan a aparecer huecos espúreos. La función elegida es $r_0 = \langle D \rangle [0,2 + 0,42 \exp(2 \cdot 10^{-4} N)]$. Aunque el número de galaxias puede estar disminuído por la falta de completitud angular, esta elección da buenos resultados. Para una aplicación rigurosa se puede realizar el procedimiento varias veces para iterar sobre el valor de r_0 .

Una vez determinado el radio de percolación, se sorteán puntos con posiciones aleatorias dentro del área de interés, y si no tiene galaxias a una distancia menor que r_0 , se marca la galaxia más cercana. La lista de galaxias así obtenida se limpia para evitar repeticiones y se somete a una búsqueda de agrupaciones mediante un algoritmo simple de tipo friends-of-friends (Huchra & Geller 1982), para reconocer geometrías complejas, o múltiples huecos. Los resultados son satisfactorios generando $\mathcal{O}(10^4)$ puntos, pero si el área del campo en estudio es muy grande, se necesitan muchos más, razón por la cual el método no es recomendable. Las galaxias del borde de los huecos se usan para caracterizarlos, formando polígonos que son simplemente la concatenación ordenada de las posiciones de esas galaxias.

3. Aplicación

Como ejemplo de aplicación de las máscaras en campos de galaxias, se calculó el perfil numérico proyectado de galaxias en cúmulos RASS (Popesso et al., 2004) utilizando la técnica de substracción de fondo, y datos obtenidos de la muestra fotométrica del SDSS (Blanton et al. 2005). La muestra total incluye 114 cúmulos con emisión en rayos X, de los cuales solamente 8 son completos hasta un radio de 5 Mpc de distancia proyectada. El perfil que resulta de esos 8 campos se muestra en la Figura 1 (derecha), que se puede comparar con el que resulta de usar todos los campos (izquierda). El uso de las máscaras permite utilizar una mayor cantidad de cúmulos (en este caso el número aumentó más de 10 veces), y obtener así una relación señal/ruido notablemente mejor.

4. Conclusiones

La creciente complejidad de las máscaras de catálogos de galaxias implica el uso de recursos computacionales aun si se quieren obtener los huecos en una pequeña región del catálogo. En este trabajo se desarrolló un método para elaborar máscaras de sectores limitados de catálogos, que no requiere conocer previamente los detalles del procedimiento observacional ni utilizar la máscara completa del catálogo. Con el mismo es posible aplicar correcciones de falta de completitud angular en sectores pequeños, sin recurrir al uso de los cientos de miles de polígonos que forman parte de las máscaras de los grandes catálogos de galaxias como 2dFGRS o SDSS. Mediante el uso de estos procedimientos fue posible

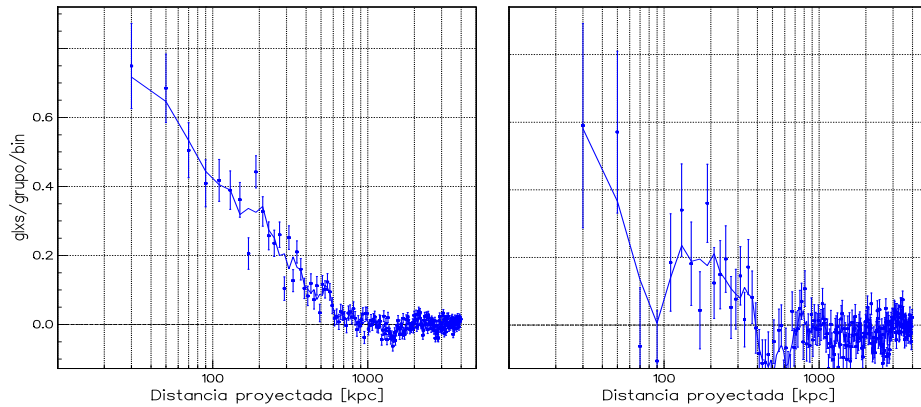


Figura 1. Perfil de densidad superficial de galaxias en cúmulos RASS-SDSS, obtenido a partir de datos fotométricos. Se muestra el perfil que se obtiene de los 8 campos completos (derecha). La figura de la izquierda incluye todos los campos corregidos mediante el uso de máscaras.

aprovechar una mayor cantidad de datos y obtener resultados más significativos estadísticamente.

Referencias

- Blanton, M.R.; Schlegel, D.J.; Strauss, M.A.; Brinkmann, J.; et al. 2005, *AJ*, 129, 2562
 Gorski, K.M.; Wandelt, B.D.; Hansen, F.K.; Hivon, E. & Banday, A.J. 1999, arXiv:astro-ph/9905275
 Hamilton, A.J.S & Tegmark, M. 2003, *MNRAS*, 349, 115
 Huchra, J.P. & Geller, M. J. 1982, *ApJ*, 257, 423
 Nishimichi, T.; Kayo, I.; Hikage, C.; et al. 2007, *PASJ*, 59, 93
 Popesso, P.; Böhringer, H.; Brinkmann, J.; Voges, W. & York, D. G. 2004, *A&A*, 423, 449
 Swanson, M.E.C.; Tegmark, M.; Hamilton, A.J.S. & Hill, J.C. 2007, arXiv0711.4352
 Tegmark, M.; Eisenstein, D.J.; Strauss, M.A.; et al. 2006, *PhRvD*, 74, 3507
 Tinker, J.L.; Conroy, C.; Norberg, P.; et al. 2007, arXiv0707.3445
 Wang, Y.; Yang, X.; Mo, H.J.; van den Bosch, F.C. 2007, *ApJ*, 664, 608

POSTER PAPER

**Gemini GMOS IFU Spectroscopy of IRAS 04505-2958: A
New Exploding BAL + IR + Fe II QSO**

S. Lipari¹, M. Bergmann², S. Sanchez³, R. Terlevich⁴, Y. Taniguchi⁵, E. Mediavilla⁶, B. Punsly, B. Garcia⁶, W. Zheng⁷, D. C. Merlo¹

¹*Observatorio Astronómico de Córdoba and CONICET*; ²*Gemini Observatory, Chile*; ³*Calar Alto Observatory, Spain*; ⁴*Univ. of Cambridge, UK*; ⁵*Tohoku Univ., Japan* ⁶*Inst. de Astrofísica de Canarias, Spain*; ⁷*Johns Hopkins Univ., USA*;

Abstract. New results of a Gemini GMOS programme of study of BAL+ IR+ Fe II QSOs are presented. We have performed a study of the kinematics, morphological, and physical conditions, in the BAL-QSO: IRAS 04505-2958. From this study, selected results are presented, mainly for the three more internal expanding shells. In particular, the GMOS data suggest that the outflow processes –in this QSO– generated multiple expanding hypergiant shells (from ~ 10 , to ~ 100 kpc), in several extreme explosive events. These new GMOS data are in good agreement with our evolutionary, explosive and composite model, where part of the ISM of the host galaxy is ejected in the form of multiple giant shells, mainly by HyN explosions. This process could generate satellite/companion galaxies, and even could expel a high fraction –or all– the host galaxy. In addition, this model for AGN could give important clues about the origin –in AGNs– of very energetic cosmic rays observed by the P. Auger Observatory

Resumen. Se presentan nuevos resultados de un programa de estudio de BAL + IR + Fe II QSOs con Gemini GMOS. Estudiamos la morfología, cinemática y condiciones físicas de IRAS 04505-2958. Resultados selectos de este estudio se presentan en este trabajo, sobre 3 de sus burbujas en expansión. Estos datos muestran un buen acuerdo con nuestro modelo evolutivo, explosivo y compuesto de AGNs/QSOs. Este modelo explosivo de AGN podría darnos claves sobre el origen –en AGN– de los rayos cósmicos detectados por el Observatorio P. Auger.

1. Introduction, the programme and observations

There is increasing evidence that galactic outflow (OF), broad absorption lines (BALs) and explosive events (ExE) play a main role, specially when the galaxies and QSOs formed (see Lipari et al. 2007).

1.1. Explosive BAL + IR + Fe II QSOs. The presence of *extreme explosions and OF* –associated mostly to the end of extreme massive stars– is an important component for different theoretical models of galaxy/QSO evolution (see Lipari et al. 2007). From the observational point of view, the presence

of multiple concentric expanding supergiant bubbles/shells in young composite BAL + IR + Fe II QSOs, with centre in the nucleus and with highly symmetric circular shape could be associated mainly with giant symmetric explosive events (Lipari et al 2003). These explosive events could be explained in a composite scenario: where the interaction between the starburst and the AGN could generate giant explosive/HyperNova (HyN) events (see Collin & Zahn 1999).

1.2. Evolutionary, Explosive and Composite Model for QSOs/AGNs.

An evolutionary, explosive and composite scenario was proposed for BAL + IR + Fe II QSOs (Lipari 1994, Lipari et al. 2005, Lipari & Terlevich 2006). Where mergers fuel extreme star formation processes and AGNs, resulting in strong dust and IR emission, large number of SN and HyN events, with expanding super giant bubbles/shells.

1.3. IRAS 04505-2958. This IR source was associated with a luminous quasar ($M_V = -25.8$) at $z = 0.286$. The first optical images and spectroscopy showed a bright nucleus, a close foreground G star (at $2''$ to the NW, from the nucleus) plus a possible tidal tail to the SE (at $\sim 2''$). HST WFPC2 images show that the possible SE “tail” is a very complex structure. Lipari et al. (2003) suggested that the SE tail/ring like structure is probably a large scale (30 kpc) external expanding shell, at $r \sim 11$ kpc. The BAL system in this IR QSO was discovered by Lipari et al.(2005) based on the evolutionary IR colour-colour diagram (Fig. 15 in their paper). Notably, the BAL shows the same blueshift as the main OF.

1.5. Gemini GMOS-IFU and HST Observations. This study is based on Gemini integral field spectroscopy, combined with Hubble Space Telescope images. 3D deep optical spectroscopy of the nuclei and the 3 more internal arcs of IRAS 04505–2958 were obtained during 4 nights in 2005 and 2007, at Gemini South. The telescope was used with the Multi-Object Spectrograph (GMOS).

2. The Hypergiant Shells System of IRAS 04505-2958: Gemini + HST Evidence of Multiple Hyper-explosive Events.

2.1. Previous Works.

Shells S1 and S2: From a study of host galaxies in QSOs, Magain et al. (2005) detected a blob close to IRAS 04505-2958, about $0.3''$ to the north-west; without other clear evidence of the host galaxy. In the present GMOS study we found that this blob is composed by two shells (S1 and S2) of $r \sim 0.2, 0.4''$ (1.1, 2.2 kpc).

Shell S3: From a study of HST images + CASLEO spectra of IRAS 04505–2958, we proposed that this extended/hyper shell was generated by explosive events with **composite hyperwinds** (Lipari et al. 2003, 2005).

Shell S4: A study of a very clear external supergiant shell at $r \sim 15''$ (~ 80 kpc) is actually in progress. The study of the very extended shells S4 and S3 is important for the analysis of the origin of the extended Ly α blobs at high redshift (Lipari & Terlevich 2006).

2.2. Gemini Results. Fig. 1a presents high resolution HST WFPC2 broadband image/contours obtained in the optical wavelengths through the filter WF2-F702W. This HST image shows: the QSO, the main concentric shell S3, and the field G star. In addition, Figs. 1a shows the observed GMOS field (~ 20 kpc \times 28 kpc). The GMOS frame was centred close to the middle position between the QSO and S3, at the PA $\sim 311^\circ$. Fig. 1b shows the [S II]/H α GMOS map.

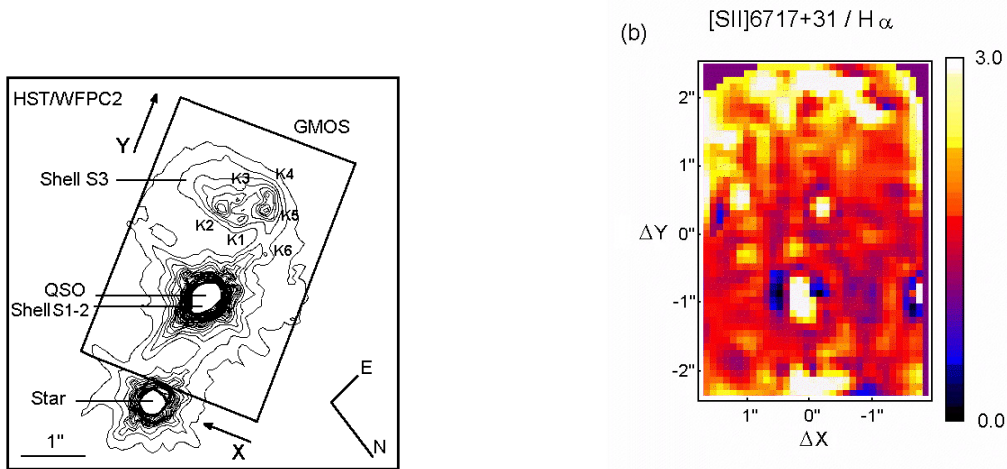


Figure 1. *Left:* HST WFPC2 Deep R Contour + GMOS field.
Rigth: [S II]/H α GMOS map.

Shell S3: Fig. 1a shows the very extended morphology of the main super giant shell. This plot was performed using a scale of fluxes starting from very low values. This very deep figure shows almost the complete emission of S3, which shows highly symmetric and circular shape, with center in the QSO.

Here, we remark some interesting properties found using the GMOS-3D spectra, the emission line and kinematics maps: (i) all the GMOS field –including S3– depicts very extended emission line and also blue continuum (at scale of ~ 15 -20 kpc around the QSO); (ii) the knots of the shell S3 show multiple emission lines with Liner properties, which are associated with shock processes. Furthermore, the [S II]/H α map (Fig. 1b) shows the typical arc structures associated with the external shocks, of the shells S3 and S2; (iii) the kinematics of these emission lines is in agreement with extreme explosive/OF processes.

Lipari et al. (2007) already proposed that the GMOS results obtained for shell S3 show properties typical of an expanding shell, and also of a companion/satellite galaxy. This fact is in good agreement with the prediction of theoretical explosive models for formation of galaxies/QSOs (proposed by Ikeuchi 1981; Ostriker & Cowie 1981).

Shells S1 and S2: The GMOS spectra, the physical condition diagrams and the kinematics maps show also very interesting properties of these 2 internal shells: multiple emission lines with Liner properties (associated with shocks); plus the kinematics is consistent with this explosive scenario.

3. Conclusion about IRAS 04505-2958 and the Explosive Model.

3.1. IRAS 04505-2958 and the concept of Galaxy Remnant/End.

A very interesting point about IRAS 04505-2958 is the fact that though shell S3 is clearly observed, at the same redshift the host galaxy of this QSO remains undetected, in spite of the very careful image analysis. Multiple explosive events expelling a high fraction of the host galaxy could be a possible explanation.

Several explosive events can eject a high fraction of the ISM; this process would play a main role in the evolution of the star formation, finally defining the mass of the remnant of the original galaxy. We call a galaxy remnant this end product of the multiple explosive processes. We believe that in IRAS 04505-2958 we are observing for the first time a candidate of a galaxy in the end phase (via explosions), and/or a remnant.

3.2. Cosmic Rays Associated with AGNs/QSOs: the new data from the P. Auger Observatory. Recently an important result was obtained at P. Auger (Abraham et al. 2007). They found that the cosmic rays (CR) with very high energy are associated with AGNs. There are mainly two Models of AGNs/QSOs, which could explain these observations: (i) Obscured and Collimated AGN/Black-Hole; (ii) Evolutionary, Explosive, and Composite Model.

The production of relativistic electrons is in young SN remnants and it is believed that remnants simultaneously produce relativistic ions/CRs (see Ellison et al. 2007). On the other hand, in the evolutive model for AGNs, HyN explosions are a main component; thus we suggest that giant remnants of HyN explosions (that we call RHyN) could be a natural candidate for the origin –in AGNs– of very energetic CRs. In addition, it is important to note that also the large duration and very energetic gamma ray bursts are associated mainly with HyN explosions.

3.3. Dark Matter in IR Mergers and BAL + IR + FeII QSOs. There are two interesting points about the relation of these BAL QSOs and dark matter: first, the sequence of these QSOs –in the evolutionary IR colour-colour diagram– starts in IR Mergers with strong OF. Our detailed 3D spectroscopic kinematical study of IR Mergers + OF (like NGC 3256, NGC 2623, etc) shows mainly sinusoidal radial velocity curve. We already discussed the possibility that the dark matter is absent in these IR Mergers (Lipari et al. 2004).

Second, it is important to remark that in the last decades the neutrinos were considered as a probable candidate for dark matter, but it is not clear their origin. Recently, the discovery of the most luminous SNe: 2006GY, 2006TF, 2005AP, which are powered by the death of extremely massive star strongly suggest that the neutrinos generated by HyN –and primordial HyN– could be considered as a candidate for the origin of at least part of the dark matter.

References

- Abraham, J. et al. [for P. Auger Colab.] 2007, *Science*, 318, 938
 Collin, S., Zahan, J. 1999, *A&A*, 344, 433
 Ellison, D. et al. 2007, *ApJ*, 661, 879
 Ikeuchi, S., 1981, *PASJ*, 33, 211
 Lipari, S. 1994, *ApJ*, 436, 102
 Lipari, S. et al. 2003, *MNRAS*, 340, 289
 Lipari, S. et al. 2004, *MNRAS*, 348, 369
 Lipari, S. et al. 2005, *MNRAS*, 360, 416
 Lipari, S. et al. 2007, Workshop AAA, in press, (astrop-ph 0707.1493)
 Lipari, S., Terlevich, R. 2006, *MNRAS*, 368, 1001
 Magain, P. et al. 2005, *Nat.*, 437, 381
 Ostriker & Cowie, 1981, *ApJ*, 243, L127

PRESENTACIÓN MURAL

Espectroscopía en banda K de M83 Actualización

D. Mast¹, R. Díaz^{2,3}, G. Günthardt¹

(1) *Observatorio Astronómico de Córdoba, Universidad Nacional de Córdoba, Argentina*

(2) *Gemini Observatory, Southern Operations Center, Chile*

(3) *CAsLeo, Conicet, San Juan, Argentina*

Abstract. We present an update of our spectroscopic study of M83 nuclear region, based on K-band spectra (1.9-2.49 μm) obtained at Gemini-North using NIRI, the Near InfraRed imager and spectrograph. Several stellar absorption and emission lines from de ionized gas are present in the chosen spectral range, which minimized dust effects, thus allowing a better characterization of the underlying stellar population in this complex dynamical scenario. The main result is a rotational motion of the K-giant population, with an amplitude of 200 km sec⁻¹ in the central 15'', and a σ -drop of the radial velocity dispersion in the central 3''.

Resumen. Presentamos la actualización de nuestro estudio espectroscópico de la región nuclear de M83, basado en espectros de banda K (1,9-2,49 μm) obtenidos en Gemini-Norte, utilizando el Near InfraRed Imager and spectrograph (NIRI). En este rango del espectro, en el que se minimizan los efectos del polvo, se encuentran varias líneas de absorción estelares y líneas de emisión del gas ionizado. Todo esto permite una mejor caracterización de la población estelar subyacente en este complejo escenario dinámico. Los principales resultados de este trabajo son la rotación de la población de gigantes K, con una amplitud de 200 km/s dentro de los 15'' centrales, y la caída en la dispersión de velocidades radiales (σ -drop) dentro de los 3'' centrales.

1. Introducción

En trabajos anteriores (Mast et al. 2006, Díaz et al. 2006) hemos estudiado la cinemática del gas ionizado tanto en el óptico ($\text{H}\alpha$) como en el cercano IR ($\text{Pa}\beta$), de la región central de lo que hoy en día se conoce como el núcleo starburst más cercano. Podemos decir que nuestro conocimiento en lo que a la dinámica del gas respecta en la región central de M83, es bastante completo. Para lograr dilucidar este complejo escenario hemos comenzado una segunda etapa, donde estudiamos la cinemática estelar. Presentamos aquí una actualización de nuestro estudio, donde se destacan la confirmación de la caída en la dispersión de velocidades radiales en la región nuclear, utilizando la librería de templates estelares de

Gemini-GNIRS, y la estimación de las edades a partir de distintos indicadores (anchos equivalentes (EW) del CO, Br γ y H α).

2. Observación

Para estudiar la población estelar subyacente en la región central de M83, utilizamos espectros de archivo centrados en la banda K (1,9-2,49 μm), ángulo de posición (PA)0deg, obtenidos en Gemini-Norte, con el instrumento NIRI (Near InfraRed Imager and spectrograph). Estos espectros poseen un poder resolvente $R(\lambda/\Delta\lambda) = 780$. La ranura utilizada posee un ancho de 4,02 pixeles y un tamaño angular de $(0,47 \times 110)''$. La figura 1 muestra dos extracciones del espectro, con las líneas más importantes indicadas.

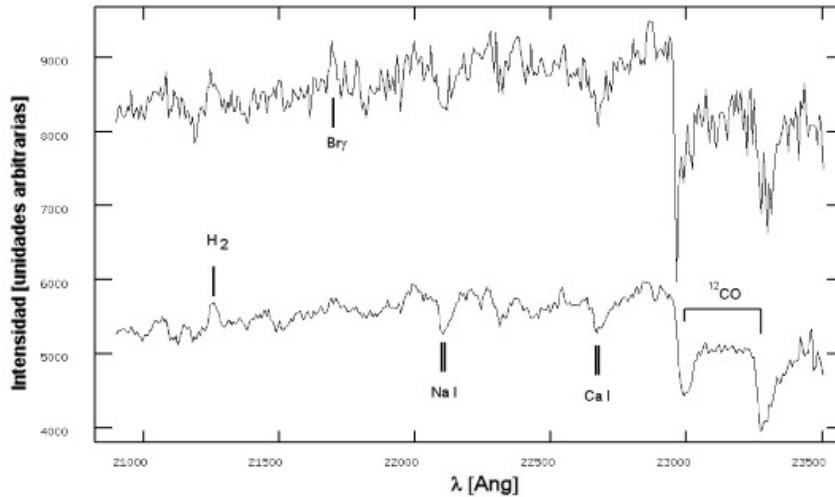


Figura 1. Espectros de la región sur del núcleo (arriba) y de la región nuclear (abajo). En ambos espectros se han indicado las principales líneas de absorción y emisión detectadas. Claramente, la característica más notable y en la que se basa la robustez tanto la determinación de velocidades como la de las edades, es la banda de absorción del CO.

3. Resultados

Utilizando la técnica de Correlaciones Cruzadas de Fourier, determinamos la distribución de velocidades radiales, confirmando que el sistema de gigantes K se encuentra en rotación (Mast et al. 2006). Para el presente trabajo, se volvieron a determinar las velocidades y la dispersión de velocidades radiales, pero esta vez, utilizando la librería de templates Gemini-Gnirs (Winge, Riffel and Storchi-Bergmann, en preparación). Confirmamos una caída en la dispersión de velocidades para el núcleo óptico (σ -drop, Figura 2 derecha). Esto es consistente con una población estelar cuyo movimiento se encuentra aún asociado al plano.

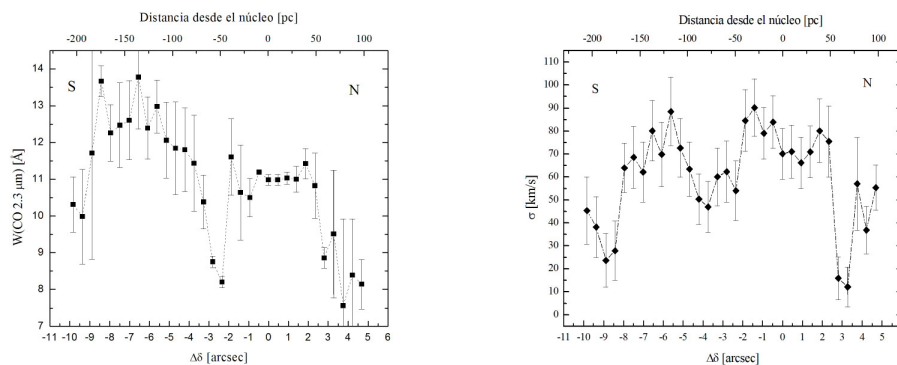


Figura 2. *Izquierda:* (izq.) Distribución de $EW(\text{CO})$ determinadas según Origlia et al. (1993). Se confirman los dos picos en la distribución. Uno correspondiente al núcleo óptico, y el otro, mayor, correspondiente al arco de formación estelar.

Derecha: Curva de dispersión de velocidades radiales, obtenida utilizando como template la estrella cuyo EW se asimila más al de M83 (HD32440, K6III).

Se determinaron el $EW(\text{CO})$ (Figura 2 izquierda) y el $EW(\text{Br}\gamma)$. Para la determinación del $EW(\text{CO})$ se utilizó el mismo rango espectral que Origlia et al. (1993). De esta forma, podemos comparar nuestros resultados con los modelos de Starburst99 (S99, Leitherer et al. 1999) y hacer una estimación de la edad del starburst, teniendo en cuenta las complicaciones de estos modelos para edades superiores a 10^7 años y baja metalicidad (Förster Schreiber et al. 2003, Vázquez et al. 2005, Maraston 2005).

4. Observaciones $\text{H}\alpha$

En mayo de 2007 se realizaron nuevas observaciones en el rango de $\text{H}\alpha$, utilizando el telescopio de 2,15 m de CAsLeo, con el objeto de complementar el análisis de edades y estudiar los posibles mecanismos de excitación responsables de la emisión de H_2 (21218) detectada en nuestros espectros de banda K (Mast & Díaz 2007, en preparación). Luego de corregir por extinción las mediciones de $EW(\text{H}\alpha)$ de los $20''$ centrales, utilizando el mapa de A_V generado a partir de las imágenes del Hubble Space Telescope (HST) en los filtros $\text{H}\alpha$ y $\text{Pa}\alpha$ (Mast et al. 2006), pudimos comparar estos valores de $EW(\text{H}\alpha)_{int}$ con los modelos de S99. El mismo procedimiento se llevó a cabo con las mediciones de $EW(\text{Br}\gamma)$.

5. Análisis de errores

Para la determinación y análisis de errores de las velocidades radiales y su dispersión, se utilizaron 17 templates correspondientes a gigantes y supergigantes, de tipo espectral desde F7III a M3III. Cada uno de los templates fue convolucionado con una gaussiana para simular el ancho instrumental de NIRI. Luego, a partir de cada template se generaron templates artificiales ensanchando el original a pasos de 10 km/s, desde 10 a 200 km/s. Al correlacionar cada template con

sus templates ensanchados, se genera la curva de calibración correspondiente. A cada curva de calibración se le realizó un ajuste lineal. En el rango de trabajo, las curvas mantienen un comportamiento lineal. Esto permite corregir el valor medido en la correlación de los templates con los espectros de M83.

6. Edades

De manera similar a la calibración para corregir las mediciones de dispersión, se realizó una calibración para el EW(CO) en función de la dispersión de velocidad medida. Esta calibración nos indica la corrección que debemos hacerle al EW medido, dependiendo de la dispersión de velocidad. Los valores de la Figura 2, no están corregidos por la posible contribución al continuo de fuentes no estelares (Förster Schreiber et al. 2003). Puxley et al. (1997), mediante el análisis del cociente del W(CO) en bandas *H* y *K*, concluyen que las variaciones del W(CO) observadas en la región central de M83, no pueden asociarse a dilución debida al polvo. En nuestro trabajo en preparación, analizamos este punto en detalle. Una vez determinadas las distribuciones de EW de H α , Br γ y CO, podemos hacer una estimación de la edad del starburst utilizando los modelos de SB99. Consideramos para esto, un estallido instantáneo, una FIM de Salpeter con límites en masa de 1 a 100 M $_{\odot}$ y metalicidad Z=0.04 (2Z $_{\odot}$ que parecería ser la más adecuada para M83, según los últimos estudios (Bresolin & Kennicutt, 2002). Para Br γ obtuvimos una edad de $(6,8 \pm 0,1) \times 10^6$ años, y para H α $(6,70 \pm 0,08) \times 10^6$ años. El análisis detallado de la estimación de edades se incluye en el próximo trabajo (Mast & Díaz 2007, en preparación). Los errores indicados representan 2 σ del error en la determinación del EW y su consiguiente error en la comparación con los modelos, pero no tienen en cuenta los errores debidos a la corrección por extinción. Esta es sin duda la principal fuente de error y su análisis se incluye en el próximo trabajo.

Referencias

- Bresolin, F. & Kennicutt, R. C. 2002, ApJ, 572, 838
 Díaz, R., Dottori, H., Agüero, M.P., Mediavilla, E., Rodrigues, I., Mast, D., 2006, ApJ, 652,1122
 Forster Schreiber, N.M., Genzel, R, y Lutz, D, 2003, ApJ, 599, 193
 Leitherer, C., et al. 1999, ApJS, 123, 3
 Maraston, C., 2005, MNRAS, 362, 799
 Mast, D. & Díaz, R., 2006, BAAA49, en prensa
 Mast,D., Díaz, R., Agüero, M.P., 2006, AJ, 131, 1394
 Puxley, P., Doyon, R., y Ward, M.J, 1997, ApJ, 476, 120
 Vázquez, G.A y Leitherer, C., 2005, ApJ, 621, 717
 Winge, Riffel & Storchi-Bergmann, en preparación

PRESENTACIÓN ORAL

Environment of Luminous Red Galaxies

A. O'Mill^{1,2}, C. Valotto^{1,3}

(1) Instituto de Astronomía Teórica y Experimental (IATE),
Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba

(2) Secretaría de Ciencia y Tecnología (Secyt), Universidad Nacional de Córdoba

(3) Consejo de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET)

Abstract. We used photometric redshifts to analyse the environment of luminous red galaxies at redshift range $0.25 < z < 0.35$. Luminous red galaxies have been selected from galaxy spectroscopic redshift catalog and the photometric tracer sample has been drawn from the SDSS DR4 data release. Photometric redshifts were obtained using the ANNz code.

Resumen. Usamos las técnicas de *redshift* fotométrico para analizar el entorno de galaxias rojas luminosas en el rango de *redshift* $0,25 < z < 0,35$. Las galaxias rojas luminosas fueron seleccionadas de galaxias con *redshift* espectroscópico y las galaxias fotométricas trazadoras fueron seleccionadas del SDSS DR4. Los *redshift* fotométricos fueron obtenidos con el código ANNz.

1. Introducción

En este trabajo utilizamos galaxias seleccionadas del Sloan Digital Sky Survey (SDSS), data release 4. El SDSS es uno de los más grandes relevamientos de los últimos tiempos, que espera cubrir π sr en el hemisferio norte y 225 grados cuadrados en el sur. El sistema fotométrico del SDSS usa 5 bandas, que cubren el rango de longitud de onda entre 3000Å y 10000Å (Fukugita et al. 1996, Hogg et al. 2001, Smith 2002). Posee dos muestras importantes de galaxias con datos espectroscópicos: las galaxias principales (MGS) con un rango de *redshift* $0 < z < 0,2$ y un máximo en $z = 0,1$; y las galaxias rojas luminosas (LRG), muestra dominada por galaxias más luminosas, las cuales fueron seleccionadas en base a cortes en color. Con estos grandes catálogos la necesidad del uso de los *redshift* fotométricos es cada vez más evidente. Estos grandes relevamientos producen bases de datos fotométricos de grandes dimensiones que pueden ser procesados con códigos de cómputo de *redshift* fotométricos y así obtener información de distancia y poder estudiar las propiedades evolutivas de las galaxias. Los *redshifts* fotométricos (*zphot*) son un instrumento estadístico poderoso para los estudios de las propiedades de galaxias a *redshifts* intermedios y altos, donde la espectroscopía no ofrece información. Existen diferentes técnicas para la estimación de *zphot* (Benitez 1998, Bolzonella et al. 2000, Csabai et al. 2003, Conolly et al. 1995).

2. Calibración

Para la determinación de los *redshifts* fotométricos utilizamos el código Artificial Neural Network (ANNz, Collister y Lahav 2004). Este código requiere un conjunto de galaxias de entrenamiento, que fue seleccionado de una muestra aleatoria de galaxias del SDSS que incluyeran MGC, LRG y AGN en un rango de *redshift* de $0,6 < z < 0,6$. La Figura 1 muestra la relación *redshift* espectroscópico versus *redshift* fotométrico para todos los objetos del SDSS DR4. El panel inferior muestra $\sigma^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (z_{spec}^i - z_{phot}^i)^2$ en función del *redshift* espectroscópico (correcciones-*k* Blanton et al. 2003 (*KCORRECT* version 4.1)).

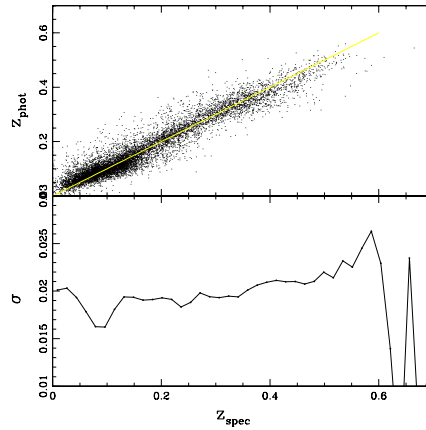


Figura 1. Panel superior: z_{phot} vs z_{spec} para todo el conjunto de galaxias. La línea sólida muestra la relación $z_{phot} = z_{spec}$. Panel inferior: σ versus *redshifts* para este trabajo.

3. Muestras de galaxias

Para este trabajo utilizamos dos muestras de centros en cuyos entornos analizaremos sus propiedades estadísticas. La primera muestra la componen las Galaxias Rojas Luminosas (LRG) del SDSS DR4, de las cuales se analizaron tres submuestras en diferentes cortes de luminosidad ($-22,1 < M_r < -21,00$, $-22,35 < M_r < -22,20$ y $-22,50 < M_r < -22,35$). La segunda muestra consiste en cúmulos extraídos del catálogo *maxBCG* (Koester et al. 2007), seleccionados mediante la secuencia roja e información fotométrica. Ambas muestras son limitadas en volumen en un rango $0,25 < z < 0,35$ con una completa hasta $M_r = -19$.

3.1. Densidad proyectada

Para caracterizar el entorno de las galaxias usamos la densidad proyectada. Adoptamos el estimador de densidades locales proyectadas utilizado en Balogh et al. (2004) y Baldry et al. (2004), $\Sigma = \frac{5}{\pi * r_5^2}$. La densidad proyectada r_5 es computada para la quinta galaxia vecina más brillante que $M_r - 5 \log(h) = -21,5$, con

una dispersión de velocidad $\Delta V \pm 3000 km s^{-1}$. La Figura 2 y 3 panel superior izquierdo muestra la distribución de densidades proyectadas para las muestras consideradas. Como muestra control se grafica la distribución de densidades proyectadas para una muestra de galaxias de campo.

4. Función de luminosidad

La función de luminosidad (FL) brinda información fundamental para establecer restricciones en los modelos de formación y evolución de galaxias. Las Figuras 2 y 3 muestran la función de luminosidad obtenida para ambas muestras, limitadas en volumen con una magnitud límite $M_r = -19$, dentro de un radio proyectado $r_p = Mpc/h$. En esta figura se muestra la distribución de densidades, y en cada panel la FL calculada para diferentes ΔV . En línea continua se observa el cálculo para la muestra completa y en trazos para la muestra con $\Sigma < 0,2$ y línea de puntos $\Sigma > 0,2$. La luminosidad característica M^* es de $-20,5$ para las galaxias de campo y $-21,5$ para las galaxias LRG y BCG. Los parámetros resultantes de los ajustes de una función de Schechter para las FL de las muestras LRG y BCG son: $\alpha \sim -0,9$ y un $M^* \sim -21,5$ para $\Delta V \pm 3000 km s^{-1}$. Se encuentra que en el cálculo de la FL, la pendiente en el extremo débil, α , permanece estable dentro de los errores estadísticos sugiriendo un comportamiento estable.

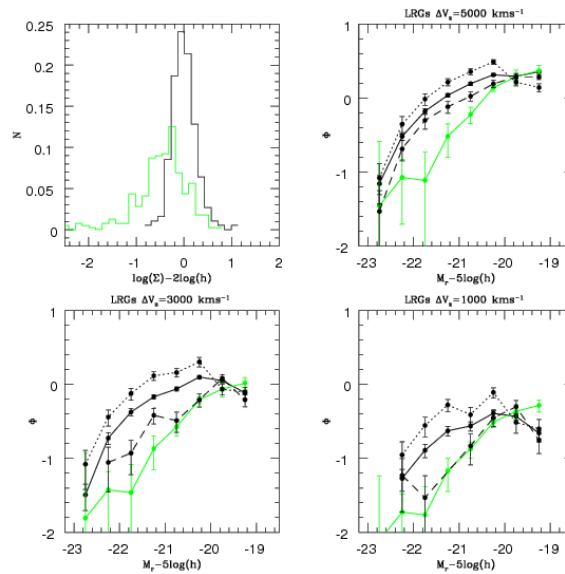


Figura 2. Función de luminosidad para galaxias LRG. Línea continua FL para la muestra completa de galaxias, línea de trazos FL para galaxias con densidades menores a 0.2 y línea de puntos FL para densidades mayores que 0.2. FL en trazo verde corresponde a las galaxias de campo.

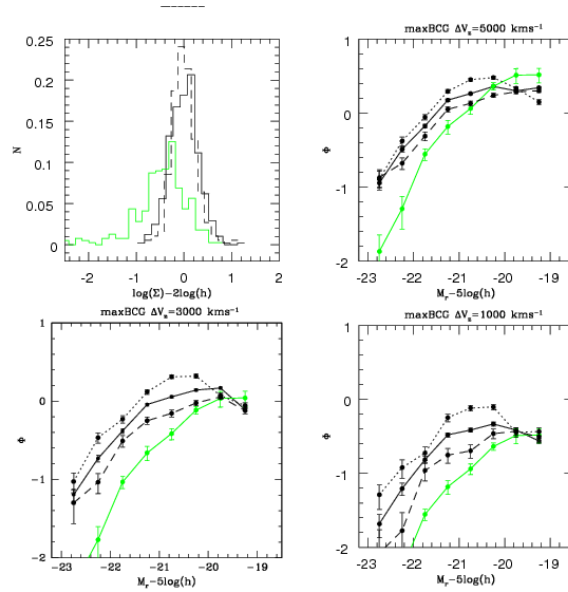


Figura 3. Función de luminosidad para galaxias maxBCG (panel derecho). Línea continua FL para la muestra completa de galaxias, línea de trazos FL para galaxias con densidades menores a 0.2 y línea de puntos FL para densidades mayores que 0.2. FL en trazo verde corresponde a las galaxias de campo.

Referencias

- Baldry, I.K., Balogh, M.L., Bower, R., Glazebrook, K., & Nichol, R.C. 2004, AIP Conf.Proc.743: The New Cosmology: Conference on Strings and Cosmology, 743, 106
- Balogh, M.L., Baldry, I.K., Nichol, R., Miller, C., Bower, R., & Glazebrook, K. 2004b, ApJ, 615, L101
- Benitez, N. 1998, Abstracts of the 19th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics and Cosmology, held in Paris, France, Dec.14-18, 1998. Eds.: J.Paul, T.Montmerle, and E.Aubourg (CEA Saclay), meeting abstract.,
- Blanton, M.R., et al. 2003, AJ, 125, 2348
- Bolzonella, M., Miralles, J.-M., & Pelló, R. 2000, A&A, 363, 476
- Collister, A.A., & Lahav, O. 2004, PASP, 116, 345
- Connolly, A.J., Csabai, I., Szalay, A.S., Koo, D.C., Kron, R.G., & Munn, J.A. 1995, AJ, 110, 2655
- Csabai, I., et al. 2003, AJ, 125, 580
- Fukugita, M., Ichikawa, T., Gunn, J.E., Doi, M., Shimasaku, K., & Schneider, D.P. 1996, AJ, 111, 1748
- Hogg, D.W., Blanton, M., & SDSS Collaboration 2001, Bulletin of the American Astronomical Society, 34, 570

ORAL PAPER

Effects of interaction on the rotation curves of disk galaxies

S. Pedrosa^{1,2}, P. B. Tissera^{1,2}, I. Fuentes-Carrera³, C. Mendes de Oliveira⁴

(1) Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, CONICET, Argentina

(2) Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE), Buenos Aires, Argentina

(3) GEPI, Observatoire de Paris, CNRS, Université Paris Diderot, France

(4) Universidade de São Paulo, Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas, Departamento de Astronomia, Brazil

Abstract. Using simulations of major mergers in 3D, we study the rotation curves (RC) of interacting galaxies in pairs during the first encounter with the aim of reproducing and analysing features in the rotation velocity which could be attributed to the effects of the presence of a companion. We find that the asymmetry in the RCs can be used to estimate if the peripassage has occurred in the last 0.5 Gyr.

Resumen. Usando simulaciones de fusiones de pares de galaxias de masas iguales en 3D, estudiamos las curvas de rotación durante el primer encuentro con el objetivo de reproducir y analizar características en la velocidad de rotación que puedan atribuirse a efectos debidos a la presencia de una compañera. Encontramos que la asimetría en las curvas de rotación puede utilizarse para estimar si el pericentro ha sucedido en los últimos 0.5 Gyr.

1. Introduction

For interacting galaxies, features on the RCs are related not only to the structure of the disk itself, but also to the external perturbations due to the companion (e.g. Elmegreen and Elmegreen 1990; Salo and Laurikainen 2000; Marquez et al. 2002; Mendes de Oliveira et al. 2003; Fuentes Carrera et al. 2004; Garrido et al. 2005). One noticeable perturbation in a rotation curve occurs when the velocity on one side decreases considerably while the other side remains fairly constant. Commonly these features, so called bifurcations, happen when there is a close companion galaxy. Previous numerical works on interactions of galaxy pairs during early stages of the process, show features in the rotation curves of the simulated galaxies as discussed by Barton et al. (1999) and Kronberger et al. (2006) (hereafter K06), among others. However, these numerical works studied the perturbations on the rotation curves by emulating the process of observa-

tions. As mentioned by K06, the characteristics of the signature of perturbations in the RCs depend strongly on the viewing angle. Hence, in our work we choose to do the analysis in 3D, to uncover the real level of disturbance of the systems. For this purpose, we used a combined N-body/hydrodynamic simulation with cooling, star formation, supernova feedback and galactic winds.

2. The Numerical Experiments

We run pre-prepared initial conditions of major mergers involving Milky-Way type galaxies. We use the procedure developed by Springel et al. (2005) to construct near-equilibrium galaxies, each one consisting of a dark matter halo, a disk of gas and stars and a bulge. We use 110000 total particles to resolve each galaxy. The simulations were run by using the Tree-SPH Gadget-2 code (Springel 2005). The cold gas can form new stars following the Kennicutt law according to a stochastic algorithm (Scannapieco et al. 2005). We assume a 10% fraction of baryons initially in the form of gas. Galaxies are set on parabolic orbits and will merge due to dynamical friction. The minimum separation achieved during the first passage is 30 kpc h^{-1} . We investigated four possible configurations for the angular momentum orientation: parallel, prograde and retrograde, and perpendicular, also prograde and retrograde. The systems experienced a number of close encounters until they finally merged. In this work we focus only on the perturbation arising during the first close passage.

3. Simulated Rotation Curves

At a given time during the interaction, the simulated RCs are constructed by calculating v_ϕ on the rotation plane (defined as the plane perpendicular to the total angular momentum of the system) as a function of distance to the mass centre of the galaxy. For the purposes of analysing possible asymmetries in the RCs, we considered v_ϕ within four cones of solid angle of 10 degrees along two orthonormal directions on the disk plane: $\alpha - \beta$, $\delta - \gamma$ (general trends are insensitive to variations of these angles). We calculated the mean tangential velocity, $\langle v_\phi \rangle$, estimated in equally spaced radial bins, and compare this velocity with the predicted circular one. We found, depending on the direction considered, a very asymmetric response of the disk as a function of time: the velocity on one side of the galaxy decreases considerably, while the velocity on the other-side remains fairly constant, producing a bifurcation similar to those reported in observational works.

In order to assess the effects of the interaction on the rotation curve we defined the residual velocities between the RC and the circular velocity as: $R = \langle v_\phi \rangle - V_{\text{cir}}$. Since we are interested in the evolution of these differences with time, we calculate a mean residual velocity $\langle R \rangle$ at each given time, averaging out the corresponding residuals. We find that, in general, significant residuals are present starting at $t \approx 1.25 \text{ Gyr}$ which corresponds to the time of peripassage. We note that the largest bifurcations appear when the RC is measured within the angular sector closer to the companion galaxy.

A detailed analysis of the angular momentum content of the simulated galaxies shows that these residuals can be directly linked to the variation of angular momentum on orthogonal directions.

4. Bifurcations as time indicators

We analyse the evolution with time of the global RC asymmetry, defined by Dale et al. (2001). This asymmetry parameter is calculated as the area between the approaching and receding halves of the RC, normalized by the average area under the curve. The evolution of the asymmetry with time shows that when the simulated galaxies are approximately $r = 30 \text{ kpc h}^{-1}$ away, significant signatures of asymmetry appears. Similar levels of asymmetry are detected in our four experiments, although the details of the features vary from one another.

Hence, according to the trends that we found in the residuals velocities and the asymmetry, two galaxies need to be very close to start experiencing a significant, internal re-distribution of angular momentum and mass, but when this has occurred, the RCs remain perturbed for an extended period until they reach equilibrium again, after almost 1 Gyr h^{-1} of the pericentre, in agreement with previous findings (K06).

We also explored the possibility that the bifurcation radius, BR, defined as the radius from where the rotational curves separate from each other, could be used as an indicator of the stage of evolution in the interaction. To estimate this radius, we calculate the media between the normalized difference of the mean tangential velocities measured on opposite orientation. We defined as BR the radius at which this difference is larger than 15%. BR is taken equal zero if this difference remains smaller than this value. In Fig. 1 we show the results for BR calculated along the $\alpha - \beta$ direction for experiment A. After the pericentre, several bifurcation radius can be identified.

We can see that the presence of a bifurcation is a signature that the first pericentre has already occurred. But there is no clear trend of BR as a function of time that would allow us to use this radius to estimate the time interval since the pericentre.

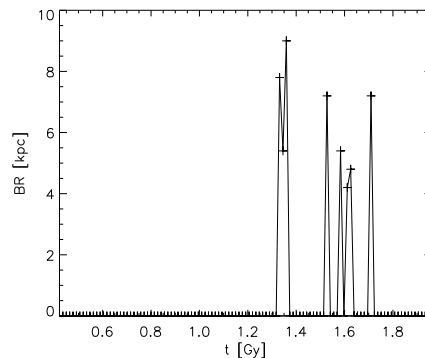


Figure 1. Bifurcation radius as a function of time for one experiment, measured along $\alpha - \beta$ direction

5. Conclusions

Our main conclusions are:

1. The most significant asymmetries in the RC are detected at peripassage when the systems are separated $\approx 30 \text{ kpc h}^{-1}$. Perturbations in the RCs can be detected even after almost 1 Gyr h^{-1} of the peripassage in agreement with previous works (K06)
2. The asymmetry (defined by Dale et al. 2001) shows a clear increase at the peripassage, for the four experiments, reaching values a factor of two larger than the levels detected for RCs in equilibrium. After $\approx 0.5 \text{ Gyr h}^{-1}$, the asymmetry begins to decrease again to lower values.
3. From the pericentre, several BR can be detected. But a more clear correlation of the BR with time is still needed to use it as a tool for timing the interaction.

Acknowledgments. IFC acknowledges the financial support of FAPESP grant No. 03/01625-2 and the Sixth Framework Program of the EU for a Marie Curie Postdoctoral Fellowship. CMdO would like to acknowledge support from the Brazilian agencies FAPESP (projeto temático 01/07342-7), CNPq and CAPES. This work was partially supported by the European Union's ALFA-II programme, through LENAC and Conicet from Argentina. Numerical simulations were run on HOPE, Beowulf Cluster at the Institute for Astronomy and Space Physics.

References

- Barton, E.J., Bromley, B.C. & Geller, M.J. 1999, *ApJ*, 511, 25
 Dale, D.A., Giovanelli, R., Haynes, M.P. et al. 2001, *AJ*, 121, 1886
 Elmegreen, D. & Elmegreen, B. G. 1990, *ApJ*, 364, 412
 Fuentes-Carrera, I., Rosado, M., Amram, P., Dultzin-Hacyan, D., Cruz-González, I., Salo, H., Laurikainen, E., Bernal, A., Ambrocio-Cruz, P. & Le Coarer, E. 2004, *A&A* 415, 451
 Garrido, O., Marcelin, M., Amram, P. et al. 2005, *MNRAS*, 362, 127
 Kronberger, T., Kapferer, W., Schindler, S., Bohm, A., Kutdemir, E., Ziegler, B. L. 2006, *A&A*, 458, 69
 Marquez, I., Masegosa, J., Moles, M., et al. 2002, *A&A*, 393, 389
 Mendes de Oliveira, C., Amram, P., Plana, H. & Balkowski, C. 2003, *AJ*, 126, 2635
 Springel, V., Di Matteo, T. and Hernquist, L. 2005, *MNRAS*, 361, 776
 Springel, V. 2005, *MNRAS*, 364, 1105
 Scannapieco, C., Tissera, P. B., White, S. D. M., Springel, V. 2005, *MNRAS*, 364, 552
 Salo, H. & Laurikainen, E. 2000, *MNRAS*, 319, 377

ORAL PAPER

Cosmological parameters and non–vacuum initial states

Claudia Scóccola¹, Ariel Sánchez², Susana Landau³, Alejandro Gangui⁴

(1) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, La Plata.*

(2) *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, Córdoba.*

(3) *Departamento de Física, FCEyN, UBA, Buenos Aires.*

(4) *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, Buenos Aires.*

Abstract. A class of spatially flat models with a cosmological constant (Λ) and a primordial broken scale invariant (BSI) spectrum of adiabatic perturbations is confronted with the most up-to-date observational data of CMB and matter power spectrum. The theoretical model includes a parameter n_b for the number of quanta in the non–vacuum initial state, and a privileged scale leading to the existence of a feature in the primordial spectrum. This feature is located at comoving wavenumber k_b and its profile is characterized by a step in k with steepness α , the full set $\{n_b, k_b, \alpha\}$ being taken as free parameters in our numerical study. We present preliminary results of a detailed Markov Chain Monte Carlo (MCMC) analysis with CAMB and COSMOMC of the latest CMB and $P(k)$ measurements, including the 3-year WMAP and the final 2dFGRS catalogue, where we derive joint constraints on eight out of the many relevant primary parameters of our BSI adiabatic model.

Resumen. Realizamos una comparación detallada de una clase de modelos espacialmente planos, con Λ y un espectro primordial de perturbaciones adiabáticas con rotura de la invariancia de escala, con los datos observacionales de la radiación cósmica de fondo (CMB) y del espectro de potencias de la materia. El modelo teórico incluye un parámetro n_b para el número de cuantos correspondientes al estado inicial de no–vacío, y una escala privilegiada que señala la presencia de un “rasgo” particular (feature) en el espectro primordial de potencias. Este rasgo se localiza en la longitud de onda comoviente k_b y su perfil tiene la forma de un escalón en k con pendiente α . Las tres cantidades $\{n_b, k_b, \alpha\}$ son consideradas parámetros libres en nuestro estudio numérico. Presentamos resultados preliminares de un análisis de tipo MCMC de los últimos datos de CMB y $P(k)$, incluyendo WMAP-3 y el catálogo final 2dFGRS, y deducimos límites sobre ocho de los varios parámetros principales de nuestro modelo.

1. Introduction

The recent progress in cosmological observations, mainly from the measurements of the Cosmic Microwave Background (CMB) radiation and the large scale structure of the Universe, have revolutionized our knowledge of the val-

ues of the basic cosmological parameters, helping to establish the Λ CDM as the standard cosmological model. According to this model, the Universe is roughly spatially flat with approximately one-third of its energy content in the form of mass and the remaining two-thirds in the form of some sort of dark energy. The primordial cosmological fluctuations that seeded the astrophysical structures we see today were adiabatic, gaussian-distributed and had a nearly scale invariant power spectrum, in consistency with standard inflationary models.

A built-in characteristic scale is one of the simplest ways to generalize the standard vacuum initial state for the cosmological perturbations of quantum mechanical origin which possesses no privileged scale. It also opens up the window to consider general BSI models of the early universe and to see whether those constitute a class of models that can fit present-day observations better than what standard inflation does. It is our aim here to concentrate ourselves in a particular BSI model, namely, a model where a feature in the matter power spectrum is located at an arbitrary comoving wavenumber k_b with a profile characterized by a step in k with steepness α . We improve over previous analyses by adding to the feature parameters many more cosmological parameters in a Markov Chain Monte Carlo (MCMC) analysis, and we study how much the primordial model that best agrees with current data is constrained by this.

2. Power spectrum from non-vacuum initial states

The models we are studying here belong to a class with a BSI power spectrum for the matter density and were analyzed in detail in Gangui et al. (2002). In this section we give a brief overview of the most essential features of this model. In the theory of cosmological perturbations of quantum-mechanical origin, the perturbed inflaton field and the Bardeen potential are both linked through the Einstein equations. As such, it is clear that they should be placed in the same quantum state. Let us consider a quantum scalar field living in a spatially flat Robertson-Walker background. The expression of the corresponding quantum operator for the field is

$$\varphi(\eta, \mathbf{x}) = \frac{1}{a(\eta)} \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int \frac{d^3\mathbf{k}}{\sqrt{2k}} \left[\mu_k(\eta) c_{\mathbf{k}}(\eta_i) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} + \mu_k^*(\eta) c_{\mathbf{k}}^\dagger(\eta_i) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} \right]. \quad (1)$$

In this expression, $c_{\mathbf{k}}(\eta_i)$ and $c_{\mathbf{k}}^\dagger(\eta_i)$ are the annihilation and creation operators, respectively, which satisfy the commutation relation $[c_{\mathbf{k}}, c_{\mathbf{p}}^\dagger] = \delta(\mathbf{k} - \mathbf{p})$, and $a(\eta)$ is the scale factor depending on conformal time η . The equation of motion for the mode function $\mu_k(\eta)$ can be written as $\mu_k'' + (k^2 - \frac{a''}{a})\mu_k = 0$, where the “primes” stand for derivatives with respect to conformal time. The above is the characteristic equation of a parametric oscillator whose time-dependent frequency depends both on the scale factor and its derivative.

In order to define a general non-vacuum initial state, let $\mathcal{D}(\sigma)$ be a domain in momentum space, such that if \mathbf{k} is between 0 and σ , the domain $\mathcal{D}(\sigma)$ is filled by n quanta, while otherwise \mathcal{D} contains no quanta. The state characterized by n quanta, $|\Psi_1(\sigma, n)\rangle$, is defined by

$$|\Psi_1(\sigma, n)\rangle \equiv \prod_{\mathbf{k} \in \mathcal{D}(\sigma)} \frac{(c_{\mathbf{k}}^\dagger)^n}{\sqrt{n!}} |0_{\mathbf{k}}\rangle \bigotimes_{\mathbf{p} \notin \mathcal{D}(\sigma)} |0_{\mathbf{p}}\rangle = \bigotimes_{\mathbf{k} \in \mathcal{D}(\sigma)} |n_{\mathbf{k}}\rangle \bigotimes_{\mathbf{p} \notin \mathcal{D}(\sigma)} |0_{\mathbf{p}}\rangle. \quad (2)$$

The state $|n_{\mathbf{k}}\rangle$ is an n -particle state satisfying, at conformal time $\eta = \eta_i$: $c_{\mathbf{k}}|n_{\mathbf{k}}\rangle = \sqrt{n}|(n-1)_{\mathbf{k}}\rangle$ and $c_{\mathbf{k}}^\dagger|n_{\mathbf{k}}\rangle = \sqrt{n+1}|(n+1)_{\mathbf{k}}\rangle$. From this we obtain the normalization $\langle\Psi_1(\sigma, n)|\Psi_1(\sigma', n')\rangle = \delta(\sigma - \sigma')\delta_{nn'}$, as well as the following 2-point functions for all the combinations of annihilation and creation operators

$$\begin{aligned}\langle\Psi_1(\sigma, n)|c_{\mathbf{p}}c_{\mathbf{q}}|\Psi_1(\sigma, n)\rangle &= \langle\Psi_1(\sigma, n)|c_{\mathbf{p}}^\dagger c_{\mathbf{q}}^\dagger|\Psi_1(\sigma, n)\rangle = 0, \\ \langle\Psi_1(\sigma, n)|c_{\mathbf{p}}c_{\mathbf{q}}^\dagger|\Psi_1(\sigma, n)\rangle &= n\delta(\mathbf{q}\in\mathcal{D})\delta(\mathbf{p}-\mathbf{q}) + \delta(\mathbf{p}-\mathbf{q}), \\ \langle\Psi_1(\sigma, n)|c_{\mathbf{p}}^\dagger c_{\mathbf{q}}|\Psi_1(\sigma, n)\rangle &= n\delta(\mathbf{q}\in\mathcal{D})\delta(\mathbf{p}-\mathbf{q}).\end{aligned}\quad (3)$$

In these formulas, $\delta(\mathbf{q}\in\mathcal{D})$ is a function that is equal to 1 if $\mathbf{q}\in\mathcal{D}$ and 0 otherwise. From these last expressions we already notice that, when computing mean values for relevant quantities, extra terms proportional to the number of quanta n appear all the time, as we will see below is the case for the power spectrum of the Bardeen potential.

However, as it was emphasized in Gangui et al. (2002), we see from the definition of $|\Psi_1\rangle$ that the transition between the empty and the filled modes is sharp. In order to smooth out the state $|\Psi_1\rangle$, one is led to consider a new state $|\Psi_2\rangle$, defined as a quantum superposition of $|\Psi_1\rangle$. In doing so, we introduce an a priori arbitrary function $g(\sigma; k_b)$ of σ . The definition of the state $|\Psi_2(n, k_b)\rangle$ is

$$|\Psi_2(n, k_b)\rangle \equiv \int_0^{+\infty} d\sigma g(\sigma; k_b)|\Psi_1(\sigma, n)\rangle, \quad (4)$$

where the new function $g(\sigma; k_b)$ defines the privileged scale k_b . We then assume that the state is normalized and we obtain therefore $\int_0^{+\infty} g^2(\sigma; k_b)d\sigma = 1$. This privileged scale is the one that will characterize our BSI model to be analyzed in detail in the next section.

From this expression for $|\Psi_2(n, k_b)\rangle$ one can compute all (non-vacuum) expectation values for all relevant (observable) quantities, which are given in terms of products of annihilation and creation operators $c_{\mathbf{k}}(\eta_i)$ and $c_{\mathbf{k}}^\dagger(\eta_i)$. In particular, one can compute the expectation value of the squared of the quantum inflaton field perturbation of Eq. (1) and, from it, obtain the expectation for the squared of the quantum Bardeen potential operator $\Phi(\eta, \mathbf{x}) \sim \int d\mathbf{k}[c_{\mathbf{k}}(\eta_i)f_k(\eta)e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} + c_{\mathbf{k}}^\dagger(\eta_i)f_k^*(\eta)e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}}]$. In this last equation, the mode function $f_k(\eta)$ is related to the mode function $\mu_k(\eta)$ of the perturbed inflaton field through the perturbed Einstein equations. In the case of power-law inflation and in the long wavelength limit, the function $f_k(\eta)$ is given in terms of the amplitude A_s and the spectral index n_s of the induced density perturbations by $k^3|f_k|^2 = A_s k^{n_s-1}$.

We only have now to compute the non-vacuum expectation value for the squared of $\Phi(\eta, \mathbf{x})$, using $|\Psi_2(n, k_b)\rangle$ and Eqs. (3) and (4), to get the corrected expression for the matter power spectrum we will employ to test the new model (see Sánchez et al. 2007 and Gangui et al. 2002 for details). Writing n_b in the place of n for the number of quanta in the non-vacuum initial state for the cosmological perturbations, the total power spectrum of the Bardeen potential can be written as $k^3|\Phi_k|^2 = A_s \left(\frac{k}{k_0}\right)^{n_s-1} [1 + 2n_b\bar{h}(k)]$, where now A_s is the amplitude of the scalar fluctuations at a scale k_0 , n_s is the scalar spectral index and, using the same notation as in previous works, $\bar{h}(k) = \frac{1}{2} \left[1 - \tanh\left(\alpha \ln \frac{k}{k_b}\right)\right]$.

In this equation, k_b represents the privileged (comoving) wavenumber already introduced in Eq. (4) and α is a free parameter which controls the sharpness of the “step” function $\bar{h}(k)$. Restrictions imposed by the theoretical model imply that the steplike feature $\bar{h}(k)$ cannot be arbitrary, but ought to obey the requirements of being always positive, monotonically decreasing with k and vanishing at infinity. In the following section, we compute the theoretical CMB and matter power spectra using a version of CAMB adapted to include the modification to the primordial power spectrum given above.

Table 1. Marginalized 68% (for α) and 95% (for $\log(k_b)$) interval constraints on the feature parameters for different M_n models analyzed.

parameter	$n_b = 1$	$n_b = 2$	$n_b = 3$	$n_b = 4$	$n_b = 5$	$n_b = 6$
α	$4.2^{+2.8}_{-1.9}$	$4.0^{+2.9}_{-2.1}$	$4.4^{+2.6}_{-1.8}$	$4.4^{+2.6}_{-1.8}$	$4.5^{+2.5}_{-1.8}$	$4.5^{+2.5}_{-1.7}$
$\log(k_b)$	< -3.26	< -3.41	< -3.50	< -3.55	< -3.58	< -3.62

3. Preliminary analysis and outlook

We classify the cosmological models studied in this work by the number of quanta in the non-vacuum initial states, n_b . It has been shown that this number cannot be large. Hence, in the present analysis we will consider values of n_b up to 6. We refer to these models as M_n . For each of these models, we restrict our parameter space to the standard six-dimensional set to which we add α and $\log(k_b)$. Therefore, we parameterize our cosmological model by $\mathbf{P} = (\omega_b, \omega_{cdm}, \Theta, \tau, n_s, A_s, \alpha, \log(k_b))$, where $\omega_b = \Omega_b h^2$ is the baryon density in units of the critical density (h is the Hubble constant in units of $100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$), $\omega_{cdm} = \Omega_{cdm} h^2$ is the density of cold dark matter, Θ is the ratio of the comoving sound horizon at decoupling to the angular diameter distance to the surface of last scattering and τ is the reionization optical depth. We explore the parameter space [ω_b : 0.018 – 0.032; ω_{cdm} : 0.04 – 0.16; Θ : 0.98 – 1.1; τ : 0 – 0.5; n_s : 0.8 – 1.2; $\ln(10^{10} A_s)$: 2.7 – 4; α : 0.1 – 7; $\log(k_b)$: $-4 - -0.7$] by the construction of a MCMC generated with CosmoMC modified to include the additional parameters characterizing the feature in the spectrum. In order to constrain the parameters in our cosmological model, we use the 3-year observations from WMAP combined with the power spectrum of galaxy clustering measured from the final 2dFGRS catalogue (Cole et al. 2005), as in Sánchez et al. (2006).

Outlook: Our preliminary results (Table 1.) show that the parameter k_b that controls the position of the step in the primordial power spectrum is tightly constrained and is restricted to very large scales, where it has no effect on the CMB observations (that is, scales larger than the observable Universe). As the number of quanta in the initial state n_b increases the allowed region for k_b gets even smaller. As a consequence, the constraints on α , which controls the sharpness of the step, are very poor, since it has no impact on the observations.

References

- Cole, S. et al. 2005, MNRAS 362, 505-534.
 Gangui, A., Martin, J., & Sakellariadou, M. 2002, PRD 66, 083502.
 Sánchez, A. et al. 2006, MNRAS 366, 189-207.
 Sánchez, A., Scóccola, C., Landau, S., & Gangui, A. in preparation 2007.

POSTER PAPER

Effects of ram pressure stripping in galaxy clusters

T. E. Tecce¹, S. A. Cora², M. G. Abadi³ and P. B. Tissera¹

(1) *Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE)*

(2) *Instituto de Astrofísica de La Plata (IALP) y Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de la Universidad Nacional de La Plata*

(3) *IATE - Observatorio Astronómico de Córdoba*

Abstract. Galaxies in clusters may lose a significant fraction of their gas via interactions with the hot and diffuse gas of the intracluster medium (ICM). The pressure exerted by the ICM on the interstellar medium (ISM) of the moving galaxy may be enough to force it out of the galaxy; this effect is known as *ram pressure stripping* (RPS). This has been proposed as an explanation for the lack of interstellar gas in dwarf galaxies, the truncated gas discs of spirals in clusters and the transformation of Sb/Sc galaxies into S0. Using a hybrid model that combines non-radiative N -Body/SPH simulations of galaxy clusters with a semianalytic model of galaxy formation that includes the effect of RPS, we investigate its impact on the observable properties of cluster galaxies. We present preliminary results of the RPS effect on the luminosity function for $0 \leq z \leq 1$.

Resumen. Las galaxias pertenecientes a un cúmulo pueden perder una fracción significativa de su gas al interactuar con el gas caliente y difuso del medio intracúmulo (ICM). La presión que ejerce el ICM sobre el medio interestelar (ISM) de la galaxia en movimiento puede ser suficiente para eyectarlo de la galaxia; este efecto se denomina *ram pressure stripping* (RPS). Esto ha sido propuesto como responsable de la falta de gas en galaxias enanas, de los discos de gas truncados en galaxias espirales en cúmulos, y de la transformación de galaxias Sb/Sc en S0. Utilizando un modelo híbrido que combina simulaciones no radiativas N -Body/SPH de cúmulos de galaxias con un modelo semianalítico de formación de galaxias, en el que se implementa el efecto de RPS, se investiga su impacto en las propiedades observables de galaxias en cúmulos. Se presentan resultados preliminares del efecto de RPS sobre la función de luminosidad en $0 \leq z \leq 1$.

1. Introduction

Comparisons between field and cluster galaxies reveal that the environment in which a galaxy resides has an important influence on its properties. Clusters have a higher fraction of red and early-type galaxies, and disc galaxies in clusters are gas deficient, redder and have less star formation (SF) activity than those in the field (Goto et al. 2003). These observations can be explained as the result

of the suppression of SF in high-density environments. Interaction with the surrounding ICM can cause a galaxy orbiting within a cluster to lose part or all of its ISM; the loss of gas quenches SF in the galaxy, leading to redder colours. One possible mechanism that can produce these effects is ram pressure stripping (RPS). Gunn & Gott (1972) proposed the following criterion for RPS: the ISM is removed from the disc if the ICM ram pressure exceeds the gravitational restoring force,

$$\rho_{\text{ICM}} v^2 \geq 2\pi G \Sigma_{*,\text{disc}} \Sigma_{\text{cold}}, \quad (1)$$

where ρ_{ICM} is the ICM hot gas density, v the velocity of the galaxy relative to the ICM and $\Sigma_{*,\text{disc}}$ and Σ_{cold} the surface densities of the stellar and cold gas discs, respectively. Using SPH simulations of RPS on an isolated disc galaxy, Abadi et al. (1999) found that about 80% of the galaxy's cold gas is stripped in $\sim 10^7$ yr when (1) is satisfied. RPS has no effect on stellar components, resulting in truncated gaseous discs with unaltered stellar discs; such examples have been observed in the Virgo (Crowl et al. 2005), Coma (Bravo-Alfaro et al. 2001) and Abell 1689 clusters (Cortese et al. 2007). The ejected ISM mixes with the ICM and can contribute to its chemical enrichment (Domainko et al. 2006).

The effects of RPS have only recently started to be studied using semi-analytic (SA) models of galaxy formation (Okamoto & Nagashima 2003; Lanzoni et al. 2005; Brüggén & De Lucia 2007). In these works, SA models are applied to N -Body simulations of Λ CDM clusters of galaxies, and use analytical approximations for the ICM density profile in order to estimate the RPS effect on the galaxy population. In the present work, we apply a similar numerical technique to study the effect of RPS but applying a SA model of galaxy formation to a non-radiative N -Body/SPH simulation of a galaxy cluster. The gas particles in the underlying simulation provide information on the thermodynamical and kinematical properties of the ICM, this being a great advantage with respect to previous treatments. With this model we aim to investigate the impact of RPS on the observable properties of cluster galaxies such as the luminosity function, the gas content and galaxy morphology. We present here preliminary results.

2. Model

We use the hybrid model of galaxy evolution described in detail by Cora (2006), which includes gas cooling, star formation, chemical enrichment and feedback from supernovae, modified to include the effect of RPS. Dark matter (DM) haloes and their embedded substructures are identified in the simulation and tracked over time, resulting in detailed merger trees that are used by the SA code to generate the galaxy population. The estimation of RPS requires knowledge of the relative velocities of galaxies with respect to the surrounding intracluster gas, and the ICM density around each one. These properties are obtained from the gas particles in the underlying N -body/SPH simulation, discarding high density ones attached to the DM substructures that host the galaxies.

In order to determine whether a given galaxy is affected by RPS, we use condition (1). We have implemented two models for RPS: in Model 1, we remove all the cold gas in the galaxy if (1) is satisfied. This is the maximal RPS effect as considered by Okamoto & Nagashima (2003). Model 2 is a more realistic

implementation, in which we assume that the cold gas in the galaxy forms an exponential disc and RPS removes all gas beyond a stripping radius R_{strip} (Lanzoni et al. 2005) given by

$$\frac{R_{\text{strip}}}{R_d} = -\ln \sqrt{\frac{\rho_{\text{ICM}} v^2}{2\pi G \Sigma_{0*,\text{disc}} \Sigma_{0,\text{cold}}}} \quad (2)$$

where R_d is the disc scale radius obtained from the DM halo parameters using the formalism by Mo, Mao & White (1998), and $\Sigma_{0*,\text{disc}}$ and $\Sigma_{0,\text{cold}}$ are the central surface densities of the stars+gas and cold gas discs, respectively. Our results are based on a simulation of a galaxy cluster with virial mass $1.3 \times 10^{15} h^{-1} M_{\odot}$ (Dolag et al. 2005). This cluster has been selected from a dark matter simulation of a standard Λ CDM cosmology with $\Omega_0 = 0.3$, $h = 0.7$, $\sigma_8 = 0.9$ and $\Omega_b = 0.04$. Masses of DM and gas particles are $m_{\text{DM}} = 1.13 \times 10^9 M_{\odot}$ and $m_{\text{gas}} = 1.69 \times 10^8 M_{\odot}$, respectively.

3. Effect of ram pressure on the luminosity function

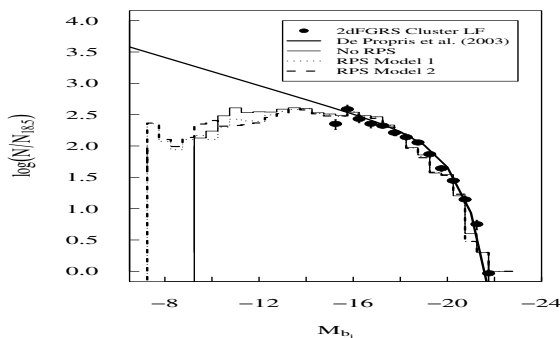


Figure 1. b_j -band LF of the simulated cluster. The 2dF cluster LF data and fit by de Propriis et al. (2003) are shown for comparison.

Figure 1 shows the b_j -band luminosity function (LF) for the simulated cluster without RPS (thin solid line) and with the two models for RPS (Model 1: dotted line; Model 2: dashed line). We see that including RPS has practically no influence on the bright end of the LF, but becomes important on the faint end. RPS removes cold gas in less massive haloes, truncating SF and generating a population of faint objects with $b_j > -9$ that were not present in the model without RPS. In Figure 2, we present the evolution of the cluster LF for $0 \leq z \leq 1$, without RPS (left panel) and with RPS Model 2 (right panel). At $z = 1$, both LFs are very similar, but as the cluster evolves the action of RPS produces significant changes in the LF faint end; in the model with ram pressure, the faint end is flatter and there is an ever increasing population of faint galaxies from $z = 0.7$ onwards. This shows that the RPS effect in the simulations used is most significant for less massive galaxies, as found by Mayer et al. (2007) in their SPH simulations of isolated galaxies.

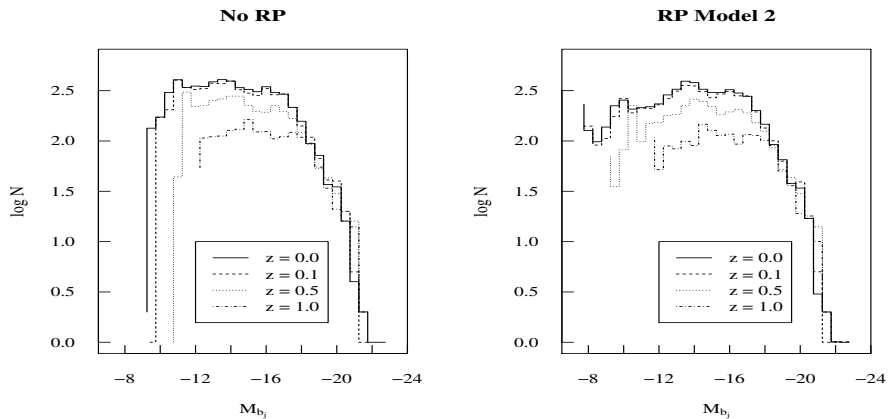


Figure 2. Evolution of the b_j -band LF of the simulated cluster for $0 \leq z \leq 1$. Left: model without RPS. Right: RPS Model 2.

Acknowledgments. We would like to thank to Klaus Dolag for making the cluster simulations available to us. This project was financially supported by CONICET (PIP 5000/2005) and by the Argentine Agency ANPCyT through Grant PICT 26049 BID 1728/OC-AC.

References

- Abadi, M. G., Moore, B., Bower, R. G. 1999, *MNRAS*, 308, 947
 Bravo-Alfaro, H., Cayatte, V., van Gorkom, J. H. et al. 2001, *A&A*, 379, 347
 Brüggen M., De Lucia G. 2007, *MNRAS*, accepted (astro-ph/0710.5580)
 Cora, S. A. 2006, *MNRAS*, 368, 1540
 Cortese, L., Marcillac, D., Richard, J. et al. 2007, *MNRAS*, 376, 175
 Crowl, H. H., Kenney, J. D. P., van Gorkom, J. H. et al. 2005, *AJ*, 130, 65
 de Propris, R., Colless, M., Driver, S. P. et al. 2003, *MNRAS*, 342, 725
 Dolag, K., Vazza, F., Brunetti, G. et al. 2005, *MNRAS*, 354, 753
 Domainko, W., Mair, M., Kapferer, W. et al. 2006, *A&A*, 452, 795
 Goto, T., Yamauchi, C., Fujita, Y. et al. 2003, *MNRAS*, 346, 601
 Gunn, J. E., Gott, J. R. 1972, *ApJ*, 176, 1
 Lanzoni, B., Guiderdoni, B., Mamon, G. A. et al. 2005, *MNRAS*, 361, 369
 Mayer, L., Kazantzidis, C., Mastropietro, C. et al. 2007, *Nature*, 445, 738
 Mo, H. J., Mao, S., White, S. D. M. 1998, *MNRAS*, 295, 319
 Okamoto, T., Nagashima, M. 2003, *ApJ*, 587, 500

POSTER PAPER

Kinematical Properties of Seyfert 2 Nuclei

L. Vega Neme¹, R. Cid Fernandes², N. Vale Asari², A. Garcia-Rissmann³, H. Schmitt⁴, R. González Delgado⁵, T. Storchi-Bergmann⁶

- (1) *IATE - Observatorio Astronómico Córdoba - Córdoba (Argentina)*
- (2) *Universidade Federal de Santa Catarina - Florianópolis (Brazil)*
- (3) *European Southern Observatory - Garching (Germany)*
- (4) *Naval Research Laboratory - Washington, DC (USA)*
- (5) *Instituto de Astrofísica de Andalucía - Granada (Spain)*
- (6) *Instituto de Física - Universidade Federal de Rio Grande do Sul - Porto Alegre (Brazil)*

Abstract. We explore in detail the stellar and gaseous kinematics of nearly 80 Seyfert nuclei through spectroscopic observations in the visible. Our results confirm that there is a broad correlation between both velocity dispersions, so a priori σ_{gas} could be used as a surrogate of σ_* in order to measure the bulge potential. We study some deviations from this relation. Also, we show examples of spatial profiles, i.e., kinematical features obtained along the slit used in the spectroscopy.

Resumen. Exploramos en detalle la cinemática estelar y gaseosa de cerca de 80 núcleos Seyfert a través de observaciones espectroscópicas en el visible. Nuestros resultados confirman que existe una leve correlación entre ambas dispersiones de velocidades, por lo que σ_{gas} podría ser usada en lugar de σ_* para medir el potencial del bulge. También ejemplos de perfiles espaciales, i.e., rasgos cinemáticos obtenidos a lo largo de la ranura usada en la espectroscopía.

1. The Sample

In Garcia Rissmann et al (2005) we have presented spectra of 64 active, 9 normal and 5 Starburst galaxies in the region around the near-IR Calcium triplet absorption lines ($\lambda\lambda 8498.02, 8542.09$ and 8662.14 ; CaT) and the [SIII] $\lambda 9069$ line. Here we analyse the kinematical products derived in that study, namely the typical velocity of stars through the host's bulge, σ_* , and the typical Narrow Line Region (NLR) cloud velocity dispersions, inferred from the width of the [SIII] $\lambda 9069$ line. We fitted the profile of [SIII] $\lambda 9069$ with one or two Gaussians, one representing the core of the emission line and the other, if necessary, representing the wings. The resulting FWHM of the core component divided by $(8 \ln 2)^{0.5}$ is what we call $\sigma_{[SIII]}$. We have determined $\sigma_{[SIII]}$ by this method for 31 Seyfert and 4 Starburst nuclei.

2. Kinematical Results

The distributions obtained for σ_* and $\sigma_{[SIII]}$ are shown in Fig. 1. Both types of nuclei have essentially the same (statistical) values: for Seyfert 1s $\sigma_* = 128 \pm 37$ km/s ($\sigma_{[SIII]} = 111 \pm 29$ km/s) and for Seyfert 2s $\sigma_* = 134 \pm 45$ km/s ($\sigma_{[SIII]} = 137 \pm 76$ km/s).

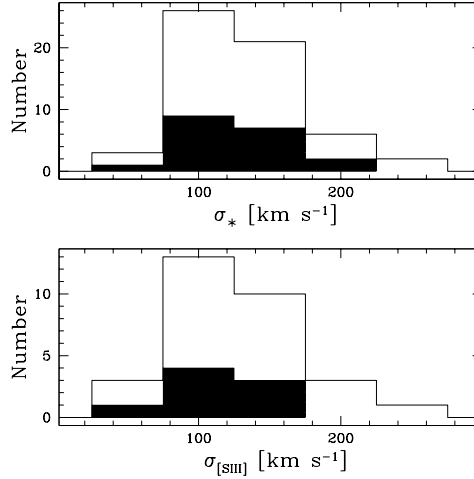


Figure 1. Distributions of σ_{star} and $\sigma_{[SIII]}$. Black areas, Seyfert 1s.

Fig. 2 compares our values of σ_* with $\sigma_{[SIII]}$ and $\sigma_{[OIII]}$ for all Seyfert nuclei. We note that two of them, namely Mrk 1 and NGC 1068, have $\sigma_{[SIII]}$ much larger than σ_* . Not surprisingly, evidence of jets were found in these galaxies, which may explain the acceleration of the gas via shocks produced in the interaction within jets and the NLR. Excluding these two nuclei, we have fitted all the other galaxies by linear relations given by the Ordinary Least Square (OLS) regressions, giving $\sigma_{[SIII]} = 0.93 \times \sigma_*$ ($R = 0.37$ and a probability of no correlation $P_{\text{null}} = 0.046$). Similar analysis is done in the right panel, this time using $\sigma_{[OIII]} = \text{FWHM}([OIII]) / (8 \ln 2)^{0.5}$ with data taken from the literature (Schmitt et al, 2003). We obtain $\sigma_{[OIII]} = 1.48 \times \sigma_*$ ($R = 0.42$ and $P_{\text{null}} = 0.41$). We point out that for this analysis we used FWHM data of [OIII] line, which are (in median) larger than our estimates of $\sigma_{[SIII]}$ because we measured it through the FWHM of the *core* of the [SIII] line. As shown, the relations between NLR and stellar motions have considerable scatter, so we use them only in statistical studies. One way to study this scatter is to look at the residuals $\sigma_{[SIII]}/\sigma_*$ about unity. Fig. 3 shows this distribution, which is a moderately peaked (kurtosis ~ -1) distribution for the majority of Seyferts. Without taking into account two galaxies with abnormally high cloud velocities (for which we now they have different components) $\sigma_{[SIII]}/\sigma_* = 0.97 \pm 0.32$. This figure is similar to Fig. 7 of Nelson and Whittle (1996), which uses [OIII]-based gas kinematics. Although they have twice as many objects, we note that our distribution is more concentrated around unity, mainly because of the way we measure them.

Looking at possible secondary factors besides gravitational potential, we consider in Fig. 4 the dependence of $\sigma_{[SIII]}/\sigma_*$ with σ_* . Solid line is the OLS fit for all Seyferts, and dotted line the relationship obtained by Greene and Ho (2005). We obtain $\log(\sigma_{[SIII]}/\sigma_*) = -1.1 \times \log(\sigma_*) + 2.2$ ($R=0.55$). This relation indicates that the core of [SIII] line is narrower than stellar lines for massive galaxies and wider for less massive galaxies. We thus conclude that using $\sigma_{[SIII]}$ as a proxy of σ_* will overestimate velocity dispersions in bulge of less massive galaxies and will underestimate it for massive galaxies, may be by a factor of ~ 0.1 dex.

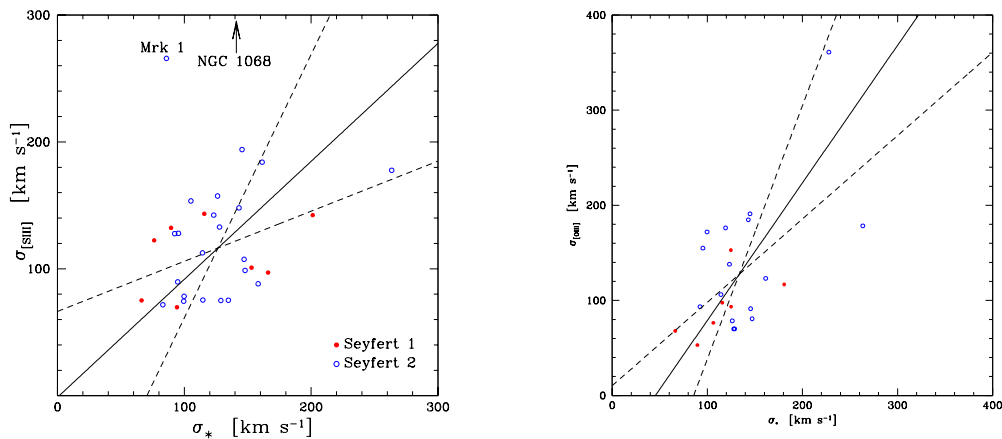


Figure 2. *Left:* Comparison of stellar velocity dispersions with our estimate of gas based on the width of the [SIII]9069 line. *Right:* the same but for [OIII] measures from literature.

We checked whether $\sigma_{[SIII]}/\sigma_*$ correlates with other properties (morphological and activity types, inclination, etc.) but we found no trend. The absence of a trend with the inclination of the host galaxy suggests that the gas in the NLR has random velocities and so the velocity field is similar to that of the stars. Fig. 5 shows examples of spatial variations in σ_* . We have detected sigma-drops (Márquez et al, 2003) in only two galaxies of the sample. We have to keep in mind, however, that our spectra do not have the spatial resolution needed to detect this behaviour, which would require a resolution of a around ten parsecs.

3. Conclusions

This study shows that the [SIII] core emitting zone of the NLR is dynamically linked to the bulge potential. Since NLR is large enough to feel the bulge gravity, it is not surprising. However, we see that there are possible secondary factors that could explain the scatter in NLR velocities. Although shocks and other acceleration mechanisms could account for the high velocity clouds observed in some galaxies, a complete study of gas-stellar kinematics remains to be done.

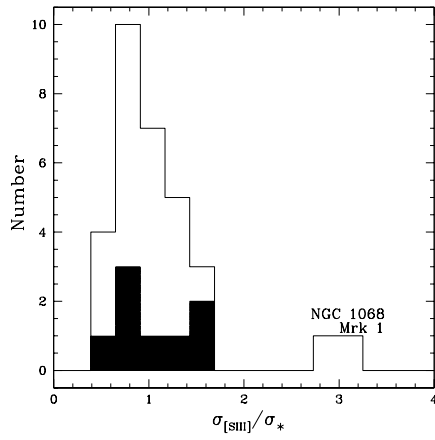


Figure 3. Distribution of $\sigma_{\star}/\sigma_{[SIII]}$. Areas as in Fig. 1.

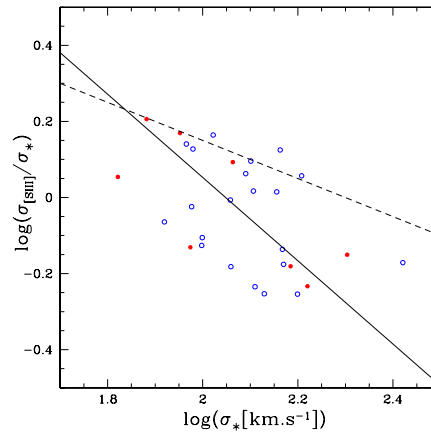


Figure 4. Deviation of $\sigma_{\star}/\sigma_{[SIII]}$ with σ_{\star} . Symbols as in Fig. 2.

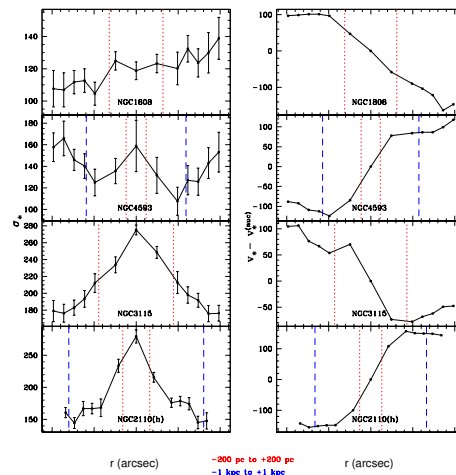


Figure 5. *Left:* σ_{\star} spatial variations. *Right:* Stellar shifts.

References

- Garcia Rissmann, A.; Vega, L.; Asari, N.; Cid Fernandes, R.; González Delgado, R., Schmitt, H., Storchi-Bergmann, T., (2005) MNRAS 359, 765
- Greene, J. E.; Ho, L. C., 2005, ApJ, 627, 721
- Márquez, I., Masegosa, J., Durret, F., González Delgado, R., Moles, M., Maza, J., Pérez, E., Roth, M., 2003, A&A, 409, 459
- Nelson, C. H.; Whittle, M., 1996, ApJ, 465, 96

Parte V

Astrofísica de Altas Energías

INVITED PAPER

Gamma-ray astronomy: present and future

M. Ribó¹

*(1) Departament d'Astronomia i Meteorologia, Universitat de Barcelona,
Martí i Franquès 1, E-08028 Barcelona, Spain*

Abstract. Gamma-ray astronomy has experienced an important development in the GeV range during the last two decades, and a revolution in the TeV range during the last three years, thanks to the new generation of Cherenkov telescopes like HESS and MAGIC. In this article I review shortly the most important results obtained in the GeV range, and more deeply those obtained in the TeV range, with a special emphasis on galactic objects and X-ray binaries. I finish with a short description of the new observatories that will allow us to gain knowledge on GeV-TeV gamma-ray astrophysics during the following decade.

Resumen. La astronomía gamma ha experimentado un notable desarrollo en el rango GeV durante las últimas dos décadas, y una auténtica revolución en el rango TeV durante los últimos tres años, gracias a los telescopios Cherenkov de nueva generación como HESS y MAGIC. En este artículo resumo brevemente los resultados más destacados obtenidos en el rango GeV, y más extensamente en el rango TeV, con especial atención a los objetos galácticos y las binarias de rayos X. Finalmente describo algunos de los nuevos observatorios que nos permitirán avanzar en nuestro conocimiento de la astrofísica GeV-TeV durante la próxima década.

1. Introduction

There are different astrophysical scenarios in which particles are accelerated up to GeV-TeV energies. Interestingly, these particles can produce High Energy (HE, >0.1 GeV) and Very-High-Energy (VHE, >0.1 TeV) gamma-ray photons that can travel in straight lines from the original sources to the observer, contrary to charged cosmic rays of these energies that are deflected by galactic and extragalactic magnetic fields. Therefore, observational HE and VHE astronomy can provide very useful information to constrain astrophysical scenarios for particle accelerators. In particular, detailed spectra can shed light on the leptonic or hadronic nature of the accelerated particles that produce the GeV-TeV emission, either by inverse Compton scattering of low-energy photons or by neutral pion decay after inelastic proton-proton collisions, respectively.

Here I review shortly some results obtained in the GeV range (Sect. 2.), describe the current TeV instrumentation (Sect. 3.), and review the most interesting results obtained at TeV energies (Sect. 4.), making special emphasis in the field

of X-ray/gamma-ray binaries (Sect. 5.). I finish with a short description of the future instrumentation (Sect. 6.) and with the conclusions (Sect. 7.).

2. GeV astronomy

Since HE gamma-rays cannot propagate through the Earth atmosphere, GeV astronomy has to be conducted using detectors installed in satellites. The first satellite to conduct a detailed survey of the GeV sky (mostly in the galactic plane) was *COS B*, which was in orbit between 1975 and 1982 and had a source location accuracy of about 1° radius. With this position uncertainty, it is not strange that only 4 of the 25 sources in the second *COS B* catalogue (2CG sources) were identified: Crab and Vela pulsars thanks to their pulsed emission, the quasar 3C 273 well above the galactic plane and away from confusing sources, and the particular ρ Oph region (Swanenburg et al. 1981).

The following astrophysical GeV detector was EGRET on board the *CGRO* satellite, which was in orbit between 1991 and 2000. The sensitivity was substantially improved with respect to *COS B*, and the error radius of source positions decreased to about 0.5° . The final third EGRET catalogue (3EG sources) contains a total of 271 sources of emission above 0.1 GeV (Hartman et al. 1999). However, 168 of them remain unidentified, being 72 of them at low galactic latitudes ($b < |10|^\circ$). Apart from 7 pulsars, most of the identified sources are Active Galactic Nuclei (AGN) located away from the galactic plane. A compilation of detailed multiwavelength data including EGRET results allowed Fossati et al. (1998) to claim the discovery of the blazar sequence, where a single parameter, related to luminosity, seemed to govern the physical properties and radiation mechanisms in the relativistic jets. Regarding the unidentified sources in the galactic plane, extensive searches to find possible counterparts based on correlations with different types of galactic objects have been conducted. Although a possible correlation with SNR and young OB associations has been found, the parent population of these unidentified 3EG sources is still unknown (see, e.g. Romero et al. 1999).

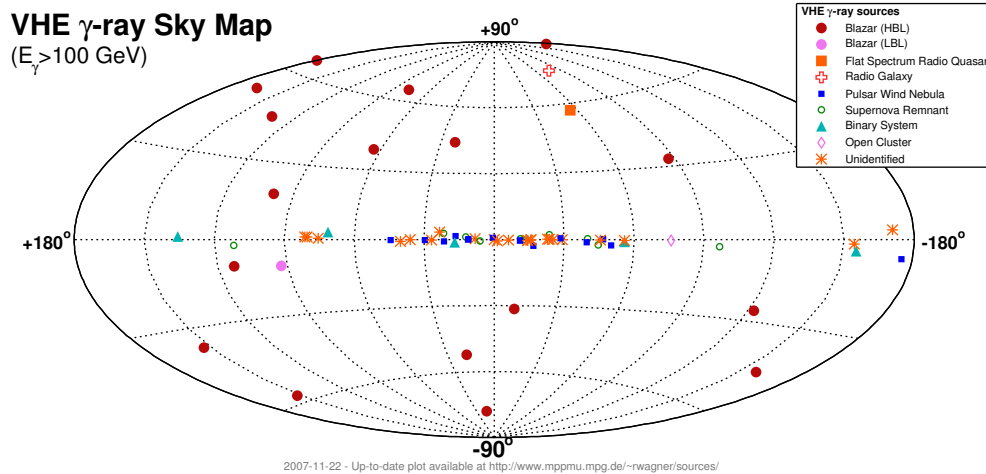
3. Current TeV instrumentation

VHE gamma-ray astronomy in the TeV range is conducted using ground-based imaging atmospheric Cherenkov telescopes (IACTs). A detailed description of the early history of the atmospheric Cherenkov technique can be found in Weekes (2006). The first TeV source to be discovered was the Crab Nebula, which was detected at 9.0σ with the Whipple 10 m telescope equipped with a 37-pixel camera on the focal plane (Weekes et al. 1989; after 20 years of searches!).

There are currently four IACTs of third generation, the basic properties of which are listed in Table 1. As it can be seen, CANGAROO-III and HESS are located in the Southern Hemisphere, while MAGIC and VERITAS are placed in the Northern Hemisphere, allowing for double checks. HESS started stereoscopic observations in 2003, MAGIC normal operations in 2004 and CANGAROO-III in 2005, while VERITAS started stereoscopic observations at the end of 2006 and completed the array in 2007. The most interesting results published up to now have been provided by HESS and MAGIC, and I will concentrate on them.

IACT	Location	Elev. [km]	Telescopes	Aperture [m]	FOV [$^{\circ}$]	Energy [GeV]
CANGAROO-III	Australia	0.2	4	10	4.0	>500
HESS	Namibia	1.8	4 (+1)	12 (28)	5.0	>100
MAGIC	Spain	2.2	1 (+1)	17 (17)	3.5	> 60
VERITAS	USA	1.3	4	12	3.5	>100

Tabla 1. Third Generation of IACTs.

Figura 1. VHE gamma-ray sky map as of 2007 November 22 from Robert Wagners' <http://www.mppmu.mpg.de/~rwagner/sources/>.

As a reference, the sensitivity at the 5σ level in 50 h of observations is $\simeq 2\%$ of the Crab Nebula flux at 250 GeV with MAGIC and $\simeq 1\%$ with HESS.

In parallel to IACTs, TeV detectors using different techniques have been built during the last decade. The Milagro Gamma Ray Observatory, a water Cherenkov extensive air shower array that started operations in 2000, has provided its first impressive results during the last year. Milagro, located in New Mexico (USA), explored the 2–150 TeV energy range and had a FoV of 2 sr. It could thus provide an unbiased survey of the northern skies at multi-TeV energies.

4. General results

A plot showing the distribution of the 75 VHE sources discovered up to now is shown in Fig. 1. According to these data, there are 20 extragalactic sources and 55 galactic sources. Let us now review the main properties of these sources and some of the physics that can be learned from them.

4.1. Extragalactic sources

High frequency peaked BL Lacertae objects (HBL). BL Lacertae objects are AGNs with relativistic jets pointing close to the line of sight. The relativistic

electrons in the jets produce synchrotron radiation from radio to X-rays thanks to the presence of magnetic fields. On the other hand, VHE gamma-ray emission can be produced if these electrons suffer inverse Compton (IC) scattering with ambient photons (although hadronic processes can also be at work). These photons can be those emitted by the synchrotron mechanism (Synchrotron Self Compton or SSC), or photons from external photon fields (External Compton or EC). The Spectral Energy Distributions (SEDs) of BL Lacertae objects show a characteristic double bump formed by the synchrotron peak and the Compton peak. The objects where the synchrotron peak is placed at high frequencies (UV to X-rays) are more easily detectable at TeV energies, since the energy gain in the Compton process does not need to be so dramatic. These objects are called High frequency peaked BL Lacertae objects (or HBL). After the discovery of the first TeV source, the three following ones were the HBLs Markarian 421 ($z = 0,031$; Punch et al. 1992), Markarian 501 ($z = 0,034$; Quinn et al. 1996) and 1ES 2344+514 ($z = 0,044$; Catanese et al. 1998). Since then, 14 HBL have been discovered with redshifts between 0.047 and 0.212.

Extragalactic Background Light (EBL). The newly discovered high redshift HBLs have allowed to study the attenuation of the TeV emission by photon-photon absorption and pair creation due to Extragalactic Background Light (EBL). In particular, the HESS detections of 1ES 1101–232 ($z = 0,186$) and H 2356–309 ($z = 0,165$) showing very hard spectra, imply a low level of EBL (Aharonian et al. 2006a). In other words, most of the light emitted at optical / near-infrared wavelengths appears to be very close to the lower limit given by the integrated light of resolved galaxies. This effectively excludes contribution from other sources like the first stars formed, and shows that the intergalactic medium is more transparent to gamma-rays than previously thought.

Rapid flares in HBLs. Rapid flares in Markarian 501 and PKS 2155–304 have recently been discovered by MAGIC and HESS, respectively. In the first case, the source showed flux-doubling times down to 2 minutes and an indication of a 4 ± 1 min time delay between the peaks of $F(<0.25 \text{ TeV})$ and $F(>1.2 \text{ TeV})$, which may indicate a progressive acceleration of electrons in the emitting plasma blob (Albert et al. 2007a), or show up as a result of a vacuum refractive index in the context of quantum gravity (Albert et al. 2007b). In PKS 2155–304, flux-doubling times down to 3 minutes were measured. Assuming an emitting region with the size of the Schwarzschild radius of a $10^9 M_{\odot}$ black hole, challenging Doppler factors above 100 are required (Aharonian et al. 2007a).

Low frequency peaked BL Lacertae objects (LBL). LBLs have their synchrotron peak in the submillimeter to optical bands. The first firm detection of an LBL has been reported by MAGIC for the source BL Lacertae ($z = 0,069$, Albert et al. 2007c). The multi-wavelength data favor a leptonic scenario.

The radio galaxy M87. The Fanaroff-Riley type I radio galaxy M87 ($z = 0,0043$) has been detected at VHE gamma-rays by HESS (Aharonian et al. 2006b), confirming a previous detection reported by HEGRA. Fast variations indicate that the emission comes from a region with a dimension similar to the Schwarzschild radius of the central black hole. Therefore, extragalactic sources without important relativistic beaming can produce TeV gamma rays.

Other extragalactic sources. It is worth to note here that the quasar 3C 279, with a redshift of $z = 0,536$, has recently been reported to be a TeV emitter

by the MAGIC Collaboration (Teshima et al. 2007). On the other hand, and in agreement with theoretical expectations, no starburst galaxy has ever been firmly detected at VHE gamma rays, with the deepest searches being NGC 253 (Aharonian et al. 2005a) and Arp 220 (Albert et al. 2007d). Finally, no single long-duration gamma-ray burst has been detected in the TeV range, in agreement with the assumption of unbroken power-law spectra extending from a few hundred keV to energies above a few hundred GeV (Albert et al. 2007e).

4.2. Galactic sources

Galactic Plane Surveys. Galactic plane surveys can play a major role in the discovery space. Extreme examples come from the galactic plane surveys conducted by HESS and Milagro. The HESS survey of the inner Galaxy covers $\pm 30^\circ$ in longitude and $\pm 3^\circ$ in latitude, with an average sensitivity of 2% of the Crab Nebula flux at energies above 200 GeV (Aharonian et al. 2006c). Up to 14 new sources were discovered, 12 being extended and 4 of them significantly elongated. Most of them are suggested to be supernova remnants and/or pulsar wind nebulae, while two of them could be X-ray binaries and about 6 remain unidentified (of which 3 have no suggested counterpart). The Milagro galactic plane survey for declinations above -7° reveals three multi-TeV sources apart from the already known emission from the Crab Nebula (Abdo et al. 2007). Their nature remains unknown. The most significant one, MGRO J2019+37, is clearly extended with a diameter of the peak emission of $\sim 1^\circ$.

The Galactic Center. Observations of the Galactic Center (GC) region with HESS have revealed a point-like source in a position within $1'$ of Sgr A* (Aharonian et al. 2004a). MAGIC observations have confirmed the HESS results: the flux, the spectrum and the lack of variability (Albert et al. 2006a). It should be noted that the TeV source at the Galactic Center could also be the VHE counterpart of the SNR Sgr A East or of a recently discovered pulsar wind nebula, in which cases no variability would be expected. The possibility that the TeV emission has its origin in dark matter annihilation processes has been found to be incompatible with the most conventional scenarios (Aharonian et al. 2006d).

The Galactic Center Ridge. After subtracting the TeV contribution from the Galactic Center source and from the SNR G 0.9+0.1 (see below), a distribution of diffuse emission along the plane is found (Aharonian et al. 2006e). This diffuse emission appears to be well correlated with CS emission that traces molecular gas (a good target for inelastic proton-proton collisions and neutral pion decay). Indeed, the observed TeV morphology can be reproduced using a cosmic ray density distribution and diffusion away from a central source of age $\sim 10^4$ years.

Supernova Remnants (SNR). SNR are thought to be the sites of cosmic ray acceleration up to the knee ($\sim 10^{15}$ eV), and TeV photons, not deflected by galactic magnetic fields, can provide valuable information in this respect. Two SNR displaying a shell at TeV energies closely matching the morphology in X-rays have been found by HESS: RX J1713.7–3946 and RX J0852–4622 (Aharonian et al. 2007b, 2007c). The leptonic (IC up-scatter of ambient photons) or hadronic (inelastic pp interactions and π^0 decay) origin of the accelerated particles is unknown although, if the magnetic field is strongly amplified by shocks, the hadronic models would be favored. HE observations with the *GLAST* satellite

will allow to unveil the nature of these VHE sources. In any case, evidence of accelerated particles with energies up to 100 TeV has been found.

Two composite supernova remnants, SNR G 0.9+0.1 and HESS J1813–1718, have also been found (Aharonian et al. 2005b, 2006c). In the first case the VHE emission appears to originate in the plerionic core and can be plausibly explained by IC scattering of relativistic electrons. On the other hand, TeV emission has also been found in two SNR near molecular clouds: HESS J1834–087/W41 (Aharonian et al. 2006c; Albert et al. 2006b) and MAGIC J0616+225/IC 443 (Albert et al. 2007f). The TeV emission appears to originate in the interaction of the SNRs with the molecular clouds, clearly suggesting a hadronic scenario.

Pulsar Wind Nebulae (PWN). The majority of the newly identified TeV sources are PWN (~ 18 sources). In these objects a rapidly spinning neutron star generates a relativistic wind of electrons that produce X-ray synchrotron radiation. IC up-scattering of ambient photons, either CMB or from nearby stars, produces the observed TeV emission. A good example of an extended TeV PWN closely matching its X-ray emission is that of MSH 15–52 (Aharonian et al. 2005c). On the other hand, the PWN HESS J1825–137 has been the first TeV source to display an energy-dependent morphology, in the sense of a softening of the spectrum with increasing distance from the pulsar. This favors a leptonic scenario where there is cooling of the electrons in the nebula. Interestingly, the data is not compatible with a constant spin-down power, and a higher injection power in the past is required (Aharonian et al. 2006f).

Pulsars. Although searches have been conducted, no pulsed emission from the Crab pulsar has been detected with MAGIC, constraining the exponential cutoff energy to be below 27 GeV, while for a super-exponential the cutoff energy is below 60 GeV (Albert et al. 2007g). A search for pulsed emission in 11 pulsars by HESS reveals that the VHE gamma-ray production efficiency in young pulsars is less than 10^{-4} of the pulsar spin-down luminosity (Aharonian et al. 2007d).

Unidentified sources. Although some of the ~ 24 still unidentified sources have signatures of a PWN, there are good examples of sources with no clear counterparts. The best example might be TeV J2032+413, a steady and extended ($FWHM \simeq 14 \pm 3'$) source displaying a hard spectrum ($\Gamma \simeq 1.9$) discovered by HEGRA (Aharonian et al. 2005d). Although the apparent absence of counterparts at lower energies suggested a dark accelerator, several radio emitting X-ray sources have been recently discovered in its center of gravity (see Paredes et al. 2007 and references therein). More recently, an extended ($FWHM \simeq 12'$) X-ray source matching the position of TeV J2032+413 has been revealed through deep *XMM-Newton* observations (Horns et al. 2007). In any case its nature, whether hadronic or leptonic, remains unknown.

5. X-ray/gamma-ray binaries

PSR B1259–63 is composed of a 48 ms radio pulsar orbiting a B2 Ve star every 1237 d in an orbit with $e=0.87$. The pulsed radio emission is not detected when the neutron star is behind the decretion disk of the companion. The TeV lightcurve is puzzling when compared to previously available models (Aharonian et al. 2005e). The interaction between the relativistic wind of the young non-accreting pulsar and the wind/decretion disk of the donor star plays a major

role, although the exact mechanism producing the TeV emission is unknown. Leptonic scenarios invoking IC scattering have been put forward (Khangulyan et al. 2007a), as well as hadronic scenarios where TeV emission is produced by π^0 decay and radio/X-ray emission by π^\pm decay and IC scattering (Neronov & Chernyakova 2007). HE observations with *GLAST* will provide the answer.

LS I +61 303 is composed of a rapidly rotating early type B0 Ve star with a stable equatorial decretion disk and a compact object with $1\text{--}4 M_\odot$ orbiting it every ~ 26.5 d (Casares et al. 2005a). The TeV emission detected by MAGIC is highly variable: upper limits have been found during periastron passage and a peak occurs near apastron (Albert et al. 2006c). The spectrum can always be fitted with a simple power law. The VERITAS Collaboration has recently confirmed the orbital TeV variability (Maier 2007). Massi et al. (2004) reported the discovery of an extended jet-like and apparently precessing radio emitting structure at extensions of $10\text{--}50$ mas and proposed the source to be a microquasar. However, recent VLBA images obtained during a full orbital cycle show a rotating elongated morphology that Dhawan et al. (2006) interpreted in the context of the interaction between the wind of the companion and the relativistic wind of a young non-accreting ms pulsar, similarly as in PSR B1259–63 (see Dubus 2006). The pulsed radio emission would not be detected because of free-free absorption. However, recent detailed simulations of this pulsar-wind interaction reveal a problem in this scenario: to explain the observed GeV luminosity the spin-down power of the putative pulsar should be so high that the wind of the companion could not collimate the radio emitting particles (Romero et al. 2007). The nature of the source is thus still a matter of debate.

LS 5039 contains a compact object of unknown nature and $1.4\text{--}5 M_\odot$ orbiting every 3.9 days an ON6.5 V((f)) donor in a slightly eccentric orbit (Casares et al. 2005b). The TeV flux is clearly periodic, with enhanced emission at inferior conjunction of the compact object, suggesting that photon-photon absorption (which has an angle dependent cross-section) within the binary system plays a major role (Aharonian et al. 2006g). However, the non-zero flux observed at superior conjunction and the lack of variability at ~ 200 GeV argues against this simple interpretation. This suggests an orbital phase-dependent electron acceleration and/or TeV emission production away from the compact object (Khangulyan et al. 2007b). The detection of elongated asymmetric emission in high-resolution radio images was interpreted as evidence of its microquasar nature, and suggested that the source was persistently producing mildly relativistic ejections with a velocity of $\sim 0.15c$ (Paredes et al. 2000, 2002). Although the X-ray spectra are compatible with those of accreting black holes while in the low/hard state (Bosch-Ramon et al. 2005), the radio spectra are optically thin with $\alpha = -0.5$ (Martí et al. 1998; Ribó et al. 1999). Theoretical modelling in the microquasar scenario (Bosch-Ramon et al. 2006) has allowed to reproduce the observed SED from radio to VHE gamma-rays (Paredes et al. 2006). However, the lack of clear accretion signatures has lead other authors to model its multi-wavelength emission using the scenario of wind interactions (Dubus 2006). The nature of the source is still an open issue.

Cygnus X-1 contains an O9.7 Iab donor and an accreting black hole of at least $10 M_\odot$ orbiting it every 5.6 days in a circular orbit. It shows nearly persistent radio emission, which sometimes has been resolved in jet-like features that re-

veal its microquasar nature (Stirling et al. 2001). Cygnus X-1 was detected by MAGIC only in a short ~ 80 minute time interval with a soft spectrum ($\Gamma \simeq 3.2$) extending up to ~ 1 TeV, while upper limits are obtained for the rest of the ~ 40 h observations (Albert et al. 2007h). The position of the TeV emission is compatible with that of Cygnus X-1, excluding the ring-like structure detected at arcminute scales (Gallo et al. 2005). The TeV excess was found at orbital phase 0.91, when the black hole is behind the star and photon-photon absorption should be huge. For instance, Bednarek & Giovanelli (2007) computed the opacity to pair production for different injection distances from the center of the massive star and angles of propagation, finding that photons propagating through the intense stellar field towards the observer would find in their way opacities of about 10 at 1 TeV. An origin in the jet of this microquasar and away from the compact object would relax these values. The TeV detection took place during a particularly bright hard X-ray state of Cygnus X-1. Simultaneous hard X-ray observations by *Swift*/BAT in the 15–50 keV energy range reveal that the TeV excess was found right before the onset of a hard X-ray peak. Observations one day later reveal that no TeV excess was found during the maximum and decay phase of another hard X-ray peak. Although one could speculate with the limited available data, more simultaneous multi-wavelength observations are necessary to build reliable models. In any case, this is the first experimental evidence of VHE emission from a stellar-mass black hole, and therefore from a confirmed accreting X-ray binary.

6. The future

2008 will be an exciting year for gamma-ray astronomy. In the GeV range, the recently launched *AGILE* satellite, with improved sensitivity and angular resolution with respect to *CGRO*/EGRET, is already providing interesting detections even during its verification phase. In addition, the *GLAST* satellite, to be launched in middle 2008, will carry on board the Large Area Telescope, roughly providing the same sensitivity as the 3EG catalog in a single day of observations, and with a source location accuracy of several arcminutes. The discovery space in the GeV range is thus very attractive.

In the TeV regime it should be noted that the second 17 m diameter MAGIC telescope will start operations at the end of 2008. In a few years, a huge 28 m diameter telescope will join the HESS array. On the other hand, a new water Cherenkov telescope at high altitude, HAWK, with an expected sensitivity ten times better than Milagro has been proposed. These facilities will certainly help us to better understand the TeV sky in the near future. Finally, given the success of instruments like HESS and MAGIC, in the longer term the TeV community wants to improve the sensitivity by up to a factor of ~ 10 and increase the energy range to cover from ~ 30 GeV to ~ 100 TeV. In this context, a new Cherenkov telescope is being designed: the CTA (Cherenkov Telescope Array). It is important to note here that a guest observer program is planned for CTA.

7. Conclusions

Several hundreds of GeV sources are currently known, being the identified ones basically pulsars and blazars. However, most of the GeV sources remain unidentified because their large error boxes prevent clear identifications. New instrumentation like *AGILE* and *GLAST/LAT* will hopefully reveal the nature of most of these sources and provide unexpected results.

The third generation of IACTs has revealed several tens of sources in the TeV sky. The nature of some of these sources was already known, and TeV observations can help to unveil the leptonic or hadronic nature of the accelerated particles, the ISM particle density, the magnetic fields, etc. On the other hand, new types of sources have been discovered, boosting theory. However, a lot of theoretical work is still needed to properly model some of these sources. In addition, there are unidentified sources whose nature remains unknown. New instruments like *MAGIC-II*, *HESS-II*, *HAWK* and *CTA* will allow us to conduct population studies and unveil the nature of some of the sources in the near (and mid-term) future. The TeV sky is starting to shine and is revealing new and very interesting laboratories for astrophysics.

Acknowledgments. I acknowledge support by DGI of the Spanish Ministerio de Educación y Ciencia under grant AYA2007-68034-C03-01 and FEDER funds, as well as financial support through a *Ramón y Cajal* fellowship.

Referencias

- Abdo, A. A., Allen, B., Berley, D., et al. 2007, *ApJ*, 664, L91
Aharonian, F., et al. 2004a, *A&A*, 425, L13
Aharonian, F., et al. 2005a, *A&A*, 442, 177
Aharonian, F., et al. 2005b, *A&A*, 432, L25
Aharonian, F., et al. 2005c, *A&A*, 435, L17
Aharonian, F., et al. 2005d, *A&A*, 431, 197
Aharonian, F., et al. 2005e, *A&A*, 442, 1
Aharonian, F., et al. 2006a, *Nature*, 440, 1018
Aharonian, F., et al. 2006b, *Science*, 314, 1424
Aharonian, F., et al. 2006c, *ApJ*, 636, 777
Aharonian, F., et al. 2006d, *PhRvL*, 97, 221102
Aharonian, F., et al. 2006e, *Nature*, 439, 695
Aharonian, F., et al. 2006f, *A&A*, 460, 365
Aharonian, F., et al. 2006g, *A&A*, 460, 743
Aharonian, F., et al. 2007a, *ApJ*, 664, L71
Aharonian, F., et al. 2007b, *A&A*, 464, 235
Aharonian, F., et al. 2007c, *ApJ*, 661, 236
Aharonian, F., et al. 2007d, *A&A*, 466, 543
Albert, J., Aliu, E., Anderhub, H., et al. 2006a, *ApJ*, 638, L101
Albert, J., Aliu, E., Anderhub, H., et al. 2006b, *ApJ*, 643, L53
Albert, J., Aliu, E., Anderhub, H., et al. 2006c, *Science*, 312, 1771
Albert, J., Aliu, E., Anderhub, H., et al. 2007a, *ApJ*, 669, 862
Albert, J., Aliu, E., Anderhub, H., et al. 2007b, *PhRvL*, submitted, [[arXiv:0708.2889v1](https://arxiv.org/abs/0708.2889v1)]

- Albert, J., Aliu, E., Anderhub, H., et al. 2007c, *ApJ*, 666, L17
- Albert, J., Aliu, E., Anderhub, H., et al. 2007d, *ApJ*, 658, 245
- Albert, J., Aliu, E., Anderhub, H., et al. 2007e, *ApJ*, 667, 358
- Albert, J., Aliu, E., Anderhub, H., et al. 2007f, *ApJ*, 664, L87
- Albert, J., Aliu, E., Anderhub, H., et al. 2007g, *ApJ*, in press, [arXiv:0705.3244v1]
- Albert, J., Aliu, E., Anderhub, H., et al. 2007h, *ApJ*, 665, L51
- Bednarek, W., & Giovannelli, F. 2007, *A&A*, 464, 437
- Bosch-Ramon, V., Paredes, J. M., Ribó, M., et al. 2005, *ApJ*, 628, 388
- Bosch-Ramon, V., Romero, G. E., & Paredes, J. M. 2006, *A&A*, 447, 263
- Casares, J., Ribas, I., Paredes, J. M., et al. 2005a, *MNRAS*, 360, 1105
- Casares, J., Ribó, M., Ribas, I., et al. 2005b, *MNRAS*, 364, 899
- Catanese, M., Akerlof, C. W., Badran, H. M., et al. 1998, *ApJ*, 501, 616
- Dhawan, V., Mioduszewski, A., & Rupen, M. 2006, *PoS*, Proceedings of the VI Microquasar Workshop: Microquasars and Beyond, ed. T. Belloni, p.52.1
- Dubus, G. 2006, *A&A*, 456, 801
- Fossati, G., Maraschi, L., Celotti, A., et al. 1998, *MNRAS*, 299, 433
- Gallo, E., Fender, R. P., Kaiser, C., et al. 2005, *Nature*, 436, 819
- Hartman, R. C., Bertsch, D. L., Bloom, S. D., et al. 1999, *ApJS*, 123, 79
- Horns, D., Hoffmann, A. I. D., Santangelo, A., et al. 2007, *A&A*, 469, L17
- Khangulyan, D., et al. 2007a, *MNRAS*, 380, 320
- Khangulyan, D., et al. 2007b, *MNRAS*, in press, [arXiv:0707.1689v2]
- Maier, G. (for the VERITAS Collaboration) 2007, *Proc. of the 30th International Cosmic Ray Conference (Mérida)*, in press, [arXiv:0709.3661v1]
- Martí, J., Paredes, J. M., & Ribó, M. 1998, *A&A*, 338, L71
- Massi, M., Ribó, M., Paredes, J. M., et al. 2004, *A&A*, 414, L1
- Neronov, A., & Chernyakova, M. 2007, *Ap&SS*, 309, 253
- Paredes, J. M., Martí, J., Ribó, M., & Massi, M. 2000, *Science*, 288, 2340
- Paredes, J. M., Ribó, M., Ros, E., Martí, J., & Massi, M. 2002, *A&A*, 393, L99
- Paredes, J. M., Bosch-Ramon, V., & Romero, G. E. 2006, *A&A*, 451, 259
- Paredes, J. M., et al. 2007, *ApJ*, 654, L135
- Punch, M., Akerlof, C. W., Cawley, M. F., et al. 1992, *Nature*, 358, 477
- Quinn, J., Akerlof, C. W., Biller, S., et al. 1996, *ApJ*, 456, L83
- Ribó, M., Reig, P., Martí, J., & Paredes, J. M. 1999, *A&A*, 347, 518
- Romero, G. E., Benaglia, P., & Torres, D. F. 1999, *A&A*, 348, 868
- Romero, G. E., et al. 2007, *A&A*, 474, 15
- Stirling, A. M., et al. 2001, *MNRAS*, 327, 1273
- Swanenburg, B.Ñ., Bennett, K., Bignami, G. F., et al. 1981, *ApJ*, 243, L69
- Teshima, M., Prandini, E., Bock, R., et al. 2007, *Proc. of the 30th International Cosmic Ray Conference (Mérida)*, in press, [arXiv:0709.1475v1]
- Weekes, T. C. 2006, in “Energy Budget in the High Energy Universe”, Kashiwa, Japan, February 22–24, 2006, [arXiv:astro-ph/0606130]
- Weekes, T. C., Cawley, M. F., Fegan, D. J., et al. 1989, *ApJ*, 342, 379

POSTER PAPER

Optical observations of TeV Blazars: preliminary results.

I. Andruchow^{1,2}, Sergio A. Cellone^{1,2} and Gustavo E. Romero^{2,3}

(1) *Instituto de Astrofísica La Plata (IALP) - CONICET - UNLP*

(2) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - UNLP*

(3) *Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR) - CONICET*

Abstract.

Recently, Cherenkov gamma-ray telescopes (HESS, MAGIC) have detected some blazars, in particular BL Lac objects, at very high energies – $E > 1$ TeV –. These are well-known and relatively nearby blazars, because TeV radiation is efficiently absorbed by the extragalactic infrared background radiation. However, the available information about their general characteristics is still scarce. Specifically, we study here the variability behaviour, at optical wavelengths, of a sample of TeV-blazars. The observations were made using the 2.15-m “Jorge Sahade” telescope, at CASLEO, San Juan, Argentina. We are looking for any common features that would allow us to better understand the emission of such very high-energy radiation in these objects.

Resumen.

Recientemente, los telescopios de rayos gamma del tipo Cherenkov (HESS, MAGIC) han detectado una serie de blazares, en particular del tipo BL Lac, a muy altas energías – $E > 1$ TeV –. Estos son blazares conocidos y relativamente cercanos, ya que la radiación TeV es absorbida eficientemente por el fondo infrarrojo de radiación. A pesar de esto, la información sobre las características generales de estos objetos es escasa. Específicamente, estudiamos para este trabajo el comportamiento variable a longitudes de onda del óptico de una muestra de blazares TeV. Las observaciones fueron hechas usando el telescopio de 2.15-m, “Jorge Sahade” en CASLEO, San Juan, Argentina. Buscamos cualquier rasgo en común que nos permita entender mejor la emisión de radiación a tan altas energías en esta clase de objetos.

1. Introduction

Our aim in this work is to look for any common features at optical wavelengths characterizing the class of blazars that show emission at very high energies (VHE). We use microvariability as a tool to probe the innermost region of these objects, following well-known techniques used along the last decade for different types of AGNs (see, e.g., Romero et al., 2002 and references therein). So far, almost all blazars detected at VHE belong to the sub-class of *high frequency peaked* BL Lacs (HBL: blazars that present their maximum emission at X-Ray

wavelengths). These are objects with high optical polarization; however, observational data are still scarce for most sources. All the sources that we report here (the first results from a long campaign) are classified as HBL. The following are their main characteristics known for these objects:

PKS 1101–232: $z = 0.19$. Optical flux microvariations with low amplitude were reported by Romero et al. (1999) during the only night when it was observed. From observations in 2002, 2003 and 2004, the mean value of the optical polarization was 3.25%, reaching a very high value of $P = 14.7\%$ during a night in May 2003 (Andruchow et al., 2005). This HBL was detected at VHE by H.E.S.S. (Aharonian et al., 2007).

PG 1553+113: $z > 0.78$. Long time-scale variations were reported by Miller et al. (1988) at UV-optical flux. On the other hand, microvariability with low amplitude was reported by Stalin et al. (2005). Its optical polarization behavior was recently studied, resulting in a mild microvariability with a mean polarization of $\langle P \rangle \simeq 3.4\%$ (Andruchow et al., 2005). The host galaxy was not resolved in HST images (Urry et al., 2000). This blazar was detected at VHE by both H.E.S.S. and MAGIC. (Aharonian et al., 2006a; Albert et al., 2007).

H2356–309: $z = 0.17$. This object was the first reported as an optical counterpart of an X-Ray source (Forman et al., 1978). Its host galaxy has been resolved as a bright elliptical by different observers (e.g., Falomo 1991; Scarpa et al. 2000). VLBA measurements have shown weak radio-emission (Giroletti et al., 2004). This object was also detected by H.E.S.S. (Aharonian et al., 2006b). Neither optical polarization data nor microvariability studies are reported in the literature.

2. Observations

All observations were carried out using the 2.15-m “Jorge Sahade” telescope, at CASLEO, San Juan, Argentina. For the photometry, the instrument was equipped with a CCD camera, using a ROPER 1300B chip + focal reducer. And for the optical linear polarization we used the CASPROF photo-polarimeter with a diaphragm aperture of 11.3 arcsec. The sources were observed in September 2006 and April 2007. We took one or two polarimetric measurements per night in order to know the degree of the linear optical polarization. For the rest of the night, we followed the sources looking for rapid changes in their optical flux in the V and R_C bands. We also observed standard stars from the Landolt (1992) catalog as well as unpolarized and polarized standard stars. The photometric data reduction was made with the IRAF software package. The polarimetric measurements were reduced using a FORTRAN program developed by the research group named *Cúmulos Globulares y Galaxias Enanas*, FCAG – UNLP.

3. Results

In the case of PG1553+113, we followed the source for five consecutive nights in September 2006. We present here the first optical polarimetric measurements and the first optical microvariability studies for this object. The degree of polarization was: $P = 1.82\%$, 5.13% , 2.6% and 3.15% , respectively, for

Object	UT Date [m/d/y]	Filter	σ mag	Variable?	C	Γ
H2356–309	09/22/06	<i>V</i>	0.011	No	0.85	0.56
	09/22/06	<i>R</i>	0.007	No	1.24	0.60
	09/23/06	<i>V</i>	0.008	No	1.49	0.57
	09/23/06	<i>R</i>	0.007	No	1.52	0.61
	09/24/06	<i>V</i>	0.010	No	1.16	0.57
	09/24/06	<i>R</i>	0.010	No	0.89	0.60
	09/25/06	<i>V</i>	0.009	No	1.13	0.56
	09/25/06	<i>R</i>	0.011	No	0.83	0.61
	09/26/06	<i>V</i>	0.010	No	1.35	0.56
	09/26/06	<i>R</i>	0.010	No	1.72	0.60
PG1553+113	04/21/07	<i>V</i>	0.007	No	0.40	1.20
	04/21/07	<i>R</i>	0.004	No	0.59	1.21
	04/22/07	<i>V</i>	0.008	No	0.53	1.22
	04/22/07	<i>R</i>	0.006	No	0.80	1.22
	04/23/07	<i>V</i>	0.003	No	0.87	1.21
	04/23/07	<i>R</i>	0.002	No	1.03	1.22
	04/24/07	<i>V</i>	0.008	No	0.54	1.23
	04/24/07	<i>R</i>	0.013	No	0.94	2.56

Table 1. Microvariability results for H2356–309 and PG1553+113. C : confidence parameter; Γ :corrective factor.

each night, giving an average $\langle P \rangle = 3.17\%$. During April 2007 we followed PKS 1101–232 and PG 1553+113. The corresponding values of the degree of polarization for each night were: $P = 4.72\%$, 2.29% and 5.81% for PKS 1101–232, and $P = 2.79\%$, 2.78% and 2.73% for PG 1553+113. The average values are in good agreement with those obtained from our previous extended campaign to search for optical linear polarization microvariability in blazars (Andruchow et al., 2005). In Table 1 and Fig. 1, we present the differential photometry results for H2356–309 and PG 1553+113 for all the nights that we observed these sources.

4. Conclusions

The general trend shows that HBLs are sources with high optical polarization, but, at the same time, they are less variable than LBLs (low-frequency peaked blazars) in time-scales of hours. Our preliminary results about the microvariations in the broad-band optical flux of VHE blazars indicate that this kind of sources have a tendency to present very small amplitude variations, if any at all. A larger sample of objects are needed in order to establish if the small amplitude optical variations we detected are a common feature to the TeV blazars.

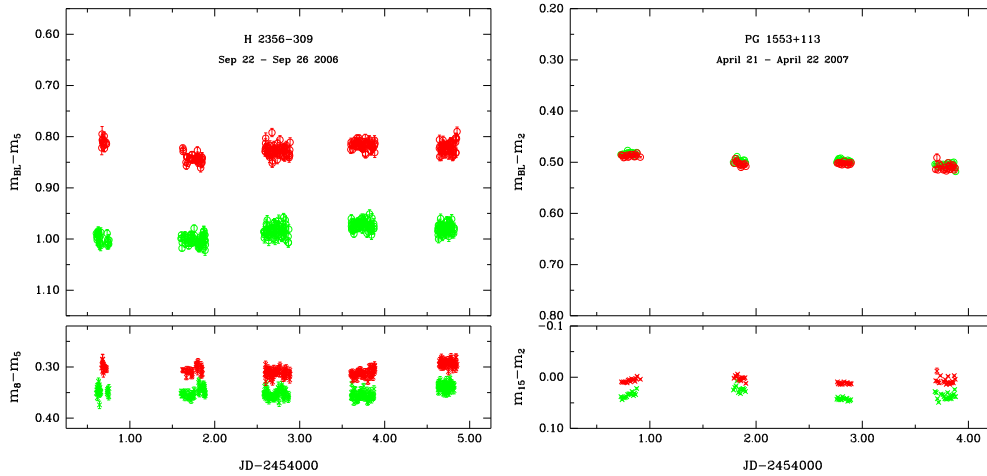


Figure 1. Differential photometry light-curves. Upper panels: blazar - comparison star; lower panels: control star - comparison star. Left panel: H2356-309; right panel: PG 1553+113. Red: R -band; green: V -band.

Acknowledgments. This project is supported by the Argentine Agencies CONICET (GRANT PIP 5375) and ANPCyT (GRANT PICT 03-13291 BID 1728/OC-AR). The authors wish to thank the CASLEO staff. I.A. especially thanks A. Araudo for taking part during the observations.

References

- Aharonian F.A. et al. 2006a, *A&A*, 448, L19
 Aharonian F.A. et al. 2006b^o, *A&A*, 455, 461
 Aharonian F.A. et al. 2007, *A&A*, 470, 475
 Albert J. et al. (MAGIC collaboration) 2007, *ApJ*, 654, 119
 Andruchow I., Romero G.E. & Cellone S.A. 2005, *A&A*, 442, 97
 Falomo R. 1991, *AJ*, 101, 812
 Forman W. et al. 1978, *ApJS*, 38, 357
 Girolletti M. et al. 2004, *ApJ*, 613, 752
 Landolt A. U. 1992, *AJ*, 104, 340
 Miller H. R., Carini M. T., Gaston B. J., & Hutter D. J. 1988, in “A Decade of UV Astronomy with the IUE Satellite”, Vol. 2, 303
 Romero G.E., Cellone S. A. & Combi J.A. 1999, *A&AS*, 135, 477
 Romero G.E., Cellone S. A., Combi J.A. & Andruchow I. 2002, *A&AS*, 390, 431
 Scarpa R. et al. 2000, *ApJ*, 532, 740
 Stalin C. S. et al. 2005, *MNRAS*, 356, 607
 Urry C.M. et al. 2000, *ApJ*, 532, 816

ORAL PAPER

High-energy emission from the galaxy cluster Abell 3376

A. T. Araudo^{1,2}, S. A. Cora^{2,3} and G. E. Romero^{1,2}

(1) *Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR) - CONICET*

(2) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - UNLP*

(3) *Instituto de Astrofísica La Plata (IALP) - CONICET*

Abstract. Cluster of galaxies are extremely powerful X-ray sources, with luminosities $L_X \sim 10^{43-45} \text{ erg s}^{-1}$. Some galaxy clusters also show radio emission. The radio luminosity is interpreted as synchrotron radiation produced by relativistic particles accelerated by strong large-scale shocks present in clusters. The interaction of relativistic particles with photons and matter produce high-energy emission. We investigate the particular case of the Abell 3376 cluster of galaxies. The resulting spectral energy distribution obtained from the most relevant non-thermal processes indicates that this cluster might be detected at gamma-rays by future planned Cherenkov arrays.

Resumen. Los cúmulos de galaxias son fuentes extremadamente potentes de rayos X, con luminosidades $L_X \sim 10^{43} - 10^{45} \text{ erg s}^{-1}$. Algunos cúmulos también muestran emisión en la banda de radio. La luminosidad en radio es interpretada como radiación sincrotrón producida por partículas relativistas que han sido aceleradas por ondas de choques de gran escala existentes en los cúmulos. La interacción de partículas relativistas con fotones y materia produce emisión a altas energías. Investigamos el caso particular del cúmulo de galaxias Abell 3376. La distribución espectral de energía que resulta de los procesos no-térmicos más relevantes indica que este cúmulo podría ser detectado por futuros arreglos de telescopios Cherenkov ya planeados.

1. Introduction

Clusters of galaxies are the largest virialized structures in the Universe. They contain a large number of galaxies, but the dominant baryonic component is the diffuse and hot ($T_X \sim 3 - 10 \text{ keV}$) intracluster medium (ICM). This ionized gas radiates energy through thermal Bremsstrahlung, which is detected in the X-ray band of the electromagnetic spectrum, with luminosities $L_X \sim 10^{43} - 10^{45} \text{ erg s}^{-1}$. The formation of cosmic structures is successfully described by the Λ CDM cosmogony. Within this framework, large scale shocks in clusters of galaxies can be produced by mergers and accretion of smaller objects. These shocks might accelerate particles up to relativistic velocities via a diffusive acceleration mechanism, such as the first-order Fermi process. Evidence for the presence of such a population of accelerated particles is given by the synchrotron

emission detected in some clusters. Two different morphologies can be distinguished in the observed radio emission: radio-halos (emission co-spatial with the X-ray radiation) and radio-relics (irregular emission observed at the outskirts of the clusters).

The recent detection of radio-relics in the outskirts of the nearby ($z = 0.046$) cluster of galaxies Abell 3376 (Bagchi et al. 2006) suggest that there are non-thermal electrons which produce the observed radio emission. Protons could be also accelerated, thus producing gamma-ray emission via neutral-pion decay in proton-proton (pp) interactions. Using the information available for this cluster, we calculate the electromagnetic radiation at high energies produced by the most relevant non-thermal radiative processes.

2. The cluster Abell 3376

The southern source Abell 3376 is a rich cluster of galaxies. It has an X-ray luminosity $L_X = 2 \times 10^{44}$ erg s $^{-1}$ as measured by *XMM-Newton*, corresponding to a temperature $T_X = 5.8 \times 10^7$ K. The estimated virial radius is $R_{\text{vir}} \sim 1.5$ Mpc. Radio observations made by Bagchi et al. (2006) with the VLA instrument show that two radio-relics are present at the edge of the cluster, within a distance of ~ 1 Mpc from the center of the cluster. The observed radio flux at frequency $\nu = 1.4$ GHz is $F_\nu = 302$ mJy. The configuration of radio-relics are inside a volume $V = 3.6 \text{ Mpc}^3$; in our calculations, we have considered a filling-factor of 30% for the radio emitting relativistic particles.

Those parameters of the cluster not provided by the observations but relevant for the purpose of this work were obtained from a simulated cluster. We consider resimulations of galaxy clusters that have been initially selected from a dark matter simulation for a standard Λ CDM cosmology with $\Omega_0 = 0.3$, $h = 0.7$, $\sigma_8 = 0.9$ and $\Omega_b = 0.04$ (Dolag et al. 2005). We chose a cluster with similar virial mass ($1.3 \times 10^{15} h^{-1} M_\odot$), and dynamical state as the observed one. The presence of radio relics in Abell 3376 might be interpreted as the result of an on-going merger of subclusters (Ensslin et al. 1998). From the analysis of this simulation we have adopted $n_{\text{H}} = 2 \times 10^{-5}$ cm $^{-3}$ for the ambient medium density at the location of the relics, and a gas velocity of the order of 600 km s $^{-1}$.

3. Acceleration of particles and spectral energy distribution

We assume that both electrons and protons are accelerated in the accretion and merger shocks present in the cluster through the Fermi mechanism which leads to a particle injection rate with a power-law energy distribution. For our calculations, we adopt an spectral index $\Gamma = 2.1$. The energy distribution of these primary particles evolve as a result of leptonic and hadronic radiative losses. The main channel of losses for relativistic protons are inelastic pp collisions with the intracluster gas; the energy loss rate can be estimated by (Mannheim & Schlickeiser 1994):

$$\dot{\gamma}_{pp} = -4.5 \times 10^{-16} n_{\text{H}} \left[0.95 + 0.06 \ln \left(\frac{\gamma}{1.1} \right) \right] \gamma \text{ s}^{-1}, \quad (1)$$

where γ is the Lorentz factor for protons, and n_{H} is the density of target nuclei given by the simulated cluster. Part of the energy lost by relativistic protons is used to create neutral pions which subsequently decay into γ -rays. The rest is used in the creation of charged pions that will decay into secondary e^{\pm} pairs. These leptons will be cooled by the same radiative process as that of the primary electrons.

Energy losses of electrons are estimated taking into account relativistic Bremsstrahlung, inverse Compton (IC) interactions and synchrotron radiation. According to the ambient conditions described in the previous section, radiative losses due to IC interactions with the field of X-ray photons, and relativistic Bremsstrahlung are negligible. However, the energy loss rate produced by IC interactions with the cosmic microwave background (CMB) radiation field becomes relevant; it is given by:

$$\dot{\gamma}_{\text{IC}}(\text{CMB}) = -3.20 \times 10^{-8} U_{\text{CMB}} \gamma^2 \text{ s}^{-1}, \quad (2)$$

where γ is the Lorentz factor for electrons, and $U_{\text{CMB}} = 1.2 \times 10^{-13} \text{ erg cm}^{-3}$ is the energy density of the photon field at the cluster redshift.

Calculation of synchrotron losses requires the knowledge the magnitude of the magnetic field, B , which can be estimated by assuming equipartition between the energy density of the field B and the particles: $B^2/(8\pi) = u_{e_1} + u_p + u_{e_2}$, where u_{e_1} and u_{e_2} are the energy densities of primary electrons and secondary pairs, respectively, and u_p is the energy density of protons. For each case ($i = e_1, p, e_2$), we have $u_i = \int E_i n(E_i) dE_i$, where $n(E_i) = K_i E_i^{-\Gamma_i} \exp(-E_i/E_i^{\text{max}})$ is the particle density distribution. The number of accelerated protons is unknown; for the present calculations we consider $u_p = u_{e_1}$, and thus it is possible to estimate u_{e_2} . Applying the constraint of the radio flux observed for Abell 3376, we find $B = 4.2 \times 10^{-7} \text{ G}$, $K_e = 1.4 \times 10^{-16} \text{ erg}^{\Gamma-1} \text{ cm}^{-3}$, and $K_p = 1.8 \times 10^{-16} \text{ erg}^{\Gamma-1} \text{ cm}^{-3}$ for the magnetic field and the normalization constants of the primary accelerated electrons and protons, respectively. The synchrotron losses are given by

$$\dot{\gamma}_{\text{synch}} = -1.94 \times 10^{-9} B^2 \gamma^2 \text{ s}^{-1}. \quad (3)$$

Main electron losses and the acceleration rate are shown in Figure 1 (left panel). In order to obtain the maximum energy of primary particles, we have to balance the energy gain and loss rates, taking into account the diffusive escape of particles to the acceleration region. We have obtained $E_e^{\text{max}} = 7 \times 10^{13} \text{ eV}$ and $E_p^{\text{max}} = 1.9 \times 10^{20} \text{ eV}$, for electrons and protons, respectively. Finally, we have studied the time-evolution of the three kind of particles presents in the relic: primary electrons, secondary pairs and protons. All these particles reach the steady-state within a time of $\sim 1 \text{ Gyr}$.

From these steady distributions of particles, we have calculated the spectral energy distribution (SED). The luminosity produced through π^0 -decay has been estimated by applying the δ -function approximation given in Aharonian & Atoyan (2000) and the new parametrization of the corresponding cross-section (Kelner et al. 2006). On the other hand, the emissivities produced by the leptonic interactions have been calculated using the standard formulae given in Blumenthal & Gould (1970) and in Pacholczyk (1970). The results of our calculations are shown in the right panel of Figure 1. The SED is dominated by the IC

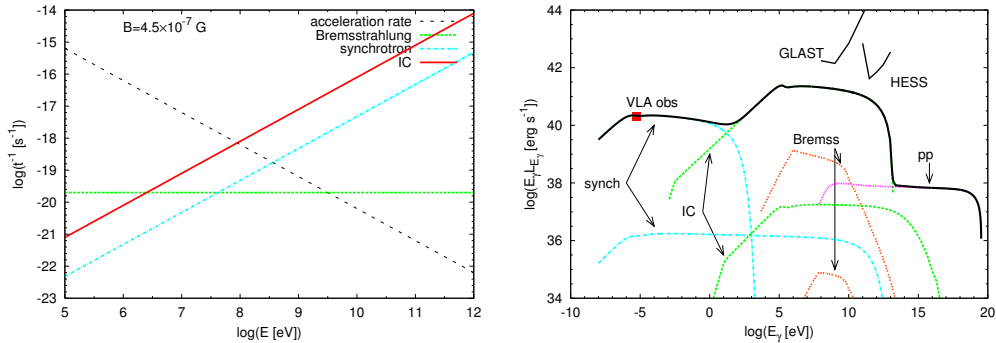


Figure 1. *Left panel:* Losses and acceleration rate for leptons. *Right panel:* Spectral energy distribution. The contribution of primary and secondary electrons to the leptonic losses are represented by the highest and lowest curves for each considered process, respectively.

interactions, with a luminosity $L \sim 5 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$, from $E_\gamma = 0.1 \text{ MeV}$ to $E_\gamma = 100 \text{ TeV}$. The emission at highest energies is generated by neutral pion decay, reaching $L_{pp} \sim 5 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ and with a cut-off at $E_\gamma \sim 10^{19} \text{ eV}$.

From the results obtained for the particular case of the cluster Abell 3376, we can consider that galaxy clusters are potential sources of γ -rays. However, observations of the clusters Coma and Abell 496 made by Domainko et al. (2007) with the array of Cherenkov telescopes HESS, have not detected significant signal in exposure times of $\sim 10 - 20$ hours. The proximity of the cluster studied in this work, and its high content of relativistic particles in the radio-relics, located at its edge, make Abell 3376 an interesting potential target for the investigation of γ -ray emission in this type of objects. Probably, this source might be detected at γ -rays by the future Cherenkov telescope HESS II.

Acknowledgments. We would like to thank to Klaus Dolag for making the cluster simulation available to us. This project was financially supported by CONICET (PIP 5000/2005 and PIP 5375) and the Argentine Agency ANPCyT through Grant PICT 26049 BID 1728/OC-AC and 03-13291 BID 1728/OC-AC.

References

- Aharonian, F.A. & Atoyan A.M. 2000, *A&A*, 362, 937
 Bagchi J., Durret F., Neto G.B. L., & Paul S. 2006, *Sci*, 314, 791
 Blumenthal G.R. & Gould R.J. 1970, *Rev. Mod. Phys.*, 42, 237
 Dolag. K., Vazza, F., Brunetti, G., Tormen, G. 2005, *MNRAS*, 354, 753
 Domainko W. et al. (HESS Coll.) 2007 [arXiv:0708.1384]
 Ensslin, T.A., Biermann, P.L., Klein, U., Kohle, S. 1998, *A&A*, 332, 395
 Kelner, S.R., Aharonian, F.A., & Vugayov, V.V. 2006, *Phys. Rev. D*, 74, 034018
 Pacholczyk, A.G., 1970, *Radio Astrophysics*, Freeman, San Francisco

PRESENTACIÓN ORAL

Coincidencia posicional de fuentes NVSS y XMM-Newton

J.A. Combi¹, J.F. Albacete Colombo², J. Martí¹, G.E. Romero^{2,3}, L.P. Luque-Escamilla¹, A. Muñoz-Arjonilla¹, J.R. Sánchez-Sutil¹, L.J. Pellizza⁴.

(1) *Departamento de Física (EPS), Universidad de Jaén, Campus Las Lagunillas s/n, 23071 Jaén, Spain*

(2) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - UNLP*

(3) *Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR)*

(4) *Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE)*

Abstract. We present the preliminary results of a cross-identification between radio, infrared and X-ray data, in order to study X-ray populations at low and high galactic latitudes. For this purpose, we developed an improved search strategy based on very restrictive selection criteria being applied to the sources, using the NVSS, 2MASS and XMM catalogs. Using our IDL based code to cross correlate the data, we found 1195 coincident sources inside the combined radio/X-ray uncertainty radius. For these sources we computed hardness ratio (HR) diagrams in order to characterize X-ray populations and provide clues on the nature of unidentified objects

Resumen. Presentamos los resultados preliminares de un estudio de correlación posicional entre datos de radio, infrarrojo y de rayos-X, con la intención de estudiar poblaciones de rayos-X. Para este propósito, hemos desarrollado una estrategia de búsqueda basada en criterios muy restrictivos para las fuentes, usando catálogos del NVSS, 2MASS y XMM-Newton. Usando nuestro código IDL para correlacionar los datos, encontramos 1195 fuentes coincidentes dentro de los radios de incerteza de las posiciones de las fuentes. Para estas fuentes, hemos calculado diagramas de índice de dureza que fueron usados para caracterizar poblaciones de rayos-X y obtener indicios sobre la naturaleza de fuentes no identificadas.

1. Introducción

La naturaleza de fuentes de altas energías no identificadas sigue siendo uno de los problemas más importantes de la astrofísica actual. Los primeros satélites de rayos-X en detectar cientos de fuentes no identificadas fueron Einstein y ROSAT. Este último operó en la banda blanda de los rayos-X ($E < 3\text{keV}$), un rango de energía donde los rayos X son sustancialmente absorbidos por el medio interestelar (Voges et al. 1996). En los últimos años, se ha progresado significativamente en este campo de la astrofísica de altas energías, gracias a la nueva generación de satélites de rayos-X, equipados con detectores CCD (Tanaka et al. 1994).

Recientemente, los observatorios XMM-Newton y Chandra han aportado una visión más detallada del Universo en rayos-X, que ha impactado en el conocimiento de las fuentes no identificadas. Varios estudios de propiedades de fuentes XMM se han llevado a cabo a altas latitudes galácticas (e.g. Piconcelli et al. 2003; Georgantopoulos et al. 2004). En la mayoría de los casos, núcleos activos de galaxias (AGNs) del tipo 1 parecen ser la población dominante (Barcons et al. 2002). A bajas latitudes galácticas, observaciones sistemáticas realizadas con el satélite ASCA han permitido descubrir más de 150 fuentes con espectros duros en la banda de los rayos-X. La mayor parte de estas fuentes fueron identificadas con remanentes de supernovas (SNRs), sistemas binarios y pulsares (Koyama et al. 1997; Bamba et al. 2000). Sin embargo, más del 60% de estas fuentes con bajas latitudes galácticas no tiene aún clara identificación a otras frecuencias (Sugizaki et al. 2001). Más recientemente, el satélite INTEGRAL (Lebrun et al. 2003) descubrió más de 500 fuentes de altas energías en el rango de los 17 a 100 keV (Bodaghee et al. 2006). Mientras un pequeño grupo resultará ser nuevos sistemas binarios de baja y alta masa muchas de esas fuentes aún no han sido identificadas.

En este trabajo, se presentan resultados preliminares de la correlación posicional entre fuentes de radio NVSS y de rayos-X XMM-Newton, usando criterios de selección muy restrictivos, con el propósito de caracterizar poblaciones de rayos-X y revelar la naturaleza de fuentes de alta energía no identificadas.

2. Correlación posicional de fuentes NVSS y XMM-Newton

Como primer paso, hemos llevado a cabo la correlación posicional de fuentes de radio del NRAO VLA Sky Survey (NVSS, Condon et al. 1998) con el Second XMM-Newton Serendipitous Source Catalogue (SXSSC), 2006¹. El catálogo NVSS contiene 1773484 fuentes, mientras el SXSSC contiene solamente 153105 fuentes. Debido a que nuestra intención es encontrar correlación posicional entre fuentes NVSS y del SXSSC, y posteriormente estudiar poblaciones de fuentes galácticas y extragalácticas, una serie de criterios de selección han sido adoptados:

- 1) Asumimos que la coincidencia posicional tiene significancia alta cuando la diferencia entre fuentes NVSS/XMM es $R \leq \sqrt{\sigma_{\text{NVSS}} + \sigma_{\text{XMM}}}$.
- 2) Fuentes con latitudes galácticas $|b| \leq 10$ y $|b| \geq 10$, han sido divididas en 2 grupos para el estudio de poblaciones galácticas y extragalácticas, respectivamente.
- 3) Las posiciones de las fuentes coincidentes fueron luego comparadas con el catálogo 2MASS (Cutri et al. 2003).
- 4) Posteriormente, hemos inspeccionado la base de datos SIMBAD y NED para identificar a aquellas fuentes conocidas de la muestra.
- 5) Finalmente, diagramas de índice de dureza de todos los objetos fueron usados para identificar características de las diferentes poblaciones de rayos-X.

Después de aplicar los 2 primeros criterios, hemos encontrado 86 y 1109 correlaciones posicionales entre fuentes NVSS/XMM a bajas latitudes y altas latitudes

¹http://heasarc.gsfc.nasa.gov/FTP/xmm/data/catalogues/2XMMcat_v1.0.fits.gz

galácticas, respectivamente. Posteriormente, hemos cruzado estas correlaciones con el catálogo 2MASS, usando un radio de búsqueda de $\sim 4''$ (el radio del 90% de incerteza en la posición XMM). De las 1109 fuentes a altas latitudes, 254 tienen contraparte 2MASS y de las 86 a bajas latitudes galácticas sólo 13 muestran contraparte 2MASS.

A continuación hemos inspeccionado las bases de datos SIMBAD y NED, y encontramos los siguientes resultados: de las 86 correlaciones, 9 son galaxias normales, 2 son cúmulos de galaxias, 1 es un QSO, 4 son estrellas, 2 son pulsares, 3 son regiones HII y 65 fuentes permanecen como fuentes no identificadas. De las 1109 fuentes correlacionadas con alta latitud galáctica: 69 son QSOs, 85 son cúmulos de galaxias, 89 son galaxias normales, 19 son Seyferts 1, 25 son Seyferts 2, 11 son Liners, 8 son galaxias dobles, 11 son radiogalaxias, 14 son estrellas, 4 son pulsares, 4 son regiones HII y 770 son no identificadas. Además, 770 son fuentes no identificadas y 195 tienen radio detección a otras frecuencias diferentes de 20 cm. La Fig.1 muestra la distribución posicional de todas las fuentes NVSS/XMM en el cielo para declinaciones $> -40^\circ$.

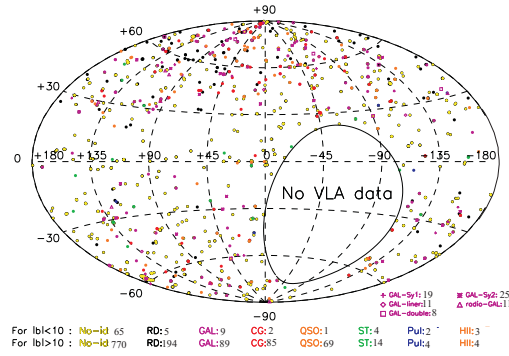


Figura 1. Distribución espacial de fuentes NVSS/XMM correlacionadas. Diferentes subclases de galaxias: Seyferts, radiogalaxias, cúmulos de galaxias y cuasares son mostradas en colores. Fuentes no identificadas con detección a otras radio frecuencias (RD) se muestran en negro. Estrellas (ST) se indican en verde, regiones HII (HII) en naranja y pulsares (PUL) en azul.

3. Análisis de rayos-X y cálculo de índice de dureza

Para el análisis de las propiedades de las fuentes XMM-Newton hemos construido diagramas de índice de dureza (HR), el cual es un importante indicador para caracterizar poblaciones de rayos-X y por lo tanto la naturaleza de los objetos. Hemos definido 3 rangos de energía: blando (S: 0.5-2.0 keV), medio (M: 2.0-4.5 keV) y duro (H: 4.5-12.0 keV). La figura 2 muestra el diagrama HR de los colores de rayos-X, $H_x = [M-S/M+S]$ y $H_y = [H-M/H+M]$ para los QSOs. En la figura, también se muestra una grilla de un modelo de ley de potencia (PL) con índice Γ de 0 a 4 y diferente absorción interestelar NH. La grilla fue construida con el "Portable Interactive Multi-Mission Simulator PIMMS". La grilla en esta última figura debe ser tomada como una aproximación del resultado real, ya que ha sido construida a $z=0$. Como puede verse, existe una concentración de

objetos de este tipo entre valores de $2 < \Gamma < 2.75$. Debido a la falta de espacio, los restantes diagramas HR no se muestran. Diagramas HR para las fuentes del plano ($|b| < 10^\circ$) pueden encontrarse en Combi et al. (2008) y para las demás poblaciones de rayos-X en Combi et al. (2007).

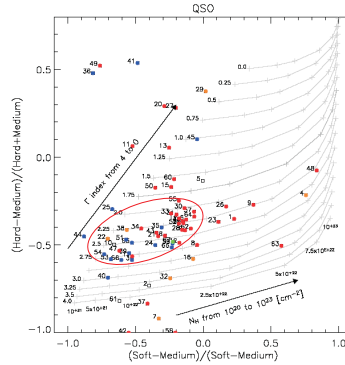


Figura 2. Diagrama de índice de dureza para QSOs. La elipse muestra la región de concentración de objetos de este tipo. Objetos con $z > 1$ se muestran en rojo.

Agradecimientos. J.A.C. es investigador del programa *Ramón y Cajal*, financiado por el Ministerio de Educación y Ciencia español y la Universidad de Jaén. J.F.A.C. es investigador de CONICET, Argentina. Los autores agradecen apoyo de la DGI del Ministerio de Educación y Ciencia español bajo ayuda del proyecto AYA2004-07171-C02-02, fondos FEDER y el Plan Andaluz de Investigación of Junta de Andalucía bajo el grupo de investigación FQM-322.

Referencias

- Bamba, A., et al. , 2000, PASJ 52, 1157
 Barcons et al. 2002, A&A 382, 522
 Bodaghee et al. 2006, A&A 447, 1027
 Combi, J.A., Albacete Colombo, J.F., Martí, J. 2007a, A&A, en prensa
 Combi, J.A., et al. 2008, A&A, 477, 125, 2008.
 Condon, J. J., et al. 1998, AJ, 115, 1693
 Cutri, R. M., et al. 2003, The IRSA 2MASS All-Sky Point Source Catalog, NASA/IPAC Infrared Science Archive. <http://irsa.ipac.caltech.edu/applications/Gator/>,
 Georgantopoulos et al. 2004, astro-ph/0404048
 Koyama, K., et al. 1997, PASJ 49, L7
 Lebrun et al. 2003, A&A 411, L141
 Piconcelli et al. 2003, A&A 412, 689
 Sugizaki, M., et al. 2001, ApJS, 134, 77
 Tanaka, Y., Inoue, H., & Holt, S. S. 1994, PASJ, 46, L37
 Voges, W., et al. 1996, IAC circ, 6420, 2

POSTER PAPER

**The accretion mass regimes in the gamma-ray binary
LS I +61° 303**

M. Orellana^{1,2}, G.E. Romero^{1,2}, A.T. Okazaki³ y S.P. Owocki⁴

(1) *Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR)*

(2) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - UNLP*

(3) *Faculty of Engineering, Hokkai-Gakuen University, Sapporo, Japan*

(4) *Bartol Research Institute, University of Delaware, Newark, USA*

Abstract. LS I +61° 303 is a puzzling Be/X-ray binary with variable emission up to TeV energies. The nature of the compact object and the origin of the high-energy emission are unclear. The usual assumption of microquasar models for the source is that the accretion rate, \dot{M}_{ac} , is coupled to the jet power hence an energy budget constrain is imposed by the former. Here we compare the results of 3D-SPH simulations of the mass transference in LS I +61° 303 with analytically obtained values for the spherical accretion. In terms of the position of the local maxima, both kind of estimates show a similar evolution for $\dot{M}_{ac}(t)$ along the orbit, but the accretion rates and the underlying physics are remarkably different.

Resumen. LS I +61° 303 es un sistema binario formado por una estrella Be y un objeto compacto, que ha mostrado emisión variable en todo el espectro electromagnético, alcanzando incluso energías en el rango TeV. El mecanismo por el cual se producen los rayos γ no ha sido claramente establecido aún. Cuando se modela la emisión suponiendo que LS I +61° 303 es un microcuásar se tiene una limitación energética dada por la tasa de acreción de masa sobre el objeto compacto \dot{M}_{ac} . Comparamos los resultados de simulaciones dinámicas (SPH) tridimensionales con estimaciones analíticas, donde se asume que la acreción es esférica y ocurre al estar el objeto compacto inmerso dentro del disco circunestelar de la primaria. A pesar de que la evolución de $\dot{M}_{ac}(t)$ a lo largo de la órbita muestra aparentemente la misma disposición de máximos en ambos casos, los valores para la tasa de acreción de masa difieren notablemente, así como la física implicada.

1. Introduction

LS I +61° 303 is the optical counterpart of the radio variable source GT 0236 +610 (Gregory & Taylor, 1978) and its X-ray emission was discovered during the 1980's (Hutchings & Crampton 1981). It is a binary system formed by a compact object and a B0V spectral-type star with broad emission lines evidencing the presence of circumstellar material. The orbital period is well-known from radio observations: $P = 26.496$ days (Gregory 2002). The orbital parameters have

been determined by Casares et al. (2005). The orbit is inferred to be quite eccentric, with eccentricity estimates $e = 0.72 \pm 0.15$. Inferred masses are $\sim 12 M_\odot$ for the primary and $\sim 2.5 M_\odot$ for the compact object, assuming an inclination angle $i = 30^\circ$.

LS I +61° 303 has been detected at very high energies (> 200 GeV) by the MAGIC observatory as a variable source (Albert et al. 2006). The maximum in the gamma-ray light curve occurs not during periastron passage (at phase $\phi = 0.23$), but at phase $\phi = 0.5 - 0.6$. The X-ray emission displays the same behavior, but the radio emission is strongest around phase ~ 0.7 . The estimated soft X-ray luminosity of $L_X \sim 10^{34}$ erg s $^{-1}$ (e.g. Esposito et al. 2007) is relatively low for typical values of Be/X-ray binaries. As a whole, the multiwavelength information concerning this binary reveals a fascinating source for which there is not yet a consistent scenario.

Recent radio imaging observations of LS I +61° 303 along the orbital period have been cited as evidence that the compact object is an energetic pulsar surrounded by a synchrotron “cometary tail” resembling the case of PSR B1259-63 (Dhawan et al. 2006). Colliding wind models, however, face many problems for explaining the spectral energy distribution, the time evolution of the emission, the required energy budget, or even the radio morphology. Alternative accretion/ejection models, wherein the compact object is a black hole and the non-thermal emission arises from relativistic jet flows, remain an open possibility (e.g. Bosch-Ramon et al. 2006, Orellana & Romero 2007). Romero et al. (2007) makes a critical exposition of how the two distinct models confront the data in various wavebands.

2. The accretion rate

Following previous works, Orellana & Romero (2007) have estimated the mass accretion rate in LS I +61° 303 and its evolution by assuming that the compact object is immersed in the Be circumstellar disc. Thus the compact object accretes material from its surroundings in spherical way. The main relevant parameters are the gas density $\rho_w(r)$ of the Be disc and the relative velocity between it and the compact object with mass M_X that moves in a Keplerian orbit. Then the accretion rate can be estimated as:

$$\dot{M}_{\text{ac}} = \frac{4\pi(GM_X)^2\rho_w(r)}{v_{\text{rel}}^3(r)}, \quad (1)$$

where the orbital separation r is parametrized by the orbital phase ϕ and the dependence of ρ_w upon r was established by Gregory & Neish (2002) from observational IR data of LS I +61° 303. The mass accretion rate according to expression (1) is shown in Figure 1. Two maxima occur (and are well above the Eddington rate), the first is during the periastron passage and the second at phase $\phi \sim 0.5$ when the relative velocity is minimum.

This simplified approximation assumes that the Be disc is not affected in any way by the passage of the compact object. As shown by Okazaki et al. (2002) such a picture can be strongly modified when considering the tidal pulls and torques. The mass transfer interaction is then far more complex. In order to analyze the interaction we have performed numerical simulations with a three

dimensional, smoothed particle hydrodynamics (SPH) code. The results of those simulations are commented at length in Romero et al. (2007). In the applied code (basically the same used by Okazaki et al. 2002) the Be disc and the accretion disc are modeled by an ensemble of gas particles with negligible self-gravity, whereas the Be star and the compact object are represented by sink particles with the appropriate gravitational mass. Gas particles that fall within a specified accretion radius are accreted by the sink particle. In order to allow the conversion of the kinetic energy to heat due to viscosity and to deal with shocks, our code uses the standard form of artificial viscosity with two free parameters. The inner edge of the accretion disc is set to a small fraction of the semi-major axis, below which the further accretion onto the compact object is expected to occur on a rapid time scale that is much shorter than that for the simulated region.

We focus here in the derived accretion mass rate, shown in Figure 1. In this highly eccentric system, strong interaction occurs only for a very short span of time around periastron passage. At periastron, the compact object tidally deforms the Be disc and captures particles of the outermost part. Matter infalling from the Be disc excites the $m = 1$ density wave in the accretion disc. In later phases, the density wave propagates inward, enhancing the accretion rate, as found by Hayasaki & Okazaki (2005). The accretion disc gradually expands until the next periastron passage of the Be star.

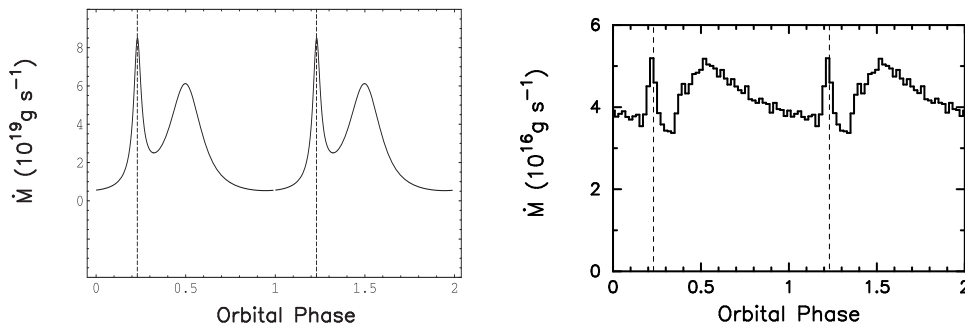


Figure 1. Phase dependence of the accretion rate onto the compact object of LS I +61° 303. Left: derived from Bondi & Hoyle spherical approach. Right: from 3D-SPH simulations published in Romero et al. (2007). The periastron phase is indicated.

The periastron peak ($\dot{M} \sim 5.2 \times 10^{16} \text{ g s}^{-1}$) is due to shrinking of the accretion disc. In our simulations, particles crossing the accretion radius of the compact object are taken as already accreted and so are removed from the simulation. Since the accretion disc in the real system should have a much smaller inner radius, this peak could be artificial. We tested this issue through simulations with different accretion radii. The results suggested that periastron peak amplitude may be an artifact of the limited resolution, but the extension over a broad secondary peak remained quite robust. This secondary peak has a value of $\dot{M} \sim 5.2 \times 10^{16} \text{ g s}^{-1}$ and occurs at a phase ~ 0.52 .

3. Discussion

The results shown here have important implications for accretion models of LS I +61 303, since they indicate that a peak in non-thermal emission could occur well past periastron passage, after phase 0.5, much as observed by MAGIC (Albert et al. 2006). Moreover, the energy available is more than adequate to explain the observed high-energy emission. At phase ~ 0.5 the accretion power is $\sim 4.7 \times 10^{37}$ erg s $^{-1}$. Assuming that 10% of this power goes into an outflow – with just 10% of that converted to relativistic protons –, then a gamma-ray luminosity of roughly $\sim 8 \times 10^{34}$ erg s $^{-1}$ is expected from inelastic pp interactions with the medium surrounding the compact object (Orellana & Romero 2007). Opacity effects to gamma-ray propagation in the ambient photon fields of the Be star and disc offer an additional possibility for quenching the high-energy emission close to periastron passage.

We note however that the accretion model is also not free of problems. The changing morphology of the radio emission (Dhawan et al. 2006) requires a highly unstable jet. This was already suggested by the Massi et al. (2004) radio maps. The origin of this instability may be related to the density waves in the accretion disc found in this paper, but detailed simulations are required to reproduce the observed phenomenology. Alternatively, the impact of wind inhomogeneities could cause the deflection of the jet (Bosch-Ramon et al. 2006). Finally, we note that according to the simulations the real accretion rate is significantly sub-Eddington. This opens the possibility to an ADAF regime of accretion that can explain the low X-ray luminosity observed for this puzzling source.

Acknowledgments. This research has been supported by CONICET (PIP 5375), the Argentine agency ANPCyT through Grant PICT 03-13291 BID 1728/OC-AR, and the Ministerio de Educación y Ciencia (Spain) under grant AYA2007-68034-C03-01, FEDER funds.

References

- Albert, J. et al. (MAGIC coll.), 2006, *Science*, 312, 1771
 Bosch-Ramon, V. et al., 2006, *A&A*, 459, L25
 Casares, J., et al., 2005, *MNRAS*, 360, 1105
 Dhawan, V., et al., 2006, in *Proc. of the VI Microquasar Workshop, Como-2006*
 Esposito, P. et al, 2007, *A&A*, 474, 575
 Gregory, P.C., & Neish, C., 2002, *ApJ*, 580, 1133
 Gregory, P.C., & Taylor, A.R., 1978, *Nature*, 272, 704
 Hayasaki, K & Okazaki, A.T., 2005, *MNRAS*, 360, L15
 Hutching, J.B. & Crampton, D. 1981, *PASP* 93, 486
 Massi, M., et al., 2004, *A&A*, 414, L1
 Okazaki, A.T., et al., 2002, *MNRAS*, 337, 967
 Orellana, M., & Romero, G.E., 2007, *Ap&SS*, 309, 333
 Romero, G.E. et al., 2007, *A&A*, 474, 15

ORAL PAPER

Study of the absorption of gamma-rays in the binary system SS433

M. M. Reynoso¹, G. E. Romero^{2,3}, H. R. Christiansen^{4,5}

(1) *Facultad de Ciencias Exactas y Naturales - UNMdP*

(2) *Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR)- CONICET*

(3) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - UNLP*

(4) *Universidade Estadual do Ceará (UECE) - Brazil*

(5) *Fundação de Amparo à Pesquisa do Ceará (FUNCAP)- Brazil*

Abstract. We study the absorption of gamma-rays that could be produced in the inner region of the X-ray binary system SS433. We calculate the optical depth due to soft photons coming from the companion star and from the extended disk wind from the supercritical accretion disk. Interactions with star matter and with that of the extended disk are also found to cause significant absorption of gamma-rays. We discuss the observability of the predicted absorption signatures with instruments such as VERITAS, MAGIC II, and GLAST.

Resumen. Estudiamos la absorción de rayos gamma que puedan ser producidos en la región interna del sistema binario de rayos X SS433. Calculamos la opacidad debida a fotones suaves provenientes de la estrella compañera y de un disco de decaimiento extendido que se origina en el disco de acreción supercrítico alrededor. Encontramos además que las interacciones con materia de la estrella y del disco extendido causan absorción significativa de rayos gamma. Discutimos las posibilidades de observación de los comportamientos temporales predichos con instrumentos como VERITAS, MAGIC II y GLAST.

1. Introduction

The microquasar SS433, located at $d = 5.5$ kpc from Earth in nebula W50, is a very interesting binary system composed of a supergiant star feeding mass to a black hole. Two oppositely directed jets with bulk velocity $v_j = 0.26 c$ are launched from the vicinity of the black hole, and there is an extended disk wind, with $\dot{M}_w \approx 10^{-4} M_\odot \text{yr}^{-1}$ and $v_w \approx 1500 \text{ km s}^{-1}$, which is believed to be fed by an inner supercritical accretion disk. The jets and the extended disk precess with a period of 162 d, and the orbital period is 13 d. We show a schematic view of the system in Fig.1, left panel. The normal to the orbital plane makes an angle $\theta = 21^\circ$ with the approaching jet and an angle $i = 78^\circ$ with the line of sight. As derived from INTEGRAL observations, the mass of the black hole is $M_{\text{bh}} = 9 M_\odot$. The mass of the donor star, most probably an A-type supergiant, amounts to $M_\star = 30 M_\odot$, while its radius is $R_\star \approx 38 R_\odot$

and the orbital separation of the zero eccentricity orbit results in $a = 79R_{\odot}$. A complete review of the system can be found in Fabrika (2004). In view of the recent detection of very high energy gamma radiation from similar objects like Cyg-X1, LS5039, and LSI 61+303 (e.g. Albert et al 2006), it is important to analyze the absorption mechanisms that may be present in the complex case of SS433 and operate for any particular gamma-ray emission process.

2. Absorption in SS433

A detailed study of the absorption mechanisms has been presented recently (Reynoso et al. 2007). Essentially, $\gamma\gamma$ annihilations and γN interactions, where N represents a nucleon, are the relevant absorptive mechanisms. In the first case, we consider the general expression for the differential optical depth

$$d\tau_{\gamma\gamma} = (1 - \hat{e}_{\gamma} \cdot \hat{e}_{\text{ph}}) n_{\text{ph}} \sigma_{\gamma\gamma} d\rho_{\gamma} dE d(\cos \theta') d\phi', \quad (1)$$

where the unit vectors \hat{e}_{γ} and $\hat{e}_{\text{ph}} = (\sin \theta' \cos \phi', \sin \theta' \sin \phi', \cos \theta')$ indicate the directions of the gamma-ray and soft photons respectively. The energy of the soft photons is E , $d\rho_{\gamma}$ is the differential path traveled by the gamma-ray, and the cross section for the process $\gamma\gamma \rightarrow e^{+}e^{-}$ is

$$\sigma_{\gamma\gamma} = \frac{\pi r_0^2}{2} (1 - \xi^2) \times \left[2\xi(\xi^2 - 2) + (3 - \xi^4) \ln \left(\frac{1+\xi}{1-\xi} \right) \right],$$

where r_0 is the classical electron radius and $\xi = \left[1 - \frac{2(m_e c^2)^2}{E_{\gamma} E (1 - \hat{e}_{\gamma} \cdot \hat{e}_{\text{ph}})} \right]^{1/2}$.

To work out the optical depth due to starlight photons, we assume a blackbody radiation density $n_{\star}(E) = 2E^2((h c)^3(e^{E/kT_{\star}} - 1))^{-1}(\text{ph cm}^{-3}\text{erg}^{-1}\text{sr}^{-1})$, with $T_{\star} = 8500$ K as recognized for the star. Expression (1) can be properly integrated in the primed angles, considering the finite size of the star as described in Dubus (2006). We assume that the jets are launched above the black hole at a height $z_0 = R_0/\tan \xi \simeq 1.3 \times 10^9 \text{cm}$, where $\xi \simeq 0.6$ is the half opening angle of the jet, and the initial jet radius is taken to be $R_0 = 10GM_{\text{bh}}/c^2$. For a gamma-ray path born at z_0 on the approaching jet, we obtain the starlight optical depth shown in Fig.2. There $t = 0$ d corresponds to the time when the precessional phase is $\psi = 0$, i.e., when the approaching jet is open to the Earth. In the case of the emission from the extended disk, expression (1) can be rewritten as in Becker & Kafatos (1995) where a disk-like emitting zone is considered. The extended disk is the origin of both mid-IR (Fuchs et al. 2006) and UV emission (Gies et al. 2002). In the first case, the corresponding radiation density for wavelengths in the range 2-12 μm , can be assumed as

$$n_{\text{IR}} = \frac{F_{\text{ph}}}{E hc \pi \cos i_{j,\text{IR}}} \left(\frac{d}{R_{\text{out}}} \right)^2 (\text{ph cm}^{-3}\text{erg}^{-1}\text{sr}^{-1}). \text{ Here } F_{\text{ph}} = 2.3 \times 10^{-23} \left(\frac{\lambda}{\mu\text{m}} \right)^{-0.6}$$

in units of $\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{Hz}^{-1}$, is the flux density of mid-IR photons detected at the Earth for a precessional phase $\psi_{\text{IR}} = 0.31$, so that $\cos i_{j,\text{IR}} = \sin i \sin \theta \cos(2\pi\psi_{\text{IR}}) + \cos i \cos \theta$.

As for the UV emission, it corresponds to wavelengths in the range 10^3 - 10^4\AA and we assume a blackbody radiation density with $T_{\text{UV}} = 21000$ K. The emitting region in the extended disk is considered from an inner radius $R_{\text{in}} \approx 2GM_{\text{bh}}/v_w^2$ out to $R_{\text{IR}} \approx 33R_{\odot}$ and $R_{\text{UV}} \approx 50R_{\odot}$ for the mid-IR and UV emissions respectively. Interactions of

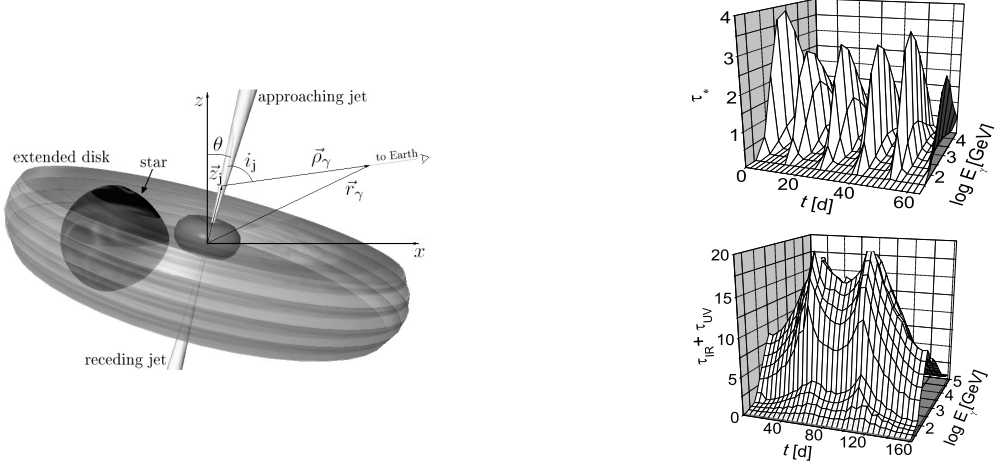


Figure 1. *Left:* Schematic view of SS433.

Right: Optical depth due to $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ as a function of time and gamma-ray energy. Starlight contribution is shown in the *upper* graph and the extended disk one is shown in the *lower* graph.

gamma rays with matter of the extended disk and star will cause significant absorption through the photopion production channels ($\gamma N \rightarrow N\pi^i$) and also through the photopair production channel ($\gamma N \rightarrow Ne^+e^-$). The contribution to the optical depth is obtained by $\tau_{\gamma N}(\vec{z}_j) = \int_0^\infty d\rho_\gamma \sigma_{\gamma N} \frac{(\rho_\star + \rho_w)}{m_p}$, where the cross section $\sigma_{\gamma N} = \sigma_e + \sigma_\pi$ accounts for the process of photopion and photopair production. We assume, based on Atoyan & Dermer (2003), that $\sigma_\pi \approx 3.4 \times 10^{-28} \text{cm}^2$ for $200 \text{ MeV} < E_\gamma < 500 \text{ MeV}$ and $\sigma_\pi \approx 1.2 \times 10^{-28} \text{cm}^2$ for $E_\gamma > 500 \text{ MeV}$. This is a widely used approximation. Notice, that the photopair cross section will dominate the rate of interactions, $\sigma_e \approx 1.8 \times 10^{-27} \text{cm}^2 (\ln(\frac{2E_\gamma}{m_e c^2}) - 2.6)$ for $E_\gamma > 200 \text{ MeV}$ (Begelman et al. 1990). The star matter density is $\rho_\star(r) = M_\star (4\pi R_\star r^2)^{-1}$ for $r < R_\star$, where r is the distance from the gamma-ray position to the center of the star. Since the half opening angle of the extended disk is $\alpha_w \approx 30^\circ$, its matter density can be written as $\rho_w(r_\gamma, \theta_Z) = \dot{M}_w / (v_w \Delta\Omega r_\gamma^2)^{-1}$. Here, \vec{r}_γ is the vector centered in the black hole that indicates the gamma-ray position, $\Delta\Omega = 4\pi \sin \alpha_w$, and $\theta_Z = \arccos(\hat{Z} \cdot \vec{r}_\gamma / r_\gamma)$ is the polar angle in a coordinate system whose Z -axis is perpendicular to the disk midplane. The resulting γN optical depth presents regular peaks of extreme absorption every time the star eclipses the emitting zone. The total optical depth for gamma-rays originated at z_0 is shown in the left upper graph Fig. 2. The dependence on the gamma-ray energy and on the height z_j along the jet where gamma-rays may emerge, is shown in the left lower graph of Fig. 2 for $t = 81 \text{ d}$, i.e., when the approaching jet is pointing away from us.

For illustration, we consider that a gamma-ray flux of the form $J_\gamma = K_\gamma (z_0/z_j)^2 E_\gamma^{-2}$ is produced along the approaching jet. We can assume an intrinsic luminosity of emitted gamma rays that is well below the total kinetic luminosity of the jet, $L_\gamma = 10^{35} \text{erg s}^{-1}$. Then, we obtain the gamma-ray fluxes arriving at Earth as

$$\phi_\gamma = \frac{L_\gamma z_0}{4\pi d^2 \ln \frac{E_{\text{max}}}{E_{\text{min}}}} \int_{\Delta E} \int_{\Delta z_j} (z_j E_\gamma)^{-2} e^{-\tau_{\text{tot}}} dE dz_j.$$

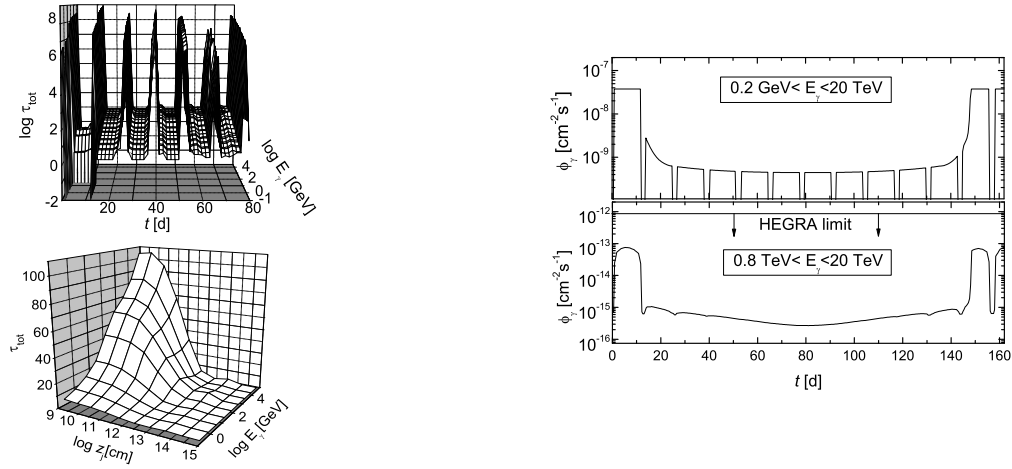


Figure 2. *Left:* Total optical depth for gamma-rays emerging from z_0 as a function of time and gamma-ray energy (*upper graph*). Total optical depth for $t = 81$ d as a function of z_j and E_γ (*lower graph*). *Right:* Putative photon flux signal as a function of time for $0.2 \text{ GeV} < E_\gamma < 20 \text{ TeV}$ and for $0.8 \text{ TeV} < E_\gamma < 20 \text{ TeV}$ in the *upper* and *lower* plots respectively.

The results are shown in the right plots of Fig. 2, for $0.2\text{-}2 \times 10^4$ GeV and for $0.8\text{-}20$ TeV. In the last case, the prediction is well below the upper limit given by HEGRA (Aharonian et al. 2005).

3. Final Comments

We have analyzed the different sources of gamma-ray absorption in the exotic binary SS433. The main contributions arise from the UV radiation emitted by the extended disk and from interactions with star and extended disk matter. The prospects of detection with instruments such as GLAST, VERITAS, and MAGIC II are favorable for $t \lesssim 11.5$ d and $t \gtrsim 148$ d according to our convention, i.e., in the range of precessional phases $\psi \gtrsim 0.92$ and $\psi \lesssim 0.09$.

References

- Aharonian, F. et al. 2005, A&A 439, 635
 Albert, J., et al. 2006, Science, 312, 1771
 Atoyan, A.M. & Dermer, C.D. 2003, ApJ 586, 79
 Becker, P.A. & Kafatos, M. 1995, ApJ 453, 83
 Begelman, M.C., Rudak, B., & Sikora M. 1990, ApJ, 362, 38
 Dubus, G. 2006, A&A, 451, 9
 Fabrika, S. 2004, Astrophysics and Space Physics Reviews, 12, 1
 Fuchs, Y. et al. 2006 Astron. Astrophys. 445, 1041
 Gies, D.R. et al. 2002, ApJ 566, 1069
 Reynoso, M.M., Christiansen, H.R., & Romero, G.E. 2008, Astropart. Phys. 28, 565

ORAL PAPER

Gamma-ray emission from jet-clump interaction

G. E. Romero^{1,2}, A. T. Araudo^{1,2}, S. P. Owocki³, R. Townsend³

(1) *Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR) - CONICET*

(2) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - UNLP*

(3) *Bartol Research Institute, University of Delaware, Newark, DE 19716, USA*

Abstract. Microquasars can produce gamma-rays through the interaction of a relativistic jet and matter of the wind from the stellar companion. The jet is ejected from the surroundings of the compact object and interacts with cold protons from the wind, producing pions that then quickly decay into gamma-rays. In the present contribution we calculate the spectral energy distribution and light curve produced by the interaction of a clumpy wind with the relativistic jet.

Resumen. Los microcuasares pueden producir rayos gama a través de la interacción del jet relativista con el viento de la estrella. El jet es eyectado de los alrededores del objeto compacto e interactúa con los protones fríos del viento estelar, produciendo piones que decaen rápidamente en rayos gama. En la presente contribución calculamos la distribución espectral de energía y la curva de luz producidas por la interacción de las inhomogeneidades del viento con el jet relativista.

1. Introduction

High-mass X-ray binaries are systems composed by a massive star and a compact object, such as a black hole or a neutron star. The interaction of the strong wind of the star with the jet of the compact object can produce gamma-rays. This high-energy emission is the result of the neutral pion-decay from inelastic proton-proton collisions. If the wind has a clumpy structure, then jet-clump interactions can produce rapid flares at gamma-rays which, if detected, could be used to probe the unknown parameters of wind inhomogeneties, such as their size, density, and velocity.

2. The general scenario

The basic scenario we are going to discuss in this work is shown in Fig. 1, left panel. A binary system is formed by a massive hot star and a compact object, which accretes matter from the star, either directly from the stellar wind or through the overflow of the Roche lobe. An accretion disk is formed and two jets are ejected perpendicularly to the orbital plane. We assume a radius $a = 2R_*$ for

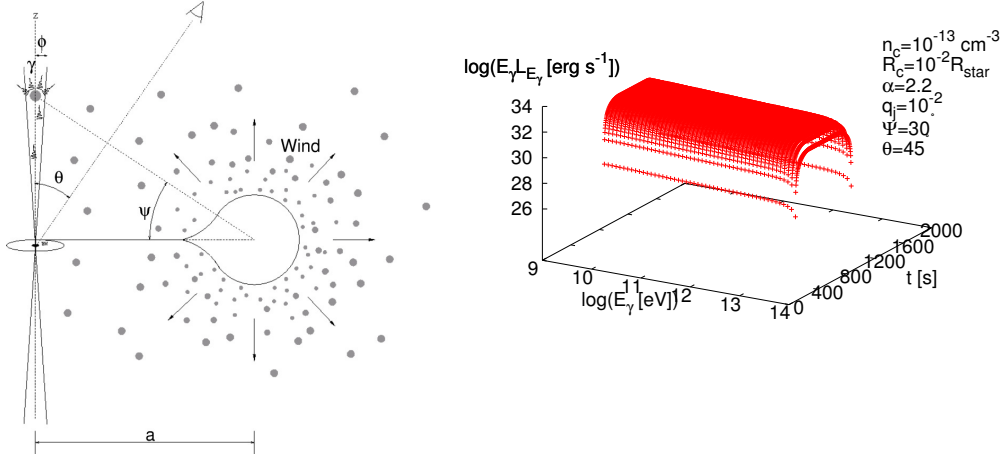


Figure 1. *Left panel:* Sketch of the scenario described in the text. *Right panel:* 3D-plot spectral energy distribution and light curve for a case with the parameters indicated in the labels.

the circular orbit of the system. The wind of the star has a clumped structure and individual clumps interact with the jet at different altitudes, forming an angle Ψ with the orbital radius.

For the jet, we shall adopt here the basic model proposed by Bosch-Ramon et al. (2006), where the beam is dynamically dominated by cold protons. Shocks produced by plasma collisions in the jet accelerate the supra-thermal tail of the particle population up to relativistic energies. These shocks convert part of the kinetic energy of the jet into internal energy of the relativistic gas, hence the beam should decelerate while particle acceleration is efficient. The result of diffusive shock acceleration in the inner jet will be a power-law distribution of relativistic particles in the co-moving frame: $N'_{e,p}(E'_{e,p}) = K_{e,p} E'^{-\alpha}_{e,p}$, valid for $E'_{e,p}^{\min} \leq E'_{e,p} \leq E'_{e,p}^{\max}$, in the jet frame. The corresponding particle flux will be $J'_{e,p}(E'_{e,p}) = (c/4\pi)N'_{e,p}(E'_{e,p})$. The total power of the jet is a significant fraction ($\sim 10\%$) of the accretion power. Only a fraction q_j of this power goes to relativistic protons.

3. Hadronic interactions in the clump

The particle spectrum of relativistic protons is a power law in the jet reference frame with an index $\alpha = 2.2$. The number density of particles injected into the jet per unit of time can be determined as in Romero et al. (2003). The Lorentz transformation that relates the co-moving jet frame with the observer's frame introduces an angular dependence in the proton injected flux:

$$J_p(E_p, \theta) = \frac{cK_0}{4\pi} \left(\frac{z_0}{z}\right)^2 \frac{\Gamma^{-\alpha+1} \left(E_p - \beta_b \sqrt{E_p^2 - m_p^2 c^4} \cos \theta\right)^{-\alpha}}{\left[\sin^2 \theta + \Gamma^2 \left(\cos \theta - \frac{\beta_b E_p}{\sqrt{E_p^2 - m_p^2 c^4}}\right)^2\right]^{1/2}}$$

The constant K_0 normalizes the energy distribution of the proton flux in the jet's co-moving frame.

The maximum value of E_p obtained by balancing the acceleration and the energy loss rate by synchrotron, pp and $p\gamma$ interactions exceeds the energy constraints imposed by the size of the accelerator ($R_{\text{jet}}(z) = \chi z$). In a model where the dependence of the magnetic field strength on z is inverse to that of $R_{\text{jet}}(z)$, E_p^{max} is constant along the jet, i.e. $E_p^{\text{max}} = 0.1eB_0R_0 \sim 100$ TeV, where B_0 and R_0 are the magnetic field and the jet radius taken at the base of the jet. This value is used to impose an exponential cut-off on the proton spectrum.

The δ -functional approximation (Aharonian & Atoyan 2000) and the new parametrization of the cross-section (Kelner et al. 2006) is used to estimate the production rate of π^0 -mesons. The differential γ -ray emissivity generated through π^0 -decays is

$$q_\gamma(E_\gamma) = 2 \int_{E_\pi^{\text{min}}(E_\gamma)}^{\infty} \frac{q_{\pi^0}(E_\pi)}{\sqrt{E_\pi^2 - m_\pi^2 c^4}} dE_\pi, \quad (1)$$

where $E_\pi^{\text{min}}(E_\gamma) = E_\gamma + \frac{m_\pi^2 c^4}{4E_\gamma}$. The pion emissivity is

$$\begin{aligned} q_{\pi^0}(E_\pi) &= 4\pi \int_{E_{\text{th}}}^{\infty} \delta(E_\pi - \kappa E_{\text{kin}}) J_p(E_p) \sigma_{pp}(E_p) dE_p \\ &= \frac{4\pi}{\kappa} J_p \left(m_p c^2 + \frac{E_\pi}{\kappa} \right) \sigma_{pp} \left(m_p c^2 + \frac{E_\pi}{\kappa} \right) \end{aligned} \quad (2)$$

Here, κ is the mean fraction of the kinetic energy $E_{\text{kin}} = E_p - m_p c^2$ of the proton transferred to a secondary meson per collision. For a broad energy region (GeV to TeV) $\kappa \sim 0.17$.

The specific luminosity can then be estimated as:

$$E_\gamma L_{E_\gamma} = E_\gamma^2 \int q_\gamma(E_\gamma) n(\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (3)$$

where $n(\mathbf{r})$ is the clump particle density.

In the right panel of Fig. 1 we show an example of spectral energy distribution and light curve produced by the interaction of spherical clumps and a relativistic jet with a relativistic proton content characterized by a parameter $q_j \sim 10^{-2}$. The clump velocity is assumed to follow a typical β -law (Lamers & Cassinelli 1999), with $\beta \sim 1$. We see that a gamma-ray flare with a luminosity $\sim 10^{33}$ erg s^{-1} can be produced. The luminosity depends on the parameters shown in the figure, especially the value of Ψ . The strongest flares result when a large clump crosses close to the base of the jet. The timescales are less than 1 hour.

4. Effects on the clump

The impact of the jet will inject energy into the clump at a rate:

$$\dot{E}_{\text{clump}} \sim \pi \left(\frac{R_{\text{clump}}}{z} \right)^2 L_p, \quad (4)$$

where $L_p \sim 10^{34} - 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$ is the luminosity in relativistic protons. Assuming that the clump radiate as a blackbody, we get a temperature

$$T \sim \left(\frac{\eta \dot{E}_{\text{clump}}}{4\pi R_{\text{clump}}^2 \sigma_{\text{SB}}} \right)^{1/4}. \quad (5)$$

Here η is the fraction of the injected energy that goes to heat the clump and σ_{SB} is the Stefan-Boltzmann constant. Typically, $10^{-3} < \eta < 10^{-1}$ (Aharonian & Atoyan 1996). The thermal expansion of the clump will proceed with a velocity $v_s \sim (kT/m_p)^{1/2}$. For standard values, $v_s \sim 10^6 \text{ cm s}^{-1}$, so the clump can expand significantly during the transit, producing an asymmetric light curve, with faster rise than decay time.

The magnetic field in the clump can be amplified by the proton flux to an equipartition value $B_{\text{clump}} \sim \sqrt{8\pi n k T}$. For $T \sim 4.5 \times 10^4 \text{ K}$ and $n \sim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, we get $B_{\text{clump}} \sim 40 \text{ G}$. This means that electrons with energies $E_e < 1200(R_{\text{clump}}/\text{cm}) \text{ eV}$ will be trapped in the clump. If $R_{\text{clump}} \sim 10^9 \text{ cm}$, then $E_e \leq 1 \text{ TeV}$. Hence synchrotron emission with a peak at hard X-rays will be produced after the transit.

5. Conclusions

According to the results presented in this paper and the statistical treatment developed in Owocki et al. (2007), gamma-ray fluctuation levels of order 10% are produced in a source with a luminosity of $\sim 10^{33-35} \text{ erg s}^{-1}$. These fluctuations could be detectable with GLAST and CTA opening a window to the study of clumpy winds.

Acknowledgments. A.T.A. and G.E.R. are supported by CONICET (PIP 5375) and the Argentine agency ANPCyT through Grant PICT 03-13291 BID 1728/OC-AC. The later is also supported by the Ministerio de Educación y Ciencia (Spain) under Grant AYA2007-C03-01, FEDER funds.

References

- Aharonian, F.A. & Atoyan A.M. 1996, *Space Sci. Rev.*, 75, 357
 Aharonian, F.A. & Atoyan A.M. 2000, *A&A*, 352, 937
 Bosch-Ramón, V., Romero, G.E. & Paredes, J.M. 2006, *A&A*, 447, 263
 Kelner, S.R., Aharonian, F.A., & Vugayov, V.V. 2006, *Phys. Rev. D*, 74, 034018
 Lamers, H.J.G.L.M., & Cassinelli, J.P. 1999, *Introduction to Stellar Winds*, Cambridge University Press, Cambridge
 Owocki, S.P., Romero, G.E., Townsend, R. & Araudo, A.T. 2007, submitted to *MNRAS*
 Romero, G.E., Torres, D.F., Kaufman Bernadó, M.M. & Mirabel, F. 2003, *A&A*, 410, L1

ORAL PAPER

A model for gamma-ray sources in the galactic halo

G. S. Vila¹, G. E. Romero^{1,2}

(1) *Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR)*

(2) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - UNLP*

Abstract. Among the galactic gamma-ray sources detected by the EGRET instrument there exists a group located at moderate galactic latitudes, distributed as a halo around the galactic centre. These sources are X-ray quiet with soft spectra in gamma-rays. Their variability on short time scales indicate the presence of a compact object. In this work we present a model for gamma-ray halo sources based on hadronic processes in the jet of a low-mass microquasar. Several interaction mechanisms between relativistic protons and local fields are taken into account. We also estimate the contribution to the spectrum of primary leptons. Finally, we compare our results with the general properties of the halo gamma-ray sources and make some predictions for the forthcoming satellite-borne gamma-ray telescopes.

Resumen. Entre las fuentes de rayos gamma galácticas detectadas por el instrumento EGRET existe un grupo ubicado a latitudes galácticas medias, distribuidas en una especie de halo alrededor del centro de la galaxia. Estas fuentes son poco luminosas en rayos X y presentan espectros blandos en rayos gamma. Su variabilidad sobre escalas de tiempo cortas indica la presencia de un objeto compacto. En este trabajo se presenta un modelo para las fuentes de rayos gamma del halo galáctico basado en interacciones hadrónicas en el jet de un microquasar de baja masa. Se consideran distintos procesos de interacción entre los protones relativistas y los campos en el jet. Se estima también la contribución al espectro de leptones primarios. Finalmente, se comparan los resultados con las características generales de las fuentes gamma del halo y se realizan predicciones para la próxima generación de telescopios espaciales de rayos gamma.

1. Introduction

Variable gamma-ray sources in the galactic halo are located at moderate galactic latitudes ($|b| > 3^\circ$) and distributed over a scale-height of $z_H \sim 2.0$ kpc above the galactic plane. They have a radial distribution similar to that of globular clusters, but there is no positional coincidence between these sources and the clusters. They show luminosities of $L_\gamma \sim 10^{33-36}$ erg s⁻¹ above 100 MeV and they are much more luminous in gamma-rays than in X-rays, with typical ratios $L_\gamma/L_X \sim 100$. Their gamma-ray spectra are soft, with average spectral indices of ~ 2.5 . Among the probable counterparts of the halo sources are low-mass microquasars. Microquasars can accelerate particles up to energies high enough

to produce gamma-rays, as demonstrated by the detection of three microquasars by ground-based Cherenkov telescopes (Aharonian et al. 2005; Albert et al. 2006; Albert et al. 2007). Furthermore, the presence of a compact object would account for the observed variability. Previous works on low-mass microquasars have considered a scenario where gamma-rays are produced by inverse Compton (IC) up-scattering of stellar photons in the jet (Grenier et al. 2005). However, because of the paucity of the seed photons the predicted luminosities are too low. Here we propose a model in which relativistic particles in the jet interact with locally generated magnetic and radiation fields, and not with external fields, to produce high-energy emission. Also, in contrast to previous works, our model is mainly based on hadronic interactions. The low-mass X-ray binary XTE J1118+480, the firmest black hole candidate in the halo, is the archetype of the class of objects studied here. We adopted the values of the relevant physical parameters of this source as input in our model. Our primary goal is to develop a model that could be able to reproduce the required luminosity and spectra of variable gamma-ray sources located at distances 2-10 kpc. Since our model is quite general, we express, as usual, the radiative output in terms of intrinsic luminosity of the sources.

2. Jet model and radiative processes

We assumed that the jets are launched at a distance $z_0 \sim 10^8$ cm from the compact object with an initial radius $r_0 = 0.1z_0$, and expand conically up to a given z_{\max} . The kinetic power of each jet is taken to be a fraction of the accretion power, $L_{\text{jet}} = 0.1L_{\text{acc}} \sim 10^{38}$ erg/s. Equipartition of energy among the magnetic energy density and the kinetic energy density of the outflow yields a magnetic field $B_0 \sim 2 \times 10^7$ G at the base of the jet. It then decreases as $B(z) = B_0(z_0/z)^2$ as the jet expands. A certain fraction of L_{jet} must be in the form of relativistic particles; we fixed $L_{\text{rel}} = 0.1L_{\text{jet}}$. Both relativistic protons and electrons are present in the flow, and therefore $L_{\text{rel}} = L_p + L_e$, with $L_p = aL_e$. We considered here values of $a > 1$ (hadronic jet) as well as the case $a = 1$ (equipartition of energy between both species). Particles are accelerated by diffusion through shock waves. This process leads to an injection function that is a power-law in the energy of the particles $Q_{e,p} \propto E_{e,p}^{-l}$ ($\text{s}^{-1}\text{cm}^{-3}\text{erg}^{-1}$); we fixed $l = 2.2$. Particles are accelerated until the acceleration rate equals the synchrotron cooling rate, $t_{\text{acc}}^{-1} = t_{\text{sy}}^{-1}$. Expressions for both rates can be found in Begelman et al. (1990). It should be noticed that proton losses are weaker, and for z larger than a certain value the maximum energy becomes constrained by the condition that the gyroradius $R_g = E/eB(z)$ does not exceed the radius of the jet. This results in a fixed maximum energy, $E_{\text{max}}^p = eB_0r_0 \sim 7 \times 10^{16}$ eV. For the minimum energy we adopted $E_{\text{min}} = 100m_{e,p}c^2$. The evolution of the particle distributions $n_{p,e}(E, z)$ along the jet was calculated solving a transport equation that takes into account injection, cooling and particle escape (Khangulyan et al. 2006). This yields in the case of leptons $n_e(E_e, z) \propto E_e^{-(l+1)}$. The spectral index l of the injection function is changed to $l+1$ due to synchrotron losses. Only the most energetic protons suffer strong losses, and in this case the distribution is a broken power-law: $n_p(E_p, z) \propto E_p^{-l}$ for $E_p < E_p^b$ whereas $n_p(E_p, z) \propto E_p^{-(l+1)}$ for $E_p^b < E_p$. The break energy $E_b(z)$ is such that the characteristic cooling time equals the escape time, $t_{\text{sy}}(E, z) \approx v_{\text{esc}}/z_{\max}$.

We considered three processes of interaction of relativistic particles with the fields in the jet: synchrotron radiation of protons and electrons, proton-photon inelastic collisions ($p\gamma$) and inverse Compton scattering (IC). The synchrotron and IC spectral energy distributions (SEDs) were calculated using the formulae given by Blumenthal & Gould (1970). The target photons for the latter process are provided by the synchrotron radiation fields. High-energy photons are also produced via decay of neutral pions created in $p\gamma$ collisions. To estimate the spectrum from π^0 decay we followed the work of Atoyan & Dermer (2003). All the calculations were carried out in the jet's co-moving reference frame, where the particle densities are isotropic. In the observer's reference frame the luminosities can then be obtained by applying an appropriate Doppler boost, that depends on the viewing angle θ and the bulk Lorentz factor of the jet Γ_{jet} , see Bosch-Ramon et al. (2006) for details. We fixed here $\theta = 30^\circ$ and $\Gamma_{\text{jet}} = 1.5$.

3. Results and discussion

The SEDs obtained for different values of the model parameters are shown in Figure 1. These share some general features. At low energies, the main contribution to the spectra is due to synchrotron radiation of leptons, whereas in the range $10^8 \text{ eV} \lesssim E_\gamma \lesssim 10^{10} \text{ eV}$ the spectra are dominated by proton synchrotron radiation. It is also seen that as the value z_{max} is reduced, the proton synchrotron contribution becomes more important but the lepton synchrotron spectrum is hardly affected. This is due to the fact that protons are constrained to radiate their energy budget in a region of stronger B and therefore suffer stronger losses, whereas leptons always radiate all their available energy very near the base of the jet, and the spectrum is insensitive to the length of the outer jet. Photons product of the decay of neutral pions created in $p\gamma$ collisions yield a hard high-energy tail to the SEDs, with a maximum $p\gamma$ luminosity that decreases as the lepton synchrotron luminosity decreases with increasing a . In any case the IC contribution is important.

Depending on the values of the parameters, these SEDs reproduce some of the characteristics observed in the spectra of the halo sources, but fail to explain others. For example, a large ratio L_γ/L_X is obtained in a strongly proton dominated ($a = 10^3$) and compact jet, but the spectrum is hard and does not reproduce the soft spectral indices found in halo sources. The cases with $a = 10$ and $z_{\text{max}} = 10^{11-12} \text{ cm}$ do predict soft spectra and luminosities $L_\gamma \sim 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$ around 10^9 eV . However, the luminosity in X-rays is very high and L_γ/L_X does not match the observed values.

4. Conclusions

We have developed a model for gamma-ray sources in the galactic halo based on hadronic interactions in the jet of a low mass microquasar. In this scenario, high-energy emission is produced by interactions of relativistic protons with the magnetic field and the radiation field inside the jet. Depending on the value of the parameters the calculated SEDs account for some of the observed characteristics of these sources, but cannot explain all of them. If the jet is hadronic, the gamma-ray region of the spectrum is very hard. On the other hand, if the leptonic content is relatively high, too much radiation is produced at low energies. It is possible that the excess of radiation at low energies may be

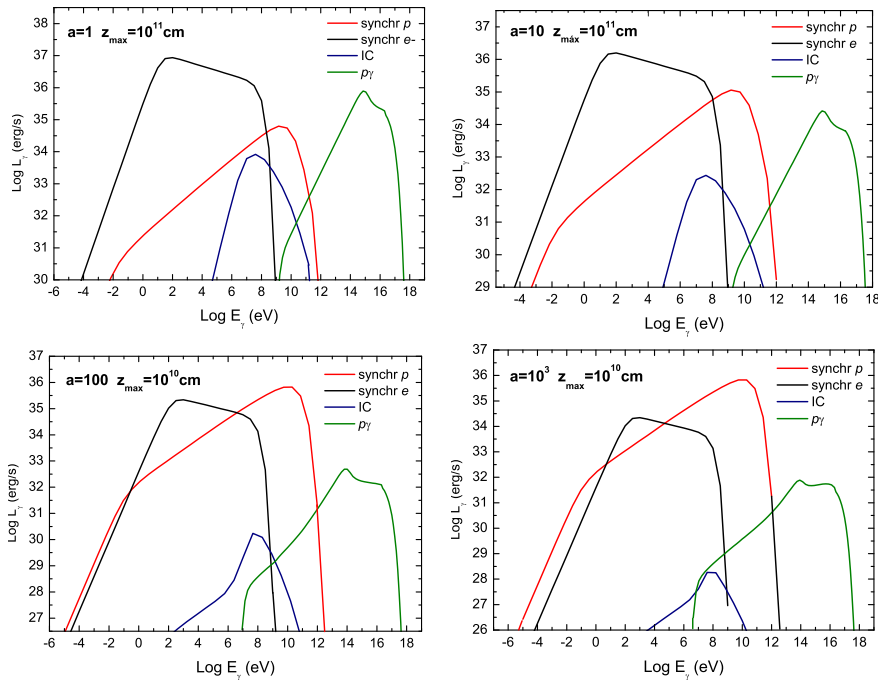


Figure 1. Spectral energy distributions obtained for different values of the parameters.

absorbed, but this does not seem likely in the environment of the galactic halo, where the density is very low. In spite of this, our results make the very clear prediction that low-mass microquasars can be gamma-ray sources. Presently, the only instrument capable of detecting radiation above 100 MeV is the gamma-ray satellite AGILE, but its sensitivity is no significantly better than that of EGRET. The next generation of satellite-borne telescopes (GLAST) should be capable of detecting these sources and to provide more detailed spectral data, that might help to shed light on the origin of the high energy emission.

Acknowledgments. This work was supported by grants PIP 5375 (CONICET), PICT 03-13291 BID 1728/OC-AR (ANPCyT) and Ministerio de Educación y Ciencia (Spain) under grant AYA 2007-68034-CO3-01, FEDER funds.

References

- Aharonian F.A. et al. 2005, *Science*, 309, 746
 Albert J. et al. 2006, *Science*, 312, 1771
 Albert J. et al. 2007, *ApJ*, 665, L51
 Atoyan A.M. & Dermer C. D. 2003, *ApJ*, 586, 79-96
 Begelman M.C., Rudak B., Sikora M. 1990, *ApJ*, 362, 38
 Blumenthal G.R. & Gould R.J. 1970, *Review Modern Physics*, 42, 237
 Bosch-Ramon V., Romero G.E. & Paredes J.M. 2006, *A&A*, 429, 267
 Grenier I.A., Kaufman Bernadó M.M. & Romero G.E. 2005, *Ap&SS*, 297
 Khangulyan D. et al. 2006, *MNRAS*, 380, 320

Parte VI

**Instrumentación y Sitios
Astronómicos**

PRESENTACIÓN ORAL

La opacidad atmosférica a 210 GHz: resultados finales en el Noroeste Argentino (Puna Salteña)

F. A. Bareilles^{1,2}, R. Morras^{1,2}, J.C. Olalde¹, F. P. Hauscarriaga¹ y E. M. Arnal^{1,2}

(1) *Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR-CONICET)*

(2) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - UNLP*

Abstract. In this contribution we report on the results of a monitoring campaign aim at determining the atmospheric opacity at 210 GHz of a place located in the Macón ridge. This site is located at 4604 m above sea level in the north-west argentinean province of Salta. The measurements span the period April 2004 to September 2007. The mean water vapor opacity during the summer season is 0.35, whilst during autumn and winter is 0.16. There seems to be no significative difference in opacity between daytime and night-time measurements. Our measurements are compared with opacity measurements available at other sites (e.g. Chajnantor and Mauna Kea) where millimeter and sub-millimeter facilities are operational.

Resumen. En esta contribución presentamos los resultados de la campaña de determinación de opacidades a 210 GHz en un sitio ubicado en el cordón del Macón. Este sitio está ubicado a 4604 metros sobre el nivel del mar en el noroeste de la provincia de Salta. Las mediciones abarcan el período comprendido entre abril de 2004 y septiembre de 2007. El valor medio registrado de la opacidad atmosférica durante el verano es de 0.35, mientras que para otoño e invierno es de 0.16. No se ven diferencias significativas en las mediciones de opacidad entre el día y la noche. Comparamos nuestras mediciones con las disponibles de otros sitios (como Chajnantor y Mauna Kea) donde operan facilidades milimétricas y sub-milimétricas.

1. Introducción

Desde las frecuencias de microondas hasta el infrarrojo, la opacidad del cielo está dominada principalmente por el oxígeno y el vapor de agua existente en la atmósfera terrestre; mientras que el primero es más o menos constante, la contribución del segundo varía en el tiempo.

A 210 GHz el valor de la opacidad esta principalmente dominado por el vapor de agua; esto nos permite convertir la opacidad al cenit directamente a vapor de agua precipitable (*PWV*). Mas detalle sobre la influencia de la opacidad en los rangos milimétricos y sub-milimétricos pueden verse en Bareilles et al. (2005).

Investigadores del Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR) propusieron caracterizar sitios en el territorio nacional que potencialmente podrían ser aptos para instalar facilidades mm y sub-mm. A tales efectos se realizaron distintas campañas de mediciones en dos sitios de la región del Complejo Astronómico el Leoncito (Bareilles et al. 2003), y una tercer campaña en una región de la Puna Salteña (Tolar Grande, Cerro Macón).

2. Campañas de medición

En la tabla 1 se listan los lugares y los períodos en los que se han realizado determinaciones sistemáticas de opacidad.

Tabla 1. Sitios y períodos de medición

Lugar	Altura	Días	Inicio	Fin
Co. Burek (SJ)	2624 m	192	10/12/2002	20/06/2003
Pampa del Jarillal (SJ)	3160 m	177	23/06/2003	17/12/2003
Tolar Grande (Salta)	4604 m	563	21/04/2004	<i>fines de 2007</i>

3. Datos obtenidos en el Macón

El cordón Macón se encuentra próximo a la localidad de Tolar Grande en la provincia de Salta. Los datos se obtuvieron en un punto a 4604 metros sobre el nivel del mar en dicho cordón. Por motivos logísticos se decidió medir en ese lugar en particular, pero cabe mencionar que en las cercanías, el cordón alcanza alturas superiores a los 5000 metros.

Información sobre la meteorología del lugar y la determinación de turbulencia atmosférica, puede encontrarse en Recabarren et al. (2006).

3.1. Contaminación de verano

En la figura 1 (Paneles izquierdo y derecho) se muestra en forma de función acumulativa e histograma, la opacidad medida separando las estaciones otoño, invierno y primavera del verano.

Por problemas técnicos, existen más datos observados en veranos que en inviernos, lo que empeora la estadística general; en la figura 1 este hecho se puede apreciar con claridad.

3.2. Repetición periódica de los datos

Los resultados muestran una repetición periódica anual de los valores de la opacidad obtenidos; como por ejemplo, se puede ver en la figura 2 la opacidad atmosférica para los meses de julio de los años 2004 y 2007 respectivamente.

3.3. Comparación con Chajnantor

Se comparan los resultados del radiómetro (*tipper*) con aquellos obtenidos con otro medidor de opacidad instalado por el *National Radio Astronomy Observa-*

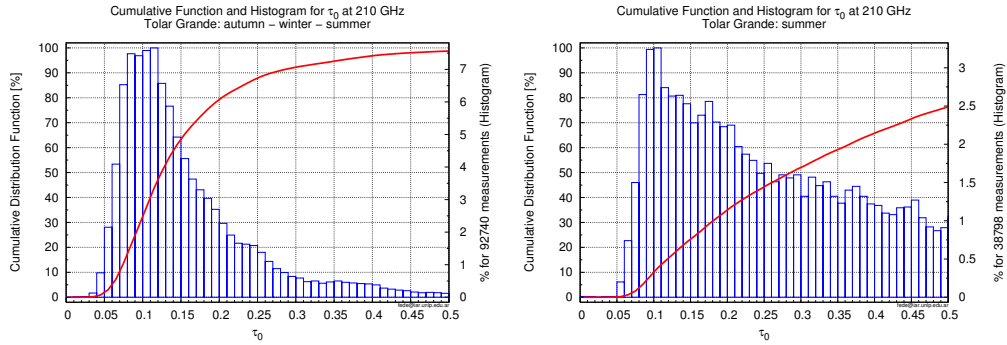


Figura 1. *Panel Izquierdo:* Otoño, invierno y primavera.
Panel Derecho: verano.

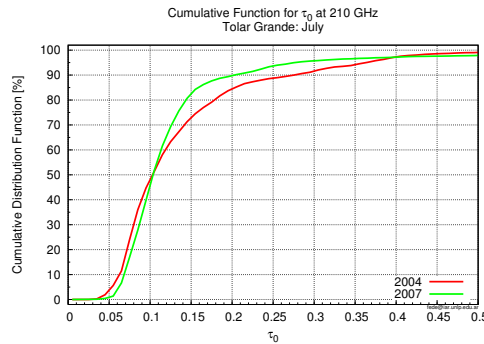


Figura 2. Comparación de la función acumulativa de opacidad para el mismo mes (julio) en dos años.

tory (NRAO) que funciona en la frecuencia de 225 GHz y operó entre abril de 1995 y octubre de 2004 en la región de Chajnantor.

Existe un período de 7 meses de funcionamiento simultáneo de ambos instrumentos; los resultados de los mismos pueden verse en la figura 3, donde en el panel izquierdo se ve una marcada correlación temporal entre ambos sitios.

3.4. Otros sitios

A continuación comparamos los valores obtenidos en Tolar Grande y Jarillal (CASLEO) con los obtenidos en otros sitios (S. J. E. Radford, 2000) como Chajnantor, Mauna Kea y Polo Sur (Tabla 2).

4. Conclusión

La Argentina cuenta con un sitio (Tolar Grande, Salta) apto para trabajar en longitudes de onda milimétricas y sub-milimétricas del espectro. En particular se midió la opacidad a 4604 metros sobre el nivel del mar, donde se obtuvieron valores de $\tau_0 \leq 0,18$ para el 75% del tiempo; se espera que los valores sean menores en las regiones del cordón Macón con alturas superiores a los 5000 metros.

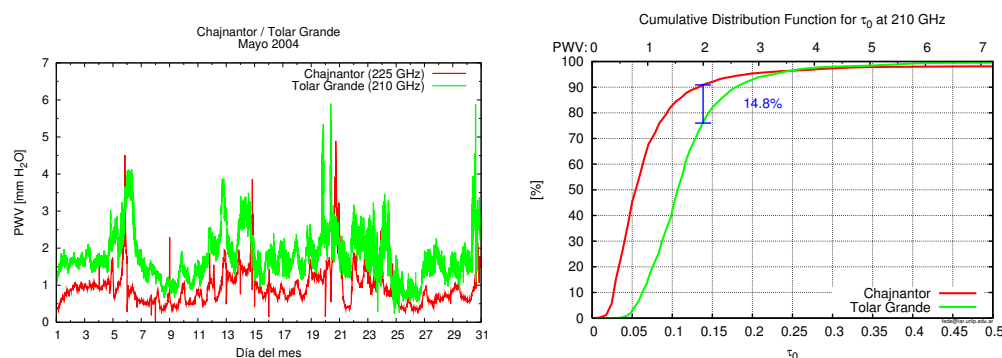


Figura 3. *Panel Izquierdo:* Correlación temporal con Chajnantor.
Panel Derecho: Comparación de la función de distribución acumulativa entre Chajnantor y Tolar Grande para los 7 meses de mediciones simultáneas.

Tabla 2. Comparación con otros sitios

Tiempo	Chajnantor 5060 m	$\tau_{225} \leq$		$\tau_{210} \leq$	
		Mauna Kea 4100 m	Polo Sur 2835 m	Jarillal 3160 m	Tolar Grande 4604 m
25 %	0.04	0.06	0.04	0.17	0.09
50 %	0.06	0.09	0.05	0.22	0.12
75 %	0.12	0.15	0.07	0.29	0.18

* Radford, S. J. E., 2000, ALMA Memo 334.1

Agradecimientos. Queremos agradecer al Dr. D. Hiriart García (UNAM, Ensenada, México) por poner a nuestra libre disposición el *tipper* para realizar el relevamiento de la opacidad atmosférica todo el tiempo que lo requerimos; al Dr. J. Viramonte (Grupo GeoAndes, Universidad Nacional de Salta) por su interés e invaluable ayuda; a la comunidad de Tolar Grande; al Ing. P. Recabarren (IATE, Observatorio Astronómico Universidad Nacional de Córdoba); al personal del IATE y a la empresa Telecom por facilitar el transporte de datos. Las campañas de medición fueron financiadas a través de recursos propios del IAR; y, a partir del año 2006, por medio del PIP CONICET 5376/05

Referencias

- Bareilles F. A., Morras R., Olalde J. C., Hauscarriaga F. P. & Arnal E. M. 2005. BAAA, 48, 480-484
- Bareilles F. A., Olalde J. C., Picardo C., Guarrera L., Arnal E. M., Morras R., Perilli D. & Salazar P. 2003. BAAA, 46, 50
- Radford S. J. E. 2000, ALMA Memo 334.1
- Recabarren P., Muriel H., García Lambas D., Vrech R., Renzi V., Stasyszyn F. 2006, BAAA, 49, 370-373

PRESENTACIÓN MURAL

Puesta en operación de una sala de control para el Telescopio Reflector de La Plata

E. Fernández Lajús^{1,2}, R. E. García¹, M. A. Schwartz¹, J. H. Solans¹, F. A. Bareilles^{1,3}

(1) *Facultad de Cs. Astronómicas y Geofísicas - UNLP, Argentina*

(2) *Becario Conicet, Argentina*

(3) *Instituto Argentino de Radioastronomía, Argentina*

Abstract. We present here a description of the new observing and control room of the 0.8 m Reflector Telescope at La Plata Astronomical Observatory, and the works done for setting it up. For this purpose, an engineering group had the responsibility of the development of a remote monitoring system of the dome positioning, the attachment of the CCD camera peripherals to the telescope tube, the polar axis alignment correction, the installation and equipment of the control room and many other functional improvements to the telescope and its facilities. The control room is operative since June 1st 2007.

Resumen. Presentamos aquí una descripción de la nueva sala de observación y control del Telescopio Reflector de 0.8 m del Observatorio Astronómico de La Plata y de los trabajos realizados para su instalación. Para lograr este objetivo se ha consolidado un grupo de ingeniería, que tuvo a su cargo el desarrollo de un sistema de monitoreo remoto de posición de cúpula, el montaje de los periféricos de la cámara CCD al propio tubo del telescopio, el ajuste en estación del eje polar, la instalación y equipamiento de la misma sala de control y otras mejoras funcionales en el telescopio y sus instalaciones. La sala de control ha quedado operativa a partir del 1 de junio de 2007.

1. Introducción

A partir del año 2004, los trabajos de ingeniería del Telescopio Reflector de 0.8 m del Observatorio de La Plata, se planificaron con la consigna de poder establecer una sala de observación y control del instrumental (Schwartz et al. 2004). Uno de los propósitos buscados es el de evitar que las observaciones sean afectadas por la presencia de la luz, el calor y la turbulencia que generan los propios usuarios y el equipamiento electrónico utilizado (como PCs, monitores, etc.). Otro objetivo es generar un ámbito de trabajo más seguro y confortable para los observadores, con la consecuente mejora en la calidad de las observaciones. El primer paso fue establecer un prototipo de sala de control en un pequeño cuarto contiguo a la cúpula (antiguo cuarto de revelado fotográfico), de cómodo acceso al telescopio durante las observaciones, pero relativamente aislado del mismo. Esto fue posible

gracias al desarrollo del software “STARI” de adquisición y control de la cámara CCD bajo GNU/Linux (Bareilles et al., 2005, Bareilles & Fernández Lajús 2006). Las observaciones comenzaron a realizarse desde allí, a medida que se continuaba con los trabajos de adecuación para la instalación de la sala de control definitiva.

2. Montaje en el telescopio del equipo auxiliar de la cámara CCD

Con la finalidad de liberar al telescopio de todo equipamiento que condicione sus movimientos, se buscó colocar la PC de comunicación con la controladora de la cámara CCD (llamada “reflector”) en un lugar fijo. Para ello fue necesario acoplar la controladora y circuladora del refrigerante de la cámara CCD al tubo del telescopio y prolongar considerablemente el cable IEEE 488 de comunicación controladora-PC. La controladora y la circuladora fueron ubicadas lo más cerca posible del eje de declinación con el propósito de evitar la magnificación de cualquier posible vibración. En el caso de la circuladora se tuvo en cuenta que ésta pudiera ser recargada de líquido refrigerante sin necesidad de ser desmontada. Para el cable de comunicación IEEE 488 se construyó, ensayó e instaló una prolongación de unos 15 m, la cual fue anexada al cable original, de sólo 1,5 m de longitud. El tendido del mismo se realizó por el interior del eje polar, evitándose problemas al pasar el telescopio de meridiano. Dicho cable termina al pie de la montura donde está instalada la PC “reflector”.

3. Sistema de monitoreo de cúpula

Debido a que aún no se cuenta con una cúpula automatizada, y que desde la nueva sala de control no es posible verificar si la cúpula obstruye la visual del telescopio, se colocó una cámara (tipo BULLET 1/3”) de 480 líneas, 0.01 LUX de sensibilidad, con una lente de 2.5 D/F, en la parte posterior del soporte del espejo secundario. Además, los límites de la abertura de la cúpula son iluminados con 3 LEDs de color rojo, de 2 W de potencia y 110° de campo cada uno, instalados en pequeños postes de aluminio de 15 cm de longitud. Estos postes fueron sujetos radialmente al tubo del telescopio, cerca de su extremo superior, dispuestos a 120° uno de otro. La cámara y los LEDs se encienden o apagan desde la sala de control y sólo se los utiliza cuando no se están adquiriendo imágenes de ciencia.

4. Puesta en estación

La alineación del eje polar del telescopio se llevó a cabo para disminuir las correcciones en declinación que deben hacerse durante la observación, y fue realizada siguiendo el método de Scheiner. El control del movimiento producido por el giro de los tornillos de ajuste fue hecho por medio de comparadores mecánicos micrométricos fijados a los pilares sobre los que apoya la montura del telescopio. Un mecanismo complementario fue diseñado mediante un sistema de agujas solidarias a cada tornillo que, junto a un disco graduado, permite la visualización del ángulo de giro de los mismos. El resultado final consistió en un giro del tornillo de ajuste en azimut para generar un desplazamiento del pilar de 5 mm hacia el Oeste, desplazando la cabeza del eje polar unos 5’ de arco. Para la corrección en altura

se bajó la cola del eje polar unos 3,3 mm, elevando su cabeza unos 3',4. Así, el eje polar quedó aceptablemente colimado con el eje de rotación terrestre. (Imágenes disponibles en: <http://lilen.fcaglp.unlp.edu.ar/reflector/imagenes/estacion/>)

5. Descripción de la Sala de Control

Según lo previsto, la sala de control fue instalada en la planta baja del edificio que alberga al Telescopio Reflector y quedó operativa el 1 de junio de 2007. Imágenes disponibles en: <http://lilen.fcaglp.unlp.edu.ar/reflector/imagenes/salacontrol/>. Para su instalación se realizó un recableado de la línea eléctrica, telefónica y de red de datos. También se tendieron desde la planta alta hasta la sala, los cables de conexión de los distintos subsistemas de control del telescopio y de monitoreo remoto. La sala cuenta con una mesa principal de trabajo, ubicada en el centro, entre los dos pilares sobre los que apoya la montura del telescopio. Sobre ella se encuentra instalada una PC de adquisición (“foton”) con 2 monitores en configuración panorámica; una PC (“adu”) que opera como terminal de trabajo sobre “foton”, para el análisis y procesamiento simultáneo de datos de ciencia; el monitor de despliegue directo de imágenes de la cámara CCD y la pantalla de monitoreo de posición de la cúpula. Una nueva consola de control remoto fue construida para gobernar los movimientos de cúpula, el movimiento fino en ángulo horario del telescopio y el encendido y apagado de las luces y cámara de monitoreo de cúpula. La Figura 1 representa el diagrama en bloques del sistema.

6. Otros trabajos relacionados y perspectivas

Se adaptó a los distintos requerimientos, el suministro de energía eléctrica en el recinto del Telescopio Reflector, separándose los circuitos de potencia e iluminación del circuito de alimentación de computadoras y equipos asociados. Junto con este trabajo se instalaron nuevas llaves termomagnéticas y disyuntores diferenciales, además de una correcta puesta a tierra del sistema. Se mejoró la iluminación general colocándose nuevas luminarias junto con un regulador de intensidad. Se realizó un nuevo cableado de la instalación propia del telescopio en función de las prestaciones actuales y teniendo en cuenta las futuras (motorización de foco, corrección en declinación, etc.), mediante el tendido de cables de alimentación y control, por dentro del tubo y del eje del telescopio. Otro trabajo fue la mejora del sistema de iluminación del círculo de declinación, del círculo de AH y del retículo del anteojo buscador, reemplazándose las antiguas lámparas incandescentes por leds de alta intensidad. Para el caso del anteojo buscador se instaló un nuevo variador de intensidad.

Agradecimientos. Agradecemos a las autoridades de la FCAG-UNLP por la financiación de las tareas y al Grupo Investigación de Estrellas de Gran Masa por su permanente contribución. Deseamos agradecer al personal técnico de la FCAG-UNLP, especialmente a Luis Mostaccio, Oscar Arango y Axel Glinschert por su contribución en el montaje de la sala de control, y a Reinhardt Glinschert y Nicolás Salerno por sus valiosos aportes para la puesta en estación.

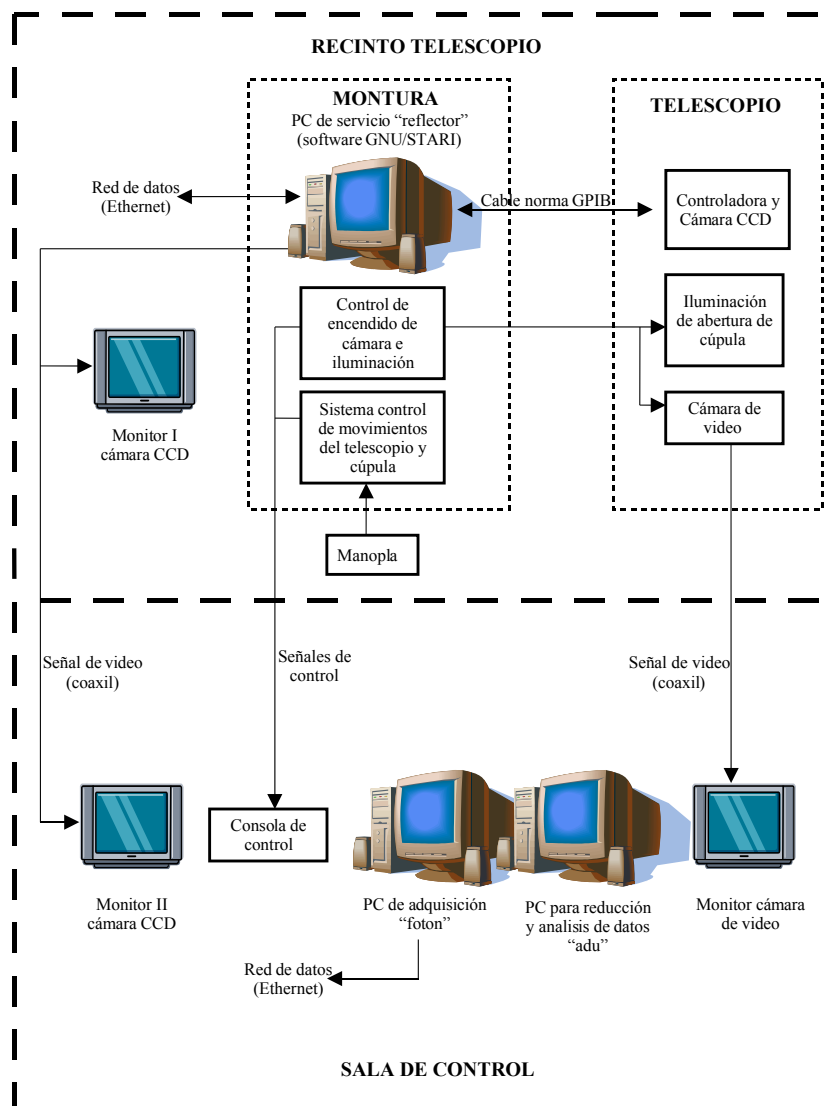


Figura 1. Diagrama en bloques del sistema de control del telescopio

Referencias

- Bareilles F. A., Schwartz M. A., Garcia E. R., Solans J. H. y Fernández Lajús E., 2005, Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía, 48, 475.
- Bareilles F. A. y Fernández Lajús E., 2006, Actas del Workshop "Astronomía Observacional en Argentina: Problemas y Perspectivas", Paula Benaglia y Sergio A. Cellone (eds.), La Plata, Argentina, pág. 81.
- Schwartz M., Fernández Lajús E., Garcia E., 2004, Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía, 47, 429.

PRESENTACIÓN ORAL

Actividades de Transferencia Tecnológica en el Instituto Argentino de Radioastronomía

G. González¹,

(1) *Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR)*

Abstract. The purpose of this report is to present the technology transfer activities performed in IAR since 2001. There is a brief description of how this activity has arisen from the observational instrumental development carried out in this institute. Emphasis is given to the main contact points between technology transfer works and developments performed for the observatory.

Resumen. El objetivo de este informe es presentar las actividades de transferencia de tecnología que se realizan en el IAR desde el año 2001. Se expone brevemente como surge esta actividad a partir del desarrollo instrumental observacional llevado a cabo en el instituto. Se hace hincapié en los principales puntos de contacto entre los trabajos de transferencia de tecnología y los desarrollos hechos para el observatorio.

1. Introducción

Contribuir a la formación de investigadores y técnicos y la difusión de información sobre su campo específico son dos de los fines esenciales del IAR desde el momento de su fundación, Arnal (2006). Si bien se formalizaría mucho después, es desde el momento de su fundación que la actividad de transferencia se realiza en el instituto. Este informe da cuenta de esta última etapa: desde su formalización hasta hoy.

2. Desarrollo instrumental en el IAR

El observatorio del instituto está constituido por dos radiotelescopios. Cada uno de ellos cuenta con una antena de 30 metros de diámetro (antena I y II) con radiómetros polarimétricos. Sobre la antena I se construyeron radiómetros dedicados a la observación de líneas espectrales (línea HI: 1420MHz; línea OH: 1612 - 1720MHz; línea CH: 3300MHz) mientras que en la antena II se realizaron mediciones de continuo (potencia total) en la frecuencia de 1420MHz. La puesta en marcha y mantenimiento de estos radiotelescopios involucró el desarrollo tecnológico de cada una de sus partes, desde la antena y el front-end de RF (Radio Frecuencia) hasta el back-end y almacenamiento de datos. De esta manera podemos encontrar los siguientes ejemplos de instrumentación concretados a lo largo de los años:

- Radiómetro de continuo
- Etapa de FI (Frecuencia Intermedia) para Back End de líneas espectrales
- Sistema de apuntamiento de antena
- Instrumentación virtual
- Software de adquisición y control de la antena I

Como veremos a continuación la experiencia adquirida en cada uno de estos trabajos fue utilizada luego en trabajos de transferencia.

3. Inicio de la actividad de transferencia

La actividad de transferencia tiene su inicio formal, como hemos dicho, en el año 2001, sumándose así a los trabajos de investigación y de observatorio del instituto. Es en conjunto con CONAE y en el marco del Plan Espacial Nacional donde se van a desarrollar la mayor parte de los proyectos, principalmente para las misiones satelitales SAOCOM y SAC-D.

El primero de estos trabajos consistió en la tarea de diseñar, construir y medir un prototipo de una antena SAR polarimétrica del SAOCOM que cumpla una serie de requerimientos específicos. El instituto deriva a esta tarea dos personas del área técnica en tiempo completo: un ingeniero y un técnico. Por su parte CONAE aporta un ingeniero, también con dedicación en tiempo completo a este trabajo. Para realizar esta tarea no solo fue necesario desarrollar las partes específicas de la antena sino que también se tuvieron que desarrollar sistemas adicionales. Por ejemplo, la necesidad de medir el patrón de radiación lejano de la antena obligó a desarrollar un sistema de medidas de antenas en campo lejano y filtros para esa frecuencia (1275MHz). Vemos ya en este ejemplo el uso de la experiencia y conocimiento adquirido previamente para el observatorio.

Información adicional sobre este trabajo puede encontrarse en Sanz et al. (2006). El buen resultado de este primer proyecto dio lugar a una sucesión de proyectos que describiremos en forma sucinta a continuación.

4. Resumen de Trabajos

A la antena SAR le sucedieron los prototipos de las antenas de servicio (bajada de datos y telemetría) de los satélites SAC-D (Chiocchetti & Conti 2007) y SAOCOM. En forma paralela se inicia el proyecto de construcción y medición de dos prototipos de radiómetros en las frecuencias de 23.8 y 36.5GHz. Este último proyecto es quizás el más elocuente en cuanto a la herencia de las actividades del observatorio. Básicamente la diferencia entre los radiómetros de radioastronomía y los radiómetros de observación terrestre (desde un satélite en este caso) está en el fenómeno que se observa. Las técnicas de diseño son las mismas con lo cual nuevamente la experiencia del observatorio fue heredada. Una diferencia puede marcarse: cuando se observa la Tierra desde un satélite el tiempo de integración con el que uno dispone está limitado por la pisada requerida (área sobre la tierra) y la velocidad del satélite, mientras que en radioastronomía uno dispone de

mayor tiempo al poder seguir el objeto (radiofuente) con la antena. Este hecho fuerza a los radiómetros satelitales a buscar una forma para tener una alta sensibilidad con bajo tiempo de integración. Inversamente estas técnicas pueden ser utilizadas por radiómetros de radioastronomía, incorporando entonces el observatorio técnicas adquiridas en trabajos de transferencia. Lo mismo sucede en el caso de las nuevas tecnologías: las exigencias de aplicaciones espaciales obligan al manejo de las mismas, y luego pueden trasladarse a la instrumentación observacional. Por ejemplo, el caso de los radiómetros del SAC-D muestra la herencia de diseño de un instrumento en todas sus partes. También se han utilizados las técnicas de medición de radioastronomía para otros sistemas, este es el caso de las medidas de la estación terrena de Falda del Carmen (Córdoba), donde se realizaron medidas desde la antena hasta los canales de datos. El diseño y construcción de partes de RF como amplificadores de bajo ruido; mezcladores; filtros de RF y frecuencias menores así como etapas de ganancia fue tomado primero para el proyecto SARAT II. Este proyecto consiste en el diseño, construcción y medición de un transceptor en banda L (1275MHz). Aquí una nueva rama tuvo que ser aprendida sin experiencia previa: el área de amplificación de potencia en RF. Un nuevo proyecto se sumaría luego para completar, con el SARAT, un sistema completamente diseñado y construido en el IAR: desde la antena hasta la adquisición de datos. Aquí la tarea es la implementación de un prototipo de radar con conformación digital del haz (Digital Beam Forming). Para el satélite SAC-D se suman dos trabajos mas: la etapa de adquisición y control de la cámara infrarroja NIRST y la computadora de abordaje PAD (Data Acquisition and Processing), trabajo para el cual se toma como base los años de experiencia en software. Los trabajos sobre la antena SAR se completan con un proyecto, hoy en curso, de estudio y medición de su radiación trasera, para la determinación de la estrategia de grounding y disposición del cableado.

A continuación se da un resumen de los trabajos realizados y en curso, discriminando entre trabajos terminados y los que están en desarrollo.

4.1. Trabajos Terminados

- Prototipo Antena SAR
- Prototipo Antenas de servicio para satélites SAC-D Y SAOCOM
- Prototipos Radiómetros 23.8 y 36.5GHz
- Mediciones de Estación Terrena de Falda del Carmen

4.2. Trabajos en curso

- Radiómetro en 23.8 y 36.5GHz
- DBF Radar
- Transceptor del SARAT II
- Módulo de Control de la cámara NIRST del SAC-D
- Computadora PAD
- Medición de la radiación trasera de la antena SAR

5. Conclusiones

Los trabajos realizados en ya casi siete años de actividad demuestran como la experiencia de cuarenta años de desarrollo de instrumental (Sanz 2006) observacional pudo ser transferida a aplicaciones con nuevas tecnologías y exigentes requerimientos. Esto puede verse claramente en los ejemplos de desarrollo instrumental antes mostrados observando la correlación con lo hecho para labores de transferencia. La adaptación a estas nuevas exigencias hace que la inversa también sea cierta: los conocimientos adquiridos por actividades de transferencia pueden ser también aplicados al desarrollo instrumental observacional.

Debe destacarse que esta actividad que en su comienzo tenía dedicada dos personas, hoy cuenta con mas de treinta, en su gran mayoría contratados por el IAR. La base para la continuidad de esta tarea es la consolidación de los grupos de trabajo realizando planes a largo plazo, capacitación permanente y la continuidad del desarrollo instrumental. Dejamos estos puntos como resumen final:

- Consolidación del grupo de trabajo
- Capacitación permanente
- Continuidad del desarrollo instrumental
- Planes a largo plazo

Agradecimientos. Este informe, así como la presentación realizada en Margüe, contó con la contribución de gran parte del personal del área de transferencia y del área técnica del observatorio. A todos ellos: gracias.

Referencias

- Arnal, E.M. 2006, WAAA, 29, 36
Chiocchetti, S., Conti, J. 2007, IEEE, 432-434
Sanz, A.J. et al. 2006, WAAA, 47, 50
Skora, J.S., Sanz, A.J., & Fabbra, 2005, IEEE, 192, 196

PRESENTACIÓN MURAL

Estudio del brillo del cielo nocturno en la zona del Observatorio Pierre Auger

A. Pichel¹ y A.C. Rovero¹

(1) Instituto de Astronomía y Física del Espacio (CONICET)

Abstract. Observations at the Auger Southern Observatory include measurements of some parameters related to the background signal of the fluorescence detector. These data were used to study the physics of the night sky background in the UV as seeing from Malargüe. Absolute calibration of the variables involved in the measurements were performed to convert the detector signal to photon flux. The correlation with atmospheric emission of O_2 measured from CASLEO was studied and a simple model for the zenithal dependence was applied.

Resumen. A partir de las mediciones del fondo registradas con los telescopios de fluorescencia del Observatorio Auger, realizamos un estudio sobre la física del brillo de luz nocturno en la región del UV. Obtuvimos la calibración absoluta de las variables observadas para convertir la señal del detector en flujo de fotones. Analizamos la dependencia de las fuentes del brillo estudiando la correlación con mediciones de emisión de O_2 atmosférico realizadas en CASLEO y aplicando un modelo simplificado dependiente del ángulo cenital.

1. Introducción

La luz de fondo del cielo nocturno es generada por distintas fuentes de origen terrestre y extraterrestre. Entre estas últimas se encuentran la luz de estrellas y galaxias, el fondo difuso de luz de nuestra propia galaxia y la luz zodiacal. Como fuentes de origen terrestre se pueden citar las debidas a las interacciones con la alta atmósfera, como el *airglow* y las auroras, y las provenientes de la actividad humana, dada por el scattering en la tropósfera de la luz producida artificialmente. La luz zodiacal se debe a la dispersión de la luz solar en partículas de polvo provenientes de cometas y asteroides. El *airglow* es una luminiscencia debida a reacciones fotoquímicas en la atmósfera superior, por la cual se excitan moléculas y átomos que después irradian en longitudes de onda bien definidas. Las emisiones del oxígeno molecular, O_2 , el oxígeno atómico, el sodio y el radical oxidrilo, son intensas y variables debido a cambios en la atmósfera y en la actividad solar (Leinert, 1998). Estas emisiones se producen a más de 80 km de altitud y contribuyen significativamente a la variación total del brillo del cielo nocturno (Patat, 2003).

Mientras las componentes extraterrestres varían sólo con la posición en el cielo, las terrestres dependen de un gran número de parámetros y son mucho menos predecibles. La radiación del fondo del cielo ha sido estudiada por varios autores, siendo pioneros los trabajos de Lord Rayleigh en la década de 1920. Garstang et al. (1986; 1989) han modelizado el fondo de luz del cielo nocturno, incluyendo

el efecto de la curvatura de la tierra. Considerando atmósfera homogénea y sin tener en cuenta las contribuciones por scattering, el brillo del cielo nocturno en función del ángulo cenital, z , se puede expresar como:

$$b(z) = b_0 [(1 - f) + f \times V(z)] e^{-\tau[\chi(z)-1]} \quad (1)$$

donde b_0 es el brillo en el cenit; f es la fracción de *airglow*; $(1 - f)$ la contribución al brillo de fuentes fuera de la atmósfera; $V(z) = (1 - 0,97\text{sen}^2(z))^{-1/2}$ es un término geométrico que tiene en cuenta la proyección de la capa donde se produce el *airglow*; $\chi(z) = \text{sec}(z) - 0,01[\text{sec}(z) - 1]^2$ es el número de masas de aire en la dirección z y τ es la opacidad vertical de la atmósfera.

Las consideraciones sobre la curvatura de la Tierra son relevantes si las observaciones están realizadas para ángulos cenitales grandes, como es el caso del detector de fluorescencia (DF) del Observatorio Auger. El DF consta de 24 telescopios fijos que cubren todas las direcciones acimutales. Cada uno posee una cámara que cubre 30° en acimut y entre 2° y 32° de elevación, compuesta por 440 pixeles (20 columnas por 22 filas) de $1,5^\circ$ de apertura cada uno. Durante la operación del DF se realizan registros de algunas magnitudes que permiten el monitoreo de los instrumentos, entre las que se encuentra la varianza de la señal de fondo para cada pixel, medida en número de cuentas digitales del ADC. Esta magnitud se mide cada 30s y es proporcional a la intensidad de luz colectada por el telescopio. Si la constante de proporcionalidad, o sea la calibración absoluta de la varianza, es conocida, se puede obtener el flujo real de fotones del cielo nocturno y así, dada la frecuencia con que se realiza el registro, se puede suponer una medición continua del brillo del cielo. En el caso del DF, la señal registrada está en el rango UV ($300 - 420\text{nm}$), en el que sólo el O_2 , producido en una capa de 5 km a 95 km de altitud, es importante como emisión atmosférica.

Para llevar adelante un estudio del brillo de luz nocturna con el DF hay que obtener la calibración absoluta de la varianza. Para ello, hemos adaptado el método desarrollado por el grupo de calibración del Observatorio Auger basado en una fuente de luz calibrada de 2.5 m de diámetro, llamada *drum*, que se coloca en la apertura permitiendo el registro simultáneo de la señal de todos los pixeles de la cámara (Brack et al., 2004).

En este trabajo se realizó un estudio sobre el brillo UV del cielo en la zona del Observatorio Auger y su correlación con las mediciones de emisión de O_2 atmosférico realizadas desde el CASLEO con el espectrógrafo del grupo de Aeronomía del IAFE (www.iafe.uba.ar/aeronomia). Se estudió la dependencia del brillo con la elevación y se obtuvieron parámetros del ajuste a un modelo simplificado.

2. Calibración absoluta de la varianza

El *drum* es una fuente de luz calibrada que emite una cantidad conocida de fotones en pulsos cuadrados de $5\mu\text{s}$. Cada pixel del DF registra la señal del *drum* en cuentas del ADC cada 100ns , o sea 50 veces por cada pulso. La Figura 1 (izquierda) muestra los pulsos registrados por un pixel del DF para 4 intensidades del *drum*. Se observa que las fluctuaciones en la parte alta de los pulsos crece con la altura (intensidad) del mismo. Si el proceso dentro del DF fuera poissoniano, la intensidad de cada pulso sería exactamente igual a la varianza calculada con esos 50 valores medidos. Sabemos que esto no es así porque el ancho de banda

de la electrónica se lo impide. Sin embargo, fuera de saturación, el DF se comporta en forma lineal (por condiciones de diseño), con lo que la relación entre varianza y flujo incidente en la apertura del DF se espera tenga el mismo comportamiento. Hemos comprobado experimentalmente esta linealidad para todos los pixeles estudiados, dos de los cuales se muestran en la figura 1 (derecha), en donde se ha expresado la intensidad directamente en fotones inyectados por el *drum*. Verificada la linealidad de la varianza con el flujo, es posible obtener la calibración absoluta con sólo medir la relación flujo-varianza para una sola intensidad del *drum*, proceso que se realiza para cada pixel del DF.

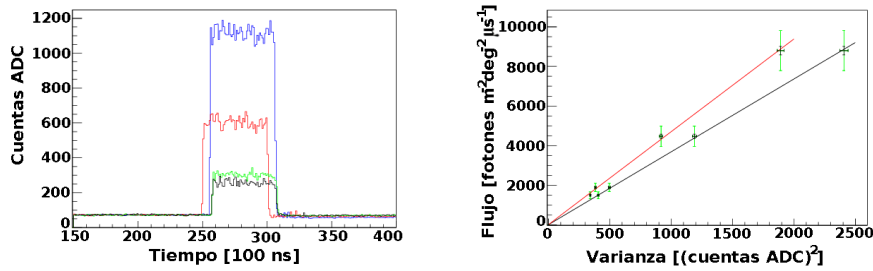


Figura 1. *Izquierda:* pulsos del *drum* para cuatro valores de intensidad. *Derecha:* correlación entre varianza e intensidad del *drum* para dos pixeles del DF. Barras de error: negro: estadísticos; verde: totales.

3. Brillo del cielo: su correlación con *airglow* y dependencia cenital

Hemos analizado las observaciones de varianza adquiridas por el telescopio número 4 del DF, en el período enero 2006-julio 2007. Para estudiar el brillo del cielo se seleccionaron 36 noches claras y sin luna de un total de 300 observadas. La Figura 2 (izquierda) muestra la evolución del flujo calibrado (trazo rojo) de dos noches de observación. De las 36 noches estudiadas, 25 tienen su correspondiente medición de O_2 en CASLEO. El telescopio elegido es uno de los dos que tienen en su campo visual a la región del CASLEO, el cual está distante 400 km hacia el norte. Esa distancia agrega una incerteza difícil de sortear, la posible nubosidad en la línea de visión del DF. Para paliar este inconveniente hemos obtenido datos de nubosidad de la ciudad de Mendoza, que está a mitad camino, con la cual hemos descartado una noche. Para las mismas dos noches de la Figura 2, se agregaron en fase las mediciones del O_2 en unidades arbitrarias (trazo verde). Se observa una correlación en la tendencia para una de las noches (superior) y lo mismo para la primera parte de la otra (inferior). De las 24 noches finalmente analizadas, podemos decir que 7 muestran una buena correlación, 7 una correlación parcial y el resto no muestra correlación evidente. Sin dudas la presencia de nubes u otras condiciones meteorológicas existentes entre Auger y CASLEO juegan un rol determinante que trataremos de analizar por medio de imágenes satelitales.

Para el análisis de la dependencia del brillo con el ángulo cenital se utilizaron los datos de una de las noches con buena correlación con CASLEO. Dado que los pixeles de una fila de la cámara del DF tienen la misma elevación, se tomó el promedio de los brillos observados para cada fila. La Figura 2 (derecha) muestra los flujos calibrados para los 22 puntos así obtenidos y el ajuste derivado de la ecuación 1, que arrojó como resultado: $b_0 = 153 \text{ fotones } \mu\text{s}^{-1} \text{ grado}^{-2} \text{ m}^{-2}$,

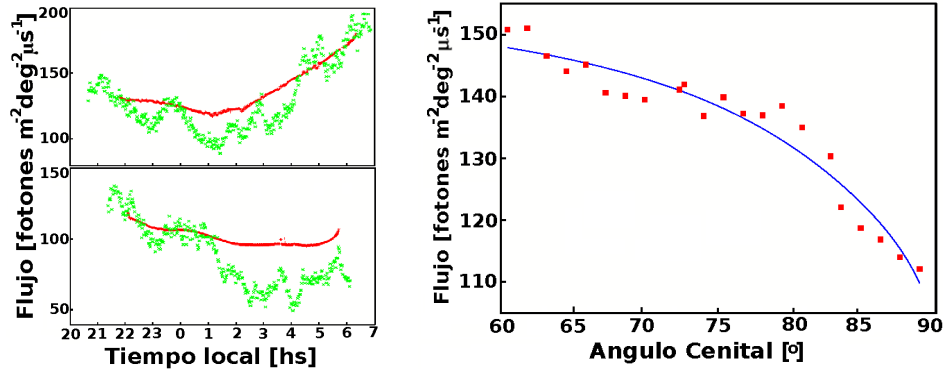


Figura 2. *Izquierda:* Comparación entre *airglow* medido en CASLEO (verde) y brillo nocturno medido en Auger (rojo); Arriba: noche con buena correlación; Abajo: noche con correlación parcial. *Derecha:* brillo en función del ángulo cenital (puntos) y ajuste según ecuación 1

$f = 0,62$ y $\tau = 0,39$. Dentro de las restricciones del modelo aplicado, estos valores tienen significados precisos que podrán ser comparados con los obtenidos mediante otras técnicas utilizadas simultáneamente en el Observatorio Auger.

4. Conclusiones

Partiendo de parámetros registrados para el monitoreo de los detectores de fluorescencia del Observatorio Auger hemos obtenido el brillo UV del cielo nocturno en la zona de Malargüe. Para ello, hemos adaptado el método usual de calibración absoluta y convertido las mediciones de varianza de la señal en flujo de fotones. De la aplicación de un modelo simple a los datos de una noche, y dentro de sus limitaciones, hemos podido obtener el brillo correspondiente al cenit, la fracción de *airglow* y la opacidad vertical de la atmósfera en el sitio. De la comparación con las mediciones de O_2 realizadas en CASLEO, 400 km al norte, concluimos que puede haber correlación, pero deben estudiarse con más detalle las condiciones de la atmósfera en la línea de visión por medio de imágenes stelitales. Los resultados muestran la potencialidad del procedimiento para la comparación con otros regularmente llevados a cabo en el observatorio.

Agradecimientos: a J. Scheer y E. Reisin, del grupo de Aeronomía del IAFE, por valiosa información sobre *airglow* y datos de O_2 obtenidos en CASLEO.

Referencias

- Brack, et al. 2004, *Astropart. Phys.* 20, 653.
- Garstang, R.H. 1986, *PASP*, 98, 364.
- Garstang, R.H. 1989, *PASP*, 101, 306.
- Leinert, C., et al. 1998, *A&A*, 127, 1.
- Patat, F. 2003, *A&A*, 400, 1183-1198.

PRESENTACIÓN MURAL

Simulación de las Extensiones del Observatorio Pierre Auger para el estudio de la composición de los rayos cósmicos en la transición galáctica extragaláctica

A. Tamashiro¹, D. G. Melo² y A. C. Rovero¹

(1) *Instituto de Astronomía y Física del Espacio (CONICET)*

(2) *Laboratorio Tandem-Comisión Nacional de Energía Atómica*

Abstract. The Pierre Auger Observatory was designed to study the most energetic cosmic rays ($E > 10^{18}eV$). The transition of the cosmic ray origin from galactic to extragalactic is likely to occur in the energy range below that threshold, from 10^{17} to $5 \times 10^{18}eV$. The importance of this transition has motivated several enhancements of the Observatory, among which are AMIGA and HEAT projects. Our work is the starting point of a full simulation of the future Observatory configuration. These results will be contrasted with real data acquired with prototypes of those enhancements which would be operational in 2008.

Resumen. El observatorio Pierre Auger fue originalmente diseñado para estudiar los rayos cósmicos en la zona más energética del espectro ($E > 10^{18}eV$). El rango de energías inmediatamente inferior, $10^{17} - 5 \times 10^{18}eV$, despierta un gran interés científico por considerarse la posible región de transición de origen galáctico a extragaláctico, lo que motivó la programación de una serie de extensiones del Observatorio Sur, entre ellas los proyectos AMIGA y HEAT. Nuestro trabajo apunta a realizar una completa simulación de la futura configuración del Observatorio, para evaluar los actuales diseños y comparar los resultados con los datos que se registrarán con el prototipo de las extensiones que se planea estén en funcionamiento en 2008.

1. Introducción

El origen de los rayos cósmicos (RC) es tema de estudio desde su descubrimiento hace casi cien años. Existe consenso en que los menos energéticos son de origen galáctico y los de mayor energía son extragalácticos. El lugar del espectro donde se produce esta transición es motivo de discusión, en la cual la composición química de los RC juega un rol importante (Medina Tanco et al., 2007). Dos parámetros de las cascadas de partículas generadas por los RC en la atmósfera terrestre utilizados como discriminantes de la composición química del primario, son la profundidad de su máximo desarrollo (X_{max}) y la densidad de muones a nivel del suelo a una distancia de $600m$ del punto de impacto (N_{μ}).

El observatorio Auger está adquiriendo datos de energías ultraelevadas ($E > 10^{18}eV$). Para el rango de energía donde se produce la transición galáctica-extragaláctica, entre 10^{17} y $10^{19}eV$, se planea disponer de los primeros datos

cuando se implementen las extensiones del observatorio a bajas energías (proyecto AMIGA y HEAT) (Etchegoyen et al., 2007, Klages et al., 2007). El proyecto AMIGA consiste en la instalación de dos nuevos arreglos de detectores Cherenkov de Superficie, iguales a los actuales pero con menor espaciamiento, $750m$ y $433m$ contra los $1500m$ actuales (figura 1.A), disminuyendo así el umbral de energía de las cascadas detectadas. Conjuntamente a estos nuevos detectores se instalarán centelladores con el fin de medir directamente la componente muónica de las cascadas. Estos serán enterrados a una profundidad de ≈ 2.5 m para evitar la contaminación de la componente electromagnética de la lluvia.

El detector de muones consiste en un contador de partículas, segmentado en varillas centelladoras similares a los utilizados por el experimento MINOS (MINOS Coll., 1998). Por su lado, el proyecto HEAT sumará 3 telescopios de fluorescencia al actual sitio del detector de fluorescencia de Coihueco, lo que posibilitará el aumento del campo de visión a un rango de 0 a 60 grados de elevación, mejorando la observación del X_{max} de cascadas de menor energía.

Las simulaciones de la detección de estas cascadas por la futura configuración es imprescindible para entender y desarrollar los métodos de estudio de composición química del rayo cósmico primario utilizando los parámetros mencionados. Con anterioridad se han realizado trabajos parciales basados en simulaciones de uno de los dos detectores a la vez. Nuestro trabajo apunta a realizar una simulación completa de la detección de las cascadas, que incluya la nueva configuración de los telescopios, el arreglo más denso de detectores Cherenkov con sus detectores de muones y la simulación completa del desarrollo de la lluvia en la atmósfera. Presentamos en este trabajo los primeros resultados de la integración de todos esos componenetes con el objetivo de probar el correcto funcionamiento del código implementado.

2. Cadena de Simulación/Reconstrucción

Modificamos el programa oficial de la Colaboración Pierre Auger de simulación del detector para considerar la futura configuración de telescopios. Para corroborar el correcto funcionamiento del programa, analizamos la respuesta de esta configuración del Observatorio a 60 cascadas simuladas con el programa AIRES-2.8.4a (Sciutto, 1998). Este conjunto de lluvias fue generado considerando la partícula primaria como un núcleo de Fe o H y utilizando el modelo hadrónico QGSJetII, con enegía del RC primario $10^{18}eV$. Los puntos de impacto de las cascadas fueron distribuidos en forma aleatoria con probabilidad uniforme dentro del arreglo de detectores espaciados a 750 m. Debido a su baja estadística, este conjunto de eventos simulados está lejos de representar fielmente un conjunto de eventos reales, pero sirve a nuestro propósito de evaluar el rendimiento de la cadena de simulación (SIM) y reconstrucción (REC). Para ello, comparamos las diferencias entre los parámetros de entrada de las simulaciones con los de la salida de los algoritmos de reconstrucción. En la figura 1.B se muestra la distribución del desplazamiento del punto de impacto entre REC y SIM. Se observa que en el 90% de los eventos, la reconstrucción del punto de impacto difiere del simulado en menos de $40m$. Para el ángulo cenital, θ , esta diferencia es de $0,2^\circ$ como puede apreciarse en la figura 1.C. Estos valores son mejores que los obtenidos en simulaciones sobre el arreglo original (Dawson, 2007) y nos brindan

confianza en la reconstrucción de la geometría de la lluvia de la cual dependen los parámetros N_μ y X_{max} .

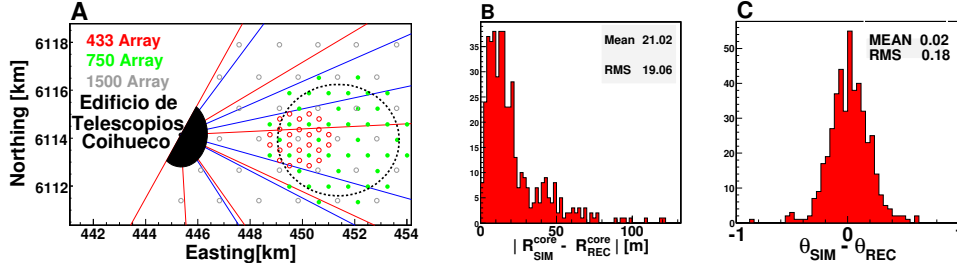


Figura 1. A: Futura configuración del Observatorio. B: Evaluación de la reconstrucción del punto de impacto. C: Evaluación de la reconstrucción del ángulo cenital del eje de la cascada.

El programa Aires realiza una simulación de la cascada de partículas secundarias en su recorrido por la atmósfera terrestre, hasta llegar a la superficie del suelo. Por ello, para simular la respuesta del detector de muones, es necesario tener en cuenta la propagación de los muones desde la superficie hasta los centelladores enterrados a 2.5 metros de profundidad. Esta se realiza mediante un cálculo analítico, considerando que el proceso de pérdida de energía dominante es el de ionización, depreciando los efectos de los procesos radiativos y suponiendo que la pérdida de energía es proporcional a la distancia recorrida (Supanitsky, 2007). La simulación del detector de muones, supone que su eficiencia es del 100 %, una respuesta uniforme y una segmentación de 132 divisiones.

Una vez obtenida la cantidad de muones en cada detector, se ajusta la función de distribución lateral de muones (FDLM), que relaciona esa cantidad con la distancia del detector al punto de impacto de la lluvia. Una de las parametrizaciones de la FDLM que mejor ajusta los datos experimentales es la utilizada por la colaboración KASCADE-Grande (Buren et al., 2005). Ajustando esta parametrización a las respuestas simuladas de los detectores, se obtuvo la densidad de muones reconstruida a 600m del impacto, N_μ .

3. Primeros resultados y trabajos a futuro

Si bien la estadística de nuestra muestra es baja para poder extraer conclusiones, hemos podido verificar que los resultados obtenidos sobre los dos parámetros en estudio son compatibles con simulaciones parciales anteriores. La figura 2.A muestra las cantidades N_μ reconstruidas de la manera descrita para cada lluvia simulada, en función del ángulo θ del evento. Si bien la dependencia real del número de eventos con este ángulo es del tipo $\text{sen}(\theta)\cos(\theta)$, hemos simulado lluvias con una distribución plana en θ . El gráfico permite distinguir, para cada ángulo en particular, el poder de N_μ para discriminar entre núcleos de Fe e H . Por otro lado, la figura 2.B muestra la distribución de los X_{max} reconstruidos para los casos de Fe e H , confirmando la capacidad de este parámetro para discriminar entre ambos tipos de núcleos. La unión de estos dos parámetros potencia su poder, como ha sido mostrado anteriormente (Supanitsky, 2007).

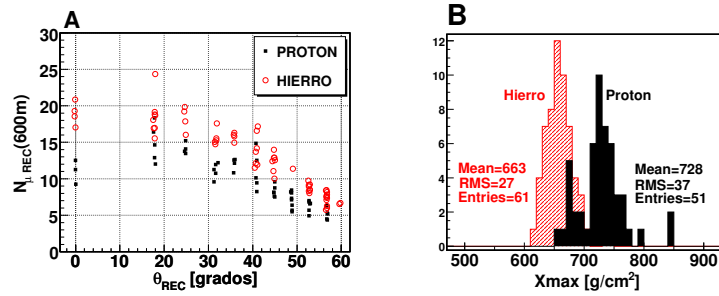


Figura 2. Parámetros para núcleos de Fe (rojo) e H (negro). A: Contenido muónico (N_{μ}) en función del ángulo cenital de la lluvia. B: Distribución del máximo desarrollo de las lluvias (X_{max}).

La propagación de las partículas de la lluvia desde la superficie hasta los detectores de muones actualmente implementada, tiene la desventaja de considerar sólo a los muones, lo cual no nos permite realizar estudios acerca de la contaminación de la señal de los detectores por la presencia de otras partículas (gammas, electrones). Esto nos motiva a implementar una simulación más detallada que tenga en cuenta las otras componentes y poder así realizar el estudio del ruido de fondo en los detectores. Un programa, actualmente en desarrollo, capaz de contemplar estos procesos, es el paquete TIERRAS de AIRES, que extiende el seguimiento de las partículas debajo de la superficie de la tierra (Tueros, 2007).

4. Conclusiones

Las evaluaciones del comportamiento de la cadena de simulación y reconstrucción, comparando los parámetros de entrada con los de las salidas de los algoritmos de reconstrucción han sido satisfactorios. Esto nos brinda la seguridad de estar en condiciones para generar una librería de lluvias y eventos simulados con la suficiente estadística para luego extraer los observables de interés para desarrollar los métodos para la determinación de la composición del RC primario.

Referencias

- Buren, J., Antoni, J.,Apel, W. et al. 2005, Proc. 26th ICRC, (301).
- Dawson, B., for the P. Auger Coll. 2007, Proc. 30th ICRC, (0976).
- Etchegoyen, A., for the P. Auger Coll. 2007, Proc. 30th ICRC, (1307).
- Klages, H., for the P. Auger Coll. 2007, Proc. 30th ICRC, (0065).
- Medina Tanco, G., for the P. Auger Coll. 2007, Proc. 30th ICRC, (0991)
- MINOS Collaboration 1998, Technical Design Report.
- Supanitsky, A.D. 2007, Tesis Doctoral UBA, Febrero 2007.
- Sciutto, S. J., <http://www.fisica.unlp.edu.ar/auger/aires/>
- Tueros M. 2007, Reunión Colaboración P. Auger, Malargüe Nov 2007.

Parte VII

Divulgación y Docencia en
Astronomía

POSTER PAPER

Astronomy and cosmology for children

Alejandro Gangui

Instituto de Astronomía y Física del Espacio, Buenos Aires, Argentina
CEFIEC – Facultad de Ciencias Exactas y Naturales – UBA, Buenos Aires, Argentina

Abstract. In the last years there has been an increased interest in tackling the frequent common misconceptions about astronomical notions found both in elementary school students and in their teachers. Research in many countries has shown that basic astronomical concepts like night-and-day cycle, lunar phases, meteors, seasons, etc, are by far not completely acquired by neither of the two groups. We have recently presented a series of Astronomy and Cosmology books aimed at helping both children aged seven years onwards, and their teachers, in subjects covering a wide range of topics, all introduced with carefully chosen words and images that young children can understand. Our aim is manifold: contribute in getting young students interested about the science of the sky and, at the same time, help to employ Astronomy as a key tool to build up adequate conceptual changes in a whole range of science issues.

Resumen. Desde hace varios años existe un gran interés en mitigar las nociones alternativas más frecuentes que aparecen en temas de astronomía, y que encontramos tanto en alumnos de la escuela primaria como en sus docentes. Investigaciones llevadas a cabo en varios países han demostrado que conceptos astronómicos básicos, como el ciclo del día y la noche, las fases lunares, la naturaleza de los meteoros, las diferentes estaciones del año y muchos otros, están lejos de ser bien comprendidos por ambos grupos de individuos. Hace poco tiempo, hemos publicado una tétrada de libros de Astronomía y Cosmología para chicos (de siete años en adelante) con el fin de ayudar –a ellos y a sus docentes– en la comprensión de una gran variedad de temas, todos presentados con palabras cuidadosamente seleccionadas y con imágenes claras y atractivas que los niños pueden comprender. Se pretende lograr al menos tres objetivos: generar interés en los más jóvenes por la ciencia del cielo, ayudar a limitar la abundancia de nociones no científicas y facilitar el aprendizaje significativo.

1. Introduction

Astronomy in many countries is just a nice way to spend a night below the stars contemplating the universe, but has not found its proper place in basic education. The result is that often, children do not find answers to the many questions that genuinely come to their minds while reading or making observations. More often

than not they learn (or have to accept) what older people –e.g., parents and teachers– tell them, even if sometimes the new notions uncomfortably find their place side by side with their previous ideas about the subject.

Recently, an increased interest in tackling the most frequent alternative conceptions about astronomical notions has surfaced. This so-called “unscientific knowledge” was found both in elementary school students and in their teachers. While there have not been many studies in Argentina about this (with notable exceptions, see e.g. Camino, 1995), research collaborations in other countries have shown that the most basic astronomical concepts (let alone the simplest cosmological ones) are incorporated neither by students nor by elementary school teachers (Gangui, 2007a, and references therein). The subjects tested included the night-and-day cycle, lunar phases, seasons, the nature of planets and stars, meteors and meteorites, among many others.

In our country, science programs for primary school level include the chapter “Planet Earth and the Universe” (AAVV 2004; AAVV s/f), and in there one finds topics in Astronomy and Astrophysics (and even in Cosmology) spanning from Galileo to beyond Einstein, in a clearly ambitious schedule.

2. Astronomical resources

We have recently presented a series of Astronomy and Cosmology books aimed at helping both elementary school students from seven years of age and onwards, and their teachers, in subjects ranging from basic atmospheric phenomena like rainbows and sun-pillars –observable during the day– and the scintillation of remote stars at night, to the relevance played by gravity in the inner functioning of the Sun, and how to think and apprehend the infinite space of our universe.



Topics like those and many more: the zodiacal constellations –including Ophiuchus–, locating Sirius and Canopus in the sky –guided by a short story–, eclipses, comets and meteors, Kuiper belt objects, the Oort cloud, extrasolar planets, galaxies –and their collisions–, supernova events –and their remnants–, the curvature of space, gravitational lensing, and a long etcetera, are all introduced with

carefully chosen words that young children can understand, with new concepts and definitions signaled by different fonts and colors (Gangui & Bilotti, 2006). Moreover, in each of the four books the text is limited to a maximum of roughly 120 words per double-page and so a main effort was made to condense the most appropriate words to succeed in communicating the precise scientific content. At an equal footing with the text, the images were conceived by an illustrator working side by side with the scientist. The depth of the illustrations together with the extraordinary mastering of colors and the usage of real images for some collages, make these brief books extremely attractive for children.



3. A couple of examples

Just to give the reader a flavor of the subjects and drawings involved, we show some double-pages related to: the scintillation of starlight (Fig.1), the relevance of gravity in explaining how stars generate energy (Fig.2), and the all important notion of “evolution” (as opposed to “explosion”) implied by the Big Bang model (Fig.3; Gangui, 2007b). Many other topics, as well as the few ones mentioned above, are included in the four books.

4. Outlook

In spite of the fact that the books were published fairly recently, we have received positive feedback from many educators who used this material in their science courses. Parents with an eye in Astronomy also communicated their delight with the new tool to convey correct notions to their children.

It is well-known that children arrive in science courses with pre-constructed and consistent models of the physical world surrounding them, and this is particularly true also with general notions of Astronomy. The aim of these didactic books is to help educators to alleviate some common alternative conceptions, and to

explain how to introduce to children many other astronomical and cosmological notions in a simple and cheerful way.



Acknowledgments. I owe quite a lot to my collaborators, Paula Bombara and Viviana Bilotti. Working with them was lots of fun. Financial support was provided by Conicet and by the University of Buenos Aires. Astronomical *sympathy* was provided by colleagues of the Institute.

Referencias

- Camino, N. 1995, Ideas previas y cambio conceptual en astronomía. Un estudio con maestros de primaria sobre el día y la noche, las estaciones y las fases de la luna, *Enseñanza de las ciencias*, 13 (1), 81-96.
- Gangui, A. 2007a, Los científicos y la alfabetización en astronomía, *Anales AFA*, Vol. 18, pp. 24-27.
- Gangui, A. 2007b, ¿Dónde explotó el Big Bang?, diario *La Nación*, page 23, printed edition, 1 october 2007. www.lanacion.com.ar/948951
- Gangui, A. & Bilotti, V. 2006, *Colección ¿Querés saber?* Four-volume set under the supervision of Bombara, P. (Sky, Stars, Universe, Big Bang). Editorial Eudeba, Buenos Aires (in Spanish.)
www.google.com.ar/search?q=Queres+Saber+Gangui
- AAVV 2004, Diseño Curricular para la Escuela Primaria. Primer ciclo de la Escuela Primaria / Educación General Básica, 2004 - Bloque Los fenómenos naturales. Diseño Curricular para la Escuela Primaria. Segundo ciclo de la Escuela Primaria / Educación General Básica, 2004 - Bloque La Tierra y el Universo. Disponibles en el sitio web: www.buenosaires.gov.ar
- AAVV s/f, Dirección General de Cultura y Educación (Provincia de Buenos Aires). Diseños curriculares y Organización de contenidos, Ciencias naturales. Detalles completos en el sitio web: abc.gov.ar

PRESENTACIÓN MURAL

Alfabetización científica: la astronomía en la escuela

Alejandro Gangui^{1,2}, María Iglesias², Cynthia Quinteros²

(1) Instituto de Astronomía y Física del Espacio, Buenos Aires, Argentina

(2) CEFIEC – Facultad de Ciencias Exactas y Naturales – UBA, Buenos Aires, Argentina

Abstract. Models constructed by scientists to explain the world often incorporate their actual individual conceptions about different physical phenomena. Likewise, prospective teachers reach general science courses with preconstructed and consistent models of the universe surrounding them. In this project we present a series of basic questionings that make us reflect on the present situation of the teaching–learning relationship in astronomy within the framework of formal education for elementary school teachers. Our project main aims are: 1) to contribute to finding out the real learning situation of preservice elementary teachers, and 2) from these studies, to try and develop didactic tools that can contribute to improve their formal education in topics of astronomy. In spite of being of chief importance within the science teaching topics, mainly due to its interdisciplinarity and cultural relevance, researches in didactics of astronomy are not well represented in our research institutes.

Resumen. Los modelos que construye la ciencia para explicar la realidad parten de las representaciones individuales de los científicos. De igual modo, los docentes de ciencias en formación llegan al aula con modelos pre-construidos y consistentes del universo que observan. En nuestro proyecto presentamos una serie de interrogantes básicos que, en su conjunto, llevan a reflexionar acerca del estado de situación de la enseñanza–aprendizaje en astronomía en el ámbito de la educación formal, a la vez que se plantea la necesidad de dar continuidad, en nuestro país, a investigaciones en el área de la didáctica de la astronomía. Describimos a continuación nuestra futura intervención en el campo de la investigación, con la finalidad de: 1) contribuir al diagnóstico situacional de los docentes de escuela primaria en formación y 2) a partir de ese trabajo, desarrollar herramientas didácticas que contribuyan a mejorar su educación formal. La didáctica de la astronomía es un área de vacancia en nuestras instituciones y es un campo de investigación poco explorado en nuestro país. La astronomía, disciplina integradora por excelencia ya que sus avances reciben aportes de la física, la geología, la química, etc., constituye una herramienta potente para construir aprendizajes significativos.

1. Estado del arte

El enfoque de las ideas previas es conocido en el campo de la didáctica de las ciencias y ha sufrido innumerables denominaciones. Se puede considerar a las ideas previas como aquellas concepciones que tienen los estudiantes acerca del cómo y el por qué las cosas son como son. Ellas responden a una lógica de pensamiento, influenciada por las experiencias realizadas en la vida cotidiana. Los sujetos van conformando explicaciones sobre la realidad de manera coherente, lo que hace que las ideas previas puedan persistir aún después de la enseñanza. De esta manera, pueden constituirse en impedimentos que afectan la capacidad de los individuos para construir conocimiento científico. Estudios realizados en varios países muestran que existe variedad de temas de astronomía en los cuales no solo los alumnos presentan ideas previas sino además un alto porcentaje de los futuros docentes de la escuela primaria y media (Camino, 1995; Atwood y Atwood, 1995; 1996; Parker y Heywood, 1998; Trundle et al., 2002; Trumper, 2003; Frede, 2006).

La pregunta que cabe hacerse es si están dados los elementos como para que estos docentes se apropien de los conceptos básicos de la ciencia (por ejemplo, de astronomía y astrofísica) que luego deberán enseñar (Iglesias et al., 2007). Asimismo, ¿tenemos en claro qué temas esenciales de la materia que los ocupará frente a los alumnos saben correctamente los docentes antes y después de terminada su instrucción? ¿Cuáles son los modelos teóricos y tipos de explicación más frecuentes que utilizan los docentes en formación en relación con temas de astronomía? Es sabido que es preciso pensar en estrategias que favorezcan cambios relevantes en los docentes. En temas de astronomía, como ocurre en otras áreas de las ciencias naturales, ninguna innovación pedagógica será posible sin antes proveer una adecuada respuesta a estos interrogantes.

La unidad temática que nos ocupa puede describirse brevemente como El planeta Tierra y el Universo. En el caso particular de la astronomía, existen ciertos temas que se muestran conflictivos a la hora de intentar su cabal comprensión, ya se trate por parte de los alumnos como de los docentes en formación y docentes en ejercicio. Algunos tópicos que repetidamente sobresalen en las publicaciones:

1) Las fases de la Luna: las diferentes fases / iluminaciones de la superficie de nuestro satélite, ¿son debidas a la sombra de la Tierra? Estas fases, ¿surgen como consecuencia de que, desde el punto de vista de la Luna, se produce un eclipse, donde es la Tierra el cuerpo celeste que oculta al Sol? 2) Ciclo día-noche: el eterno ciclo de luz y sombra, de días y noches, ¿se debe al movimiento de la Tierra alrededor del Sol? 3) Verticalidad en la Tierra y gravitación: el problema de los antípodas, la concepción de la gravitación como atracción hacia el centro del planeta. Los interrogantes: ¿qué significa “caer” hacia abajo?, ¿dónde queda ese “abajo”? 4) Las cuatro estaciones: las diferentes estaciones del año, con sus climas y temperaturas característicos, ¿se producen debido a que la Tierra se halla a diferentes distancias del Sol? ¿o es que, para una dada ubicación geográfica, el eje de la Tierra se inclina más en verano que en invierno? 5) Composición y forma del sistema solar: las trayectorias planetarias son representadas con formas pronunciadamente elongadas, se ven como elipses de notable excentricidad (y aquí existe una relación con las diversas nociones sobre las temperaturas en las diferentes estaciones del año). Además: ¿dónde termina nuestro sistema solar?, ¿en la próxima estrella? 6) Nuestra ubicación en el Universo: la posición de la

Tierra y del sistema solar en el Universo. ¿Ubicación?, ¿respecto de qué?, ¿existe un arriba y un abajo en el Universo?

Estos temas no son los únicos, pero es interesante constatar que son representativos de los contenidos de los programas de estudio de la educación básica para los alumnos, como así también de los currícula de formación docente inicial y de enseñanza media dentro de la unidad El planeta Tierra y el Universo.

2. Objetivos de la investigación y Metodología

¿Por qué indagar ideas previas en astronomía? La astronomía es una de las disciplinas con mayor poder para la integración de los conocimientos que se van adquiriendo durante el proceso de aprendizaje. Da el marco propicio para trabajar un sinnúmero de temas, ya sea de las ciencias exactas propiamente dichas (como la gravitación [Nussbaum, 1979; Sneider y Ohadi, 1998]), como también de las ciencias sociales (incluyendo la historia y la epistemología). Además, forma parte inseparable del conocimiento que el hombre tiene de su lugar en el cosmos. La astronomía es sin duda una actividad humana con múltiples y atractivas ramificaciones en el área de la construcción significativa y natural de los conocimientos sobre el universo en donde estamos inmersos.

La extensión y dificultad intrínseca de los temas a ser cubiertos en los programas (en algunos casos más que en otros, por supuesto) nos hacen pensar que las ideas previas y otras dificultades de aprendizaje de nociones básicas de la astronomía, ya evidenciadas en diversos estudios internacionales, pueden también darse en nuestras escuelas, tanto en el nivel inicial como en el secundario y en docentes en formación (Driver et al., 1985). Sin consideración de estas dificultades en el aprendizaje no puede existir innovación pedagógica. Sin la posibilidad de que la astronomía (por ejemplo) sea bien impartida y aprendida en la escuela primaria, no vemos bien cómo articular un pasaje suave a la secundaria.

La disparidad de niveles culturales de los alumnos y de formación de los docentes no permite hacer simplificaciones rápidas. No podemos decir que todos los alumnos o que todos los docentes en formación traen estos conceptos no científicos de difícil superación. Sin embargo, es claro que una gran parte de los individuos merecería que se los ayudara a aprender mejor, en el caso de los alumnos, y a enseñar mejor las ciencias, en el caso de los futuros docentes. Se hace necesario entonces indagar sobre ideas previas.

En este proyecto trabajaremos con los docentes de escuela primaria en formación. Creemos que es la población más relevante para comenzar nuestro estudio de diagnóstico y posterior desarrollo de herramientas para un aprendizaje significativo. El objetivo principal de esta investigación es contribuir al diagnóstico situacional de docentes en formación en relación a temas de astronomía.

Nuestros objetivos particulares son: 1) indagar el estado de conocimiento de la población docente del nivel primario en formación en relación a temas de astronomía, 2) analizar las representaciones de los futuros docentes y que actúan como obstáculos para el aprendizaje de contenidos relacionados con el área, 3) desarrollar herramientas didácticas innovadoras con participación conjunta entre formadores de docentes e investigadores.

No es necesario enfatizar el efecto multiplicador que se obtendrá intentando mejorar la ciencia impartida en la escuela primaria. Por cuestiones logísticas nos concentraremos en las Escuelas Normales (y similares) de la Ciudad Autónoma

de Buenos Aires. Sin duda, un estudio similar debería realizarse en la Provincia de Buenos Aires, en especial en los primeros cordones del conurbano bonaerense, distritos que están en el radio de influencia directa de nuestros centros de investigación, pero este último proyecto deberá esperar los próximos años.

Es de esperar que, una vez llevado a cabo el trabajo surjan varias ideas previas como las ya mencionadas más arriba. Se espera también que se produzca lo que los investigadores llaman acoplamiento de nociones: un conocimiento científico y una noción no-científica aparecen juntas para explicar un dado fenómeno (por ejemplo, para el ciclo día/noche: la rotación de la Tierra sobre su eje más su traslación alrededor del Sol). Se verá asimismo si existe sedimentación de conocimientos. Esta última terminología indica los casos en que a una vieja (y fuerte) noción equivocada se le agrega la explicación científica, la que, sin embargo, no logra reemplazar a la primera. En base a los resultados, se verá sin dificultad si la población estudiada de los futuros docentes presentan o no los mismos problemas de enseñanza-aprendizaje que las poblaciones de otros países.

Metodología: Lo expuesto brevemente más arriba nos motiva a iniciar acciones concretas en el área de la investigación y didáctica de la astronomía. Para tal fin, nuestra intervención pretende involucrar, entre otros, los siguientes aspectos (por cuestiones de espacio, seremos sumamente esquemáticos aquí): 1) Estudio detallado de las publicaciones en revistas de didáctica de las ciencias y elaboración de cuestionarios; 2) entrevistas a los futuros docentes de la enseñanza primaria; 3) análisis de las ideas previas de los maestros en formación que actúan como obstáculos para el aprendizaje de contenidos relacionados con el área; 4) diseño conjunto, entre formadores de docentes e investigadores, de materiales didácticos innovadores.

Es necesario no sólo capacitar adecuadamente a los futuros docentes en temas de astronomía sino también ofrecer situaciones de enseñanza que expliciten de qué manera hacer frente a estos obstáculos de aprendizaje. Qué actividades seleccionar y cómo orientarlas de manera tal que promuevan la evolución de las concepciones iniciales de sus propios alumnos a los modelos científicos deseados.

Referencias

- Atwood, V. & Atwood, R. 1995. *School Science and Mathematics*, 95(6), 290-294.
- Atwood, R. & Atwood, V. 1996. *J. of Research in Sci. Teaching*, 33(5), 553-563.
- Camino, N. 1995. *Enseñanza de las ciencias*, 13 (1), 81-96.
- Driver, R., Guesne, E. y Tiberghien, A. 1985. *Ideas científicas en la infancia y la adolescencia*, (Morata, Madrid).
- Frede, V., 2006. *Advances in Space Research* 38, Issue 10, pp. 2237-2246.
- Iglesias, M., Quinteros, C. y Gangui, A. 2007. trabajo aceptado en REF-XV, 15a Reunión Nacional de Educación en la Física, San Luis, 2007.
- Nussbaum, J. 1979. *Science Education*, 65(2), 187-196.
- Parker, J. y Heywood, D. 1998. *Int. J. Science Education*, 20(5), 503-520.
- Sneider, C. y Ohadi, M. 1998. *Science Education*, 82, 265-284.
- Trundle, K.C., et al. 2002. *J. Res. Science Teaching*, 39(7), 633-657.
- Trumper, R. 2003. *Teaching and Teacher Education*, 19, 309-323.

PRESENTACIÓN ORAL

Intentos argentinos para probar la Teoría de la Relatividad

Santiago Paolantonio¹ & Edgardo R. Minitti²

*(1) Museo Astronómico Sarmiento-Gould, Observatorio Astronómico,
Universidad Nacional de Córdoba, Argentina*

*(2) Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba,
Argentina*

Abstract. Astrophysics research at the Argentinean National Observatory (Cordoba) began during the period when Dr. Charles Perrine was its Director (1909-1936). In 1911 Perrine was invited by Dr. Freundlich (Berlin Observatory) to carry out observations in Brazil during the solar eclipse that would take place on October 10, 1912, with the aim of verifying Einstein's theory of relativity. With numerous instruments specially designed and constructed in Cordoba, the expedition took place. However, an inopportune rain made fail all the project. Poor weather conditions made also fail two new attempts, one in Teodesy (Ukraine; August 21, 1914), and the other in Tucacas (Venezuela; February 3, 1916). Successful observations and verification of Einstein's predictions finally took place in 1919, during an eclipse observed in Brazil. The Argentinean Observatory was unfortunately absent in such opportunity.

Resumen. Durante la dirección del Dr. Charles Perrine (1909-1936) se inician en el Observatorio Nacional Argentino los trabajos relacionados con la Astrofísica. En 1911, Perrine es contactado por el Dr. Freundlich del Observatorio de Berlín, quien le propone realizar observaciones para verificar la Teoría de la Relatividad en el eclipse del 10 de octubre de 1912 que ocurriría en Brasil. Con instrumentos especialmente diseñados y construidos en Córdoba se concretó la expedición del Observatorio Nacional. Dado que la lluvia hizo fracasar las observaciones, se realizaron dos nuevos intentos: en 1914 (Teodesia, Ucrania) y en 1916 (Tucacas, Venezuela). Nuevamente en ambas oportunidades, el mal tiempo impidió obtener imágenes fotográficas utilizables. A pesar de haber planificado la presencia en el eclipse de 1919 en Brasil, el Observatorio estuvo ausente en el eclipse en que finalmente las condiciones climáticas fueron las adecuadas para lograr las imágenes que confirmarían la predicción de la célebre Teoría de la Relatividad.

1. Introducción

Poco antes de la llegada del Dr. Charles Dillon Perrine al Observatorio Nacional Argentino (ONA), Einstein había enunciado su teoría de la Relatividad, produciendo un intenso debate en el mundo científico, con profundas adhesiones y

rechazos; no indiferencia. Para la verificación experimental de la teoría, Einstein propuso una observación astronómica confirmatoria de la desviación de la luz en presencia de un objeto masivo. Debíase medir el cambio en la posición de las estrellas cercanas al limbo solar, consecuencia de este fenómeno, lo cual era sólo posible durante un eclipse total, para evitar que la intensa luz proveniente del Sol impidiera la observación. Einstein convenció al joven Dr. Erwin Freundlich para que lo ayudara, el cual inicialmente intentó la verificación utilizando fotografías de eclipses solares anteriores. En oportunidad de su viaje a la reunión del Comité de la *Carte du Ciel* en París realizada en octubre de 1911, el Dr. Perrine se trasladó a Polonia, con escala en Bonn y Berlín, por unas pocas horas. En esta última ciudad es contactado por los Dres. Courvoisier y Freundlich del Observatorio de Berlín, quienes lo ponen al tanto de sus intentos en tal sentido. Freundlich lo consulta acerca de la posibilidad de emplear las fotografías obtenidas en las expediciones que realizara para el Observatorio de Lick, buscando la existencia de un planeta entre el Sol y Mercurio. Perrine expresó su opinión contraria dado que en las imágenes obtenidas, el Sol no se encontraba en el centro de las placas. De todos modos, el astrónomo alemán solicitó las fotografías a W. Campbell, estudiándolas sin lograr resultados positivos. Fracasados tales intentos, Freundlich le solicitó cooperación para que hiciera las observaciones adecuadas en el próximo eclipse solar. Perrine acepta la propuesta. Contaba con experiencia obtenida en varios eclipses totales desde mediados de la década de 1890. Fue encargado de la expedición del Lick Observatory a Sumatra en 1901.

2. Expedición a Cristina

La primera oportunidad para realizar el trabajo fue el eclipse ocurrido el jueves 10 de octubre de 1912. Campbell se vio sumamente interesado en el emprendimiento. Ante la imposibilidad de enviar una expedición propia, ofreció los dos objetivos empleados para la búsqueda del planeta transmercurial, realizada en el Lick Observatory.

Se prepararon en Córdoba múltiples instrumentos especiales para la ocasión, diseñados y fabricados por el mecánico James Oliver Mulvey utilizando madera, ya que de acuerdo con la experiencia de Perrine, serían más estables ante los cambios de temperatura que sobrevendrían durante el fenómeno.

La comisión enviada por el ONA a Brasil estuvo compuesta por el Tercer Astrónomo Enrique Chaudet, el mecánico Mulvey, el fotógrafo Robert Winter y el director Perrine, instalándose en las afueras del pequeño poblado de Cristina, estado de Mina Gerais, a unos 200 kilómetros al noreste de San Pablo.

Los instrumentos fueron montados en tres ejes polares. Los dos objetivos enviados por Campbell, de 75 mm de diámetro y 335,4 cm de distancia focal, se instalaron contiguos, con un diafragma externo común fabricado con tela negra. Con ellos se realizarían las fotografías destinadas a verificar la teoría de Einstein. Otras cámaras similares tenían como propósito el estudio de la luz polarizada de la corona y la obtención de espectros de la fotosfera. Un telescopio fotográfico de 12 metros de distancia focal se emplearía para realizar delicadas fotografías de la corona solar.

El clima les jugó en contra. Un par de días antes del eclipse se presentó nublado y lluvioso, condición que se mantuvo durante cuatro jornadas consecutivas, frus-

trando completamente lo programado. Campbell recibió un lacónico telegrama de E.C. Pickering: *Perrine cables from Brazil, rain.*

Esta fue la primera tentativa argentina de probar la nueva Teoría de la Relatividad por medio de observaciones astronómicas, anticipándose siete años a la exitosa expedición inglesa de 1919, lo cual destaca su importancia.

3. Segundo intento, expedición a Crimea

Perrine no se desalentó, la siguiente oportunidad se daría el viernes 21 de agosto de 1914, en una lejana Ucrania. El lugar elegido fue Teodesia, ubicada en la península de Crimea a orillas del Mar Negro. Esta sería una costosa expedición plagada de dificultades de todo tipo.

Se prepararon los mismos instrumentos que los empleados en Cristina y a pesar de las dificultades económicas, la expedición del ONA, compuesta por su director Perrine y Mulvey, partió para Europa. Los acontecimientos que desencadenarían la Primera Guerra Mundial ya estaban en curso. El 28 de julio, el imperio austro-húngaro invadió Serbia, por lo que los integrantes de la expedición alemana, incluido Freundlich, son detenidos. La mayor parte de los ingleses y franceses debieron volver a sus países para incorporarse al ejército. Sólo siete de las 27 expediciones pudieron finalmente realizar las observaciones. Argentina fue la única del hemisferio sur.

El viernes 21 de agosto, el cielo amaneció totalmente despejado, pero hacia el mediodía comenzaron a aparecer nubes, las que cubrieron parcialmente el Sol durante toda la duración del fenómeno. Entre las nubes se lograron obtener algunas pocas imágenes de escasa utilidad. Éstas fueron las primeras tomadas especialmente con el propósito de verificar la Teoría de la Relatividad.

4. El último intento

La siguiente expedición se organizó para el eclipse del 3 de febrero de 1916, cuya franja de totalidad comenzó en el Océano Pacífico, cruzó el norte de Sudamérica, por Colombia y Venezuela.

El único encargado del trabajo, E. Chaudet, partió a Venezuela el 2 de diciembre de 1915, con la intención de instalarse en Tucacas, Venezuela.

A pesar de las dificultades y persistente lluvia, en una semana Chaudet logró montar los instrumentos con la asistencia de personas de la zona.

El equipo era más modesto que el de las expediciones anteriores, dadas las serias limitaciones económicas consecuencia de la crisis provocada por la guerra. La principal ausencia fue la gran cámara de 12 metros.

Por similares razones, pocos observatorios enviaron sus comisiones para cubrir el fenómeno. Sí están presentes los ingleses, quienes concurren con los mismos instrumentos que se emplearían tres años más tarde en Sobral.

Durante la mañana del jueves 3 de febrero llovió copiosamente, pero a la hora del eclipse el cielo se presentó cubierto sólo por ligeras nubes. A través de este tenue velo se consiguieron durante los dos minutos y medio que duró la totalidad, 28 exposiciones de la corona, su espectro y el de la capa inversora, sin utilidad para la verificación de la teoría.

5. La expedición que no se concretó

Luego del frustrado intento de Cristina en 1912, Perrine escribió al astrónomo brasileño Enrique Morize, solicitándole un estudio para la determinación del mejor sitio para observar el eclipse total del 29 de mayo de 1919, que ocurriría en territorio de aquel país, previendo su importancia por su larga duración: casi siete minutos. El resultado publicado incluía a la localidad de Sobral.

A pesar de haber planificado la presencia en el eclipse, los grandes gastos que demandaron al Observatorio los tres intentos frustrados, sin obtener resultados notables, así como la necesidad de dedicar el presupuesto al proyecto del Gran Reflector, impidieron la concreción de esta última empresa.

El Observatorio estuvo ausente en Sobral, en oportunidad del eclipse en el que finalmente las condiciones climáticas fueron las adecuadas para lograr las imágenes que confirmarían la predicción de la célebre Teoría de la Relatividad.

Las nubes impidieron que la gloria de este histórico hecho fuera del observatorio argentino.

Publicaciones consultadas

Archivo Histórico, Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC.

Artículos periodísticos, 1912, *La Voz del Interior* y *La Argentina*.

Einsenstaedt, J. & Passos Videira, A.A. 1998, *Ciencia Hoy*, 8, N° 44, "La Demostración Sudamericana de las Teorías de Einstein".

Perrine C.D., 1912-1916, *Informes anuales del Observatorio Nacional Argentino al Ministro de Justicia e Instrucción Pública*.

Perrine C.D., 1914, *El eclipse de Sol del 21 de agosto, La expedición Argentina*, Diario Los Principios (12 Oct. 1914), Córdoba.

Perrine, C.D., 1916, *PASP*, 28, 247.

Perrine, C.D., 1923, *Astronomische Nachrichten*, 219, 281.

Perrine C.D. & W.W. Campbell, *Correspondencias epistolares*, Lick Observatory Archives, University of California, Santa Cruz.

Parte VIII

Premios, Distinciones y
Conferencias
Especiales

TRABAJO INVITADO

El paradigma jerárquico de formación de estructuras

Diego G. Lambas ¹

(1) Instituto de Astronomía Teórica y Experimental (IATE)
CONICET, OAC, UNC

Abstract. This contribution aims at showing our current understanding of the hierarchical clustering scenario for structure formation, its main success in terms of agreement of theoretical predictions and observations, and the most direct tests that provide confidence on the validity of the paradigm.

Resumen. En esta contribución se presentan diferentes aspectos del paradigma de la agregación jerárquica como modelo de formación de estructuras en el Universo.

1. Introducción

Puede cuestionarse si la estructura en el Universo es un proceso cuya evolución es de escalas grandes a pequeñas, o si por el contrario, la estructura evoluciona de bajas a altas masas abriéndose así un amplio espacio de investigación.

Las observaciones a alto *redshift* muestran homogeneidad en escalas grandes y abundante subestructura en escalas pequeñas, indicando que la evolución de las galaxias y sus sistemas fue conducida por un proceso jerárquico

Desde el punto de vista teórico, el Universo está dominado por materia oscura, la evolución de la estructura en gran escala depende de la naturaleza de esta componente

En el caso de materia de baja dispersión de velocidades (fría, “cold dark matter”, CDM) la evolución es aproximadamente jerárquica lo que se complementa con la hipótesis de condiciones iniciales gaussianas tal como sugieren las observaciones del fondo cósmico de radiación. CDM implicaría entonces un colapso simultáneo en escalas pequeñas y medias en un substratum con expansión acelerada generada por la constante cosmológica. Este modelo Lambda denominado Λ CDM se ha convertido en el actual modelo de referencia. Es de hacer notar que el valor de la constante cosmológica, si bien es importante en aspectos observacionales, y para el estado dinámico futuro del Universo, no resulta significativa en la evolución de estructura hasta el presente.

Existen numerosas predicciones en acuerdo con diversas observaciones entre las que podemos mencionar:

- correlaciones de galaxias y sistemas
- abundancia de cúmulos
- medidas dinámicas diversas en el Universo local y en sistemas
- evolución química del medio intergaláctico

Si bien estas observaciones muestran un excelente acuerdo con el modelo Λ CDM, los tests son indirectos en el sentido que no se comprueba la agregación jerárquica en sí misma, sino a través de sus consecuencias en diferentes aspectos. En esta breve reseña, me concentraré en observaciones más directas del proceso de agregación jerárquica.

Entre los diferentes trabajos que hemos llevado a cabo relacionado con la problemática de la agregación jerárquica, pueden mencionarse aquellos vinculados con las interacciones de galaxias y el asociado brote de formación estelar, sus implicancias en colores y en metalicidades de las galaxias (Lambas et al. 2003, Alonso et al. 2006), el apartamiento del esquema fractal de la estructura (Merchan et al. 2001), y más recientemente el análisis de las galaxias primarias y sus sistemas de satélites en el escenario Λ CDM (Sales et al. 2007).

Al no estar afectadas fuertemente por efectos astrofísicos, las formas de los sistemas de galaxias pueden aportar valiosa información a la naturaleza de la estructura, origen y evolución. Anterior a los trabajos que realizamos recientemente (Paz et al. 2006), no existía un estudio de esta problemática que incluya a las observaciones y simulaciones con suficiente número de sistemas. Llevamos a cabo comparaciones con catálogos sintéticos construidos a partir del modelo CDM que incluyen los principales efectos observacionales tales como proyección, contaminación por efectos de las velocidades peculiares, incompletitud, etc. En este trabajo aplicamos los efectos observacionales esperados en las simulaciones numéricas a las observaciones, lo que permitió estimar las formas de sistemas de galaxias y su dependencia con la masa.

Los principales resultados obtenidos indican un excelente acuerdo entre el modelo jerárquico CDM y las observaciones, detectando que la triaxialidad de los sistemas de galaxias aumenta con la masa y que los efectos observacionales dominan fuertemente los resultados.

2. Análisis de simulaciones numéricas

En un escenario jerárquico se espera observar una continua caída de material hacia las concentraciones de materia. Un estudio detallado del campo de velocidades alrededor de sistemas de galaxias en simulaciones numéricas fue llevado a cabo por Pivato et al. (2006). En la figura 1, mostramos las velocidades medias de caída hacia cúmulos obtenidas en simulaciones numéricas por Pivato et al. 2006.

También resulta interesante observar como la velocidad típica de una masa próxima a un cúmulo se alinea con la dirección radial al centro del mismo. En la figura 2, mostramos este efecto para cúmulos de diferente rango de masas.

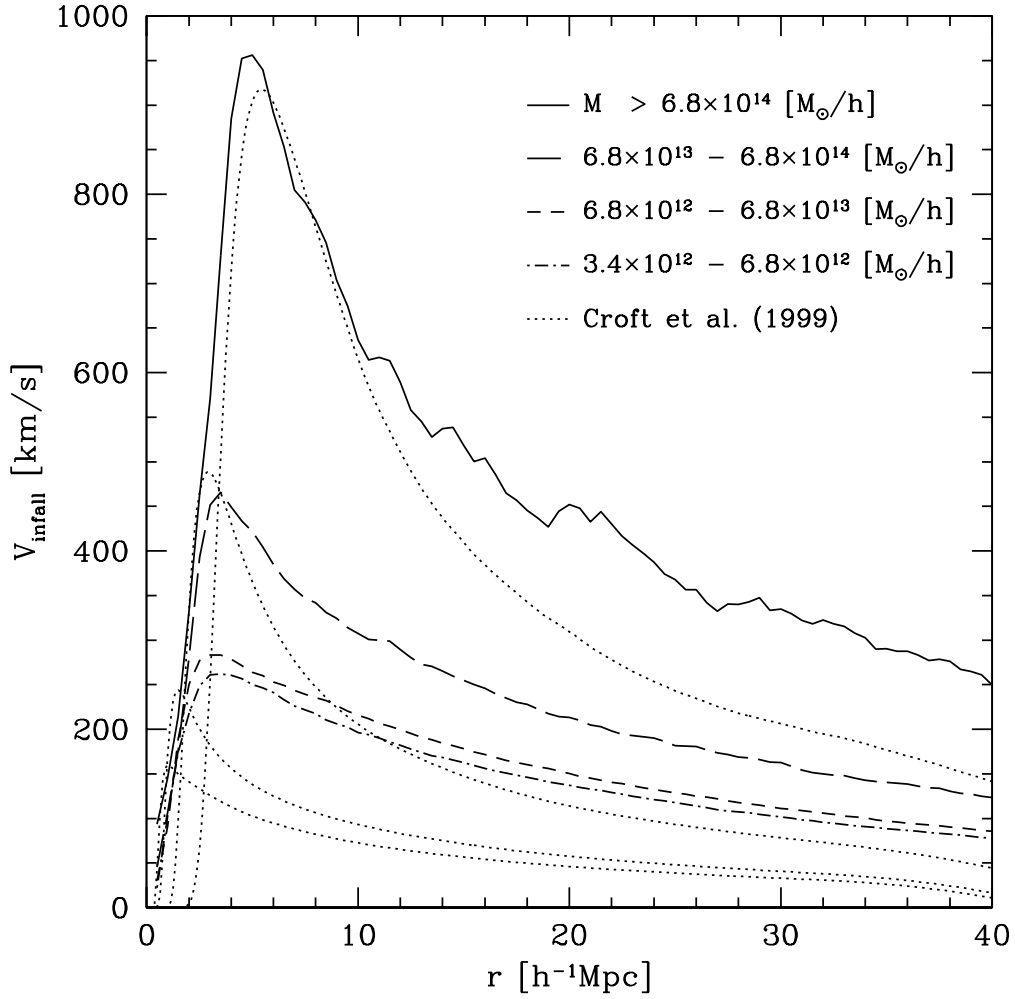


Figura 1. Curvas de caída (*infall*) medio hacia sistemas de diferente rango de masas

3. Determinaciones de *infall* utilizando velocidades peculiares

Notamos que se presenta una importante dificultad observacional dada por la ausencia de velocidades peculiares precisas, que requieren distancias independientes del *redshift*.

Los errores en las distancias a las galaxias implican incertezas grandes en las velocidades peculiares radiales, aun así, es posible ver directamente el *infall* a sistemas. Para tal fin hemos utilizado muestras de galaxias con determinaciones de la relación Tully-Fisher e información de grupos obtenidos del Updated Zwicky catalogue. Los resultados que presentamos en la figura 3, y figura 4 muestran que las determinaciones directas del *infall* puede llevarse a cabo utilizando velo-

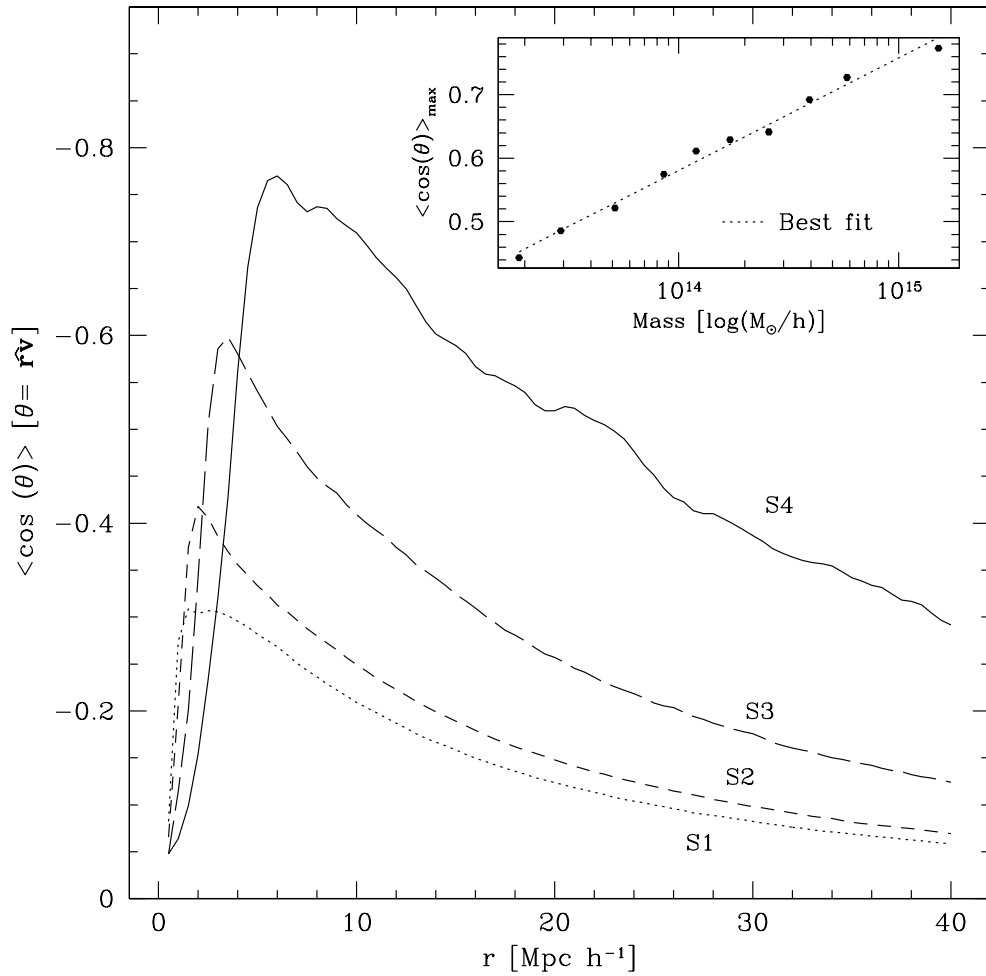


Figura 2. Alineamiento radial del infall medio hacia sistemas de diferente rango de masas

ciudades peculiares a través de la estimas de distancias independientes del *redshift*.

4. *Infall* a sistemas plasmado en las distorsión de las funciones de correlación

Es de destacar que salvo estos sistemas que hemos analizado en el Universo local, nuestra información sobre las distancias a las galaxias esta dado por sus *redshifts*. Éstos están afectados por las velocidades peculiares, cuya media ronda los 600 Km/s. Esta dispersión implica incerteza en la distancia comparable a la longitud de correlacion (5 Mpc /h) lo que da una idea de su relevancia.

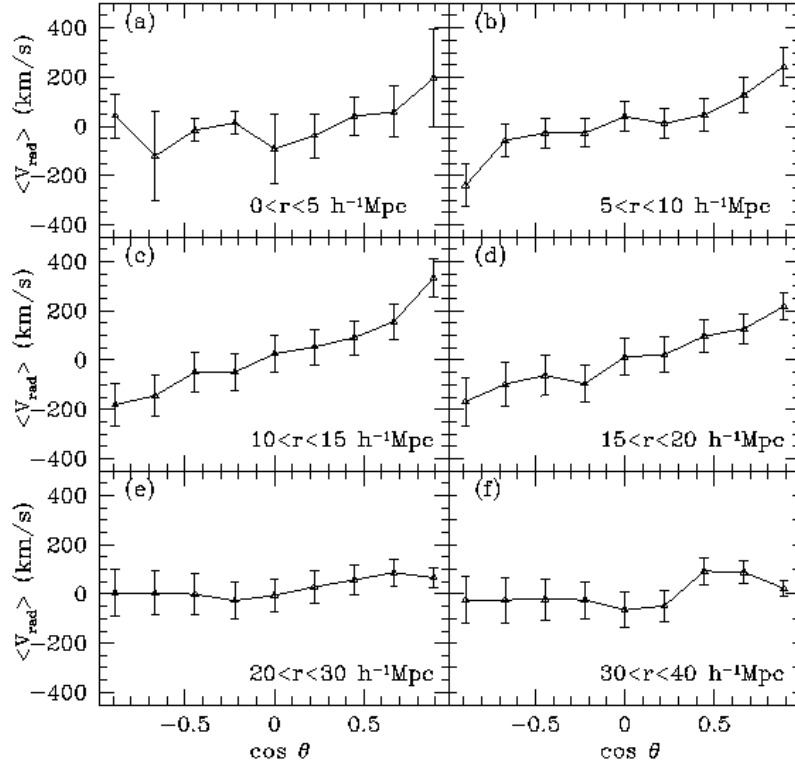


Figura 3. Variación de la velocidad radial proyectada media en diferentes ángulos azimutales centrados en grupos del UZC.

No obstante esta fuerte limitación, es posible utilizar este efecto a través de la distorsión de funciones de correlación en el espacio de *redshifts* implicado por las velocidades peculiares.

Aquí podemos notar dos aspectos de sumo interés, el proceso de virialización que se manifiesta como dispersión de velocidades y por consiguiente en una elongación de los contornos de iso-correlación, y en el *infall*, que implica una compresión en dichos contornos a escalas grandes.

Es entonces que podemos ver directamente la agregación jerárquica mediante la compresión de las curvas de nivel de las correlaciones.

En la figura 5 pueden apreciarse estos efectos que indican claramente el proceso de agregación actual hacia cúmulos de galaxias manifestado a través de la fuerte compresión observada a grandes escalas.

5. Conclusiones

En esta contribución se han mostrado diferentes estudios sobre las manifestaciones de la agregación jerárquica de estructuras en el Universo. Algunos de los trabajos citados contienen una fuerte dependencia con efectos astrofísicos tales

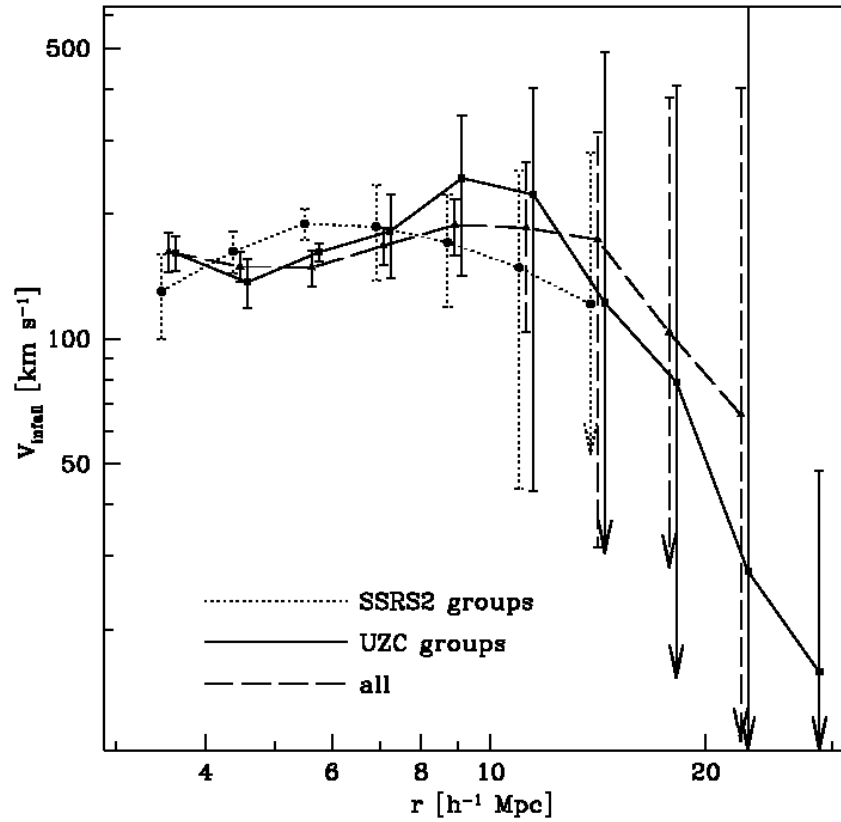


Figura 4. Velocidad media de *infall* hacia grupos del UZC.

como los vinculados a la dinámica del gas y su interacción con los procesos de feedback producidos por la formación estelar por lo que consideramos que aportan una evidencia importante, aunque indirecta.

Por otra parte, otros trabajos que fueron analizados aquí consituyen pruebas directas del fenómeno en cuestión. Las determinaciones de la acreción de material hacia concentraciones de materia provista por los análisis de velocidades peculiares y de distorsión en el espacio de *redshifts* de las funciones de correlación dan una substancial demostración del fenómeno, el que puede también ser analizado desde simulaciones numéricas las que brindan a su vez importantes predicciones sobre la naturaleza espacial y dinámica de la materia oscura.

Referencias

- Alonso, M. S.; Lambas, Diego G.; Tissera, Patricia; Coldwell, Georgina 2006 MNRAS 367, 1029
- Ceccarelli, M. L., Valotto, C., Lambas, D. G., Padilla, N., Giovanelli, R., Haynes, M. 2005, ApJ622, 853.
- Lambas, Diego G.; Tissera, Patricia B.; Alonso, M. Sol; Coldwell, Georgina 2003 MNRAS 346,1189

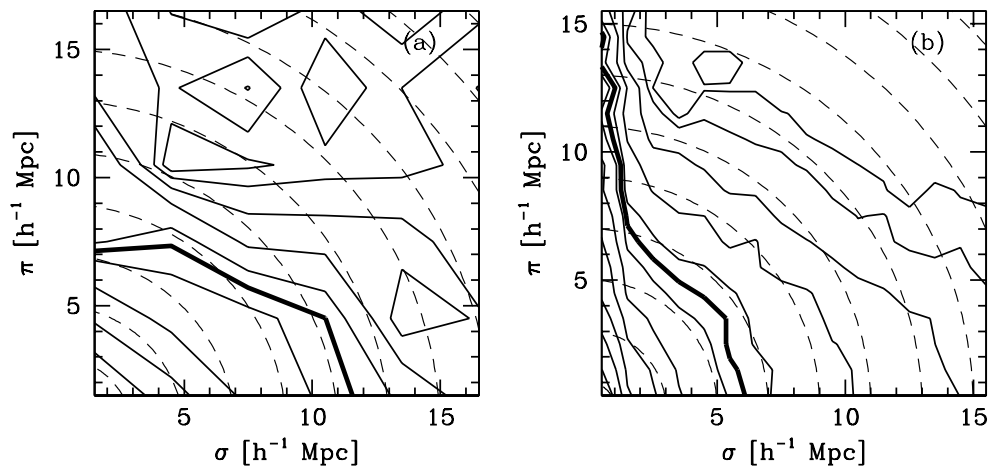


Figura 5. Curvas de nivel de autocorrelación de galaxias (izquierda), y grupos (derecha) del catálogo UZC.

Padilla, Nelson D., Merchán, Manuel E., Valotto, Carlos A., Lambas, Diego G., Maia, Marcio A. G. 2001, ApJ 554, 873.

Paz, D. J.; Lambas, D. G.; Padilla, N.; Merchán, M. 2006, MNRAS 366, 1503

Pivato, M., Padilla, N. & Lambas D.G. 2006, MNRAS 373, 1409 ApJ, 111, 222

Sales et. al. 2007, MNRAS 382, 1091



El Dr. Diego García Lambas dando su discurso invitado en ocasión de recibir el Premio José Luis Sérsic al Investigador Consolidado otorgado por la AAA.

CONFERENCIA EXTRAORDINARIA

Semblanza de una mujer estelar: Virpi Niemela

C. E. Cappa^{1,2}

(1) *Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR)*

(2) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - UNLP*

Abstract. Speech presented during the AAA Meeting to honor Dr. Virpi S. Niemela.

Resumen. Charla presentada durante la Reunión para honrar la memoria de la Dra. Virpi S. Niemela.

Virpi Sinikka Niemela nació en Helsinki, Finlandia, el 26 de diciembre de 1936 y llegó a Argentina a los 17 años junto a su familia. A los 19 años ingresó en la UNLP para estudiar química, pero finalmente decidió estudiar Astronomía en la entonces Escuela Superior de Astronomía y Geofísica, donde se doctoró en 1974. Fue su director de Tesis el Dr. Jorge Sahade.

En La Plata desarrollo gran parte de su carrera. Aunque fue cesanteada en la década del '70 durante el gobierno militar, continuó con sus investigaciones en Astronomía en forma particular, llevando a cabo otras actividades para subsistir, hasta que ingresó como investigadora en la Comisión de Investigaciones de la Prov. de Buenos Aires, donde alcanzó la categoría máxima. Trabajó unos pocos años en el IAR, y posteriormente en el IAFE, hasta que retornó al Observatorio de La Plata.

Dedicó su vida profesional al estudio de las estrellas masivas, especialmente de las estrellas Wolf-Rayet, en cuyo campo tuvo una actividad destacadísima. Trabajó en la determinación de masas estelares en sistemas binarios, habiendo descubierto y analizado las órbitas espectroscópicas de muchos sistemas binarios con componente WR en el hemisferio sur, utilizando en muchísimos trabajos datos de CASLEO, del que fue una entusiasta usuaria. Analizó también los vientos estelares de estas estrellas y su interacción con el medio interestelar circundante. Fue ella quien me sugirió analizar el medio interestelar en la vecindad de θ Mus en busca de su burbuja interestelar en HI cuando era becaria, iniciándose así una línea de investigación en la que participan investigadores argentinos y extranjeros.

Publicó más de 100 trabajos en revistas internacionales con arbitraje y 140 en actas de congresos nacionales e internacionales. Fue invitada a presentar sus resultados y "puestas al día" de su tema en diversos Simposios internacionales y en Asambleas Generales de la IAU. Actuó también como árbitro en muchos trabajos publicados en revistas internacionales.

Entre sus contribuciones más importantes se cuenta el estudio del espectro de la Supernova 1983K antes de alcanzar su máximo de luz (Niemela, Ruiz,

Phillips 1985, ApJ, 289, 52). Este trabajo fue considerado por *Physics Today* uno de los diez trabajos más importantes publicados durante ese año.



Figura 1. Fotografía de la Dra. Virpi Sinikka Niemela tomada durante la reunión realizada en Cariló, Argentina en diciembre de 2006.

En los últimos años organizó tres congresos internacionales en la UNLP, editando las actas correspondientes. Fue, además, miembro del Comité Editorial de la *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica* (1997-2001).

En la FCAG, donde trabajó en los últimos años, dictó la materia *Astronomía Observacional*, y fue honrada con la designación de Profesora Emérita en diciembre pasado.

Fue directora de 15 Tesis de Licenciatura y de 5 Tesis doctorales, habiendo contribuido en la formación científica de más de 15 becarios. Su importante rol en la astronomía argentina se evidenció también a través de su trabajo en diversas comisiones asesoras en organismos de Ciencia y Técnica. Durante el período 1993-1996, además, fue Vice-presidente de la AAA.

Por sus méritos científicos fue elegida miembro de la Academia Nacional de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales de Buenos Aires en 2000, siendo la segunda mujer en ser miembro de esta academia. Se hizo merecedora de importantes premios científicos: Premio *Carlos Varsavsky* (1998) en Astronomía otorgado por la Academia Nacional de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales; Premio *Konex de Platino* (2003) (un importantísimo galardón de la Ciencia Argentina, siendo

la primer mujer en recibirlo). También fue elegida *Mujer del Año* por el diario Clarín en 2003. Extraño ver un científico entre personas mayoritariamente de la farándula, pero así aparece en la tapa de la revista.

Para los que trabajamos con ella como estudiantes o investigadores, fue siempre una fuente de aprendizaje. Colaborar con ella en los trabajos era sinónimo de aprender a investigar, a saber qué es lo importante para destacar en un trabajo. Contagiaba su inmenso entusiasmo y pasión por la astronomía (decía que algo bueno de esta actividad era que *el trabajo y el hobby estaban juntos*). Disfrutaba de su trabajo y de cada descubrimiento. Era exigente en lo atinente a los trabajos, pero sabía confortarnos y ayudarnos cuando los resultados no eran los esperados.

Fue una tenaz defensora de los derechos de la mujer en ciencias, considerando a becarias e investigadoras en su doble rol de madres y científicas. Siempre coherente y franca, a veces poco diplomática, lo que le valía discusiones en varios ámbitos, muy decidida y de carácter fuerte.

Con motivo de su 70avo. aniversario, se llevó a cabo entre el 11 y el 14 de diciembre de 2006 un Workshop Internacional sobre *Massive Stars: Stellar Parameters and Circumstellar Interactions*, organizado por FCAG, en Cariló. Allí se reunió gran parte de la comunidad astronómica nacional e internacional para agasajarla por sus 70 años. En esa ocasión, sus colegas, amigos y estudiantes se hicieron presentes demostrando su amistad y admiración. Realmente estaba muy feliz ante el reconocimiento general.

Durante el cóctail de bienvenida recibió un regalo muy particular de parte de la comunidad astronómica de San Juan: el asteroide número 5289, descubierto por miembros del Observatorio Félix Aguilar el 29 de mayo de 1990, que lleva su nombre.

Durante la reunión, el Secretario Científico de la Royal Astronomical Society del Reino Unido, Dr. Ian Howarth, le comunicó personalmente que había sido nombrada miembro de dicha sociedad en su reunión del 7 de noviembre, en reconocimiento a su tarea.

Virpi falleció el 18 de diciembre, pocos días después de terminado el *workshop*.

¿Qué nos dejó? Su legado excede el campo de la ciencia, a cuyos logros debe agregarse su pasión por la astronomía y su búsqueda de excelencia, su defensa de los derechos de la mujer en ciencias, su fuerza para sobreponerse a la adversidad, su modo de enseñar y guiar a los investigadores jóvenes.

Quiero terminar este homenaje con una imagen de la sesión de clausura del *workshop* de Cariló (Fig. 2), en la que los presentes le brindaron un cálido y emotivo aplauso de pie. Los que estábamos allí no imaginábamos que este era nuestro “Adios” a esta mujer estelar.



Figura 2. El cálido aplauso a la Dra. Virpi Niemela durante la Sesión de Clausura del *workshop* de Cariló.

Índice de Autores

- Abadi, M. G., 279
Agüero, M. P., 239
Ahumada, A. V., 81, 93, 133, 149, 157, 161
Albacete Colombo, J. F., 307
Alfaro, E., 105
Althaus, L. G., 129, 141
Andruchow, I., 299
Araudo, A. T., 303, 319
Arias, J., 105
Arias, M. L., 125, 169, 173
Arnal, E. M., 329
- Barbá, R., 105
Bareilles, F. A., 329, 333
Baume, G. L., 153
Bergmann, M., 259
Bica, E., 81, 149, 157, 161
Bornancini, C., 223
Brandi, E., 57, 89, 109
Briozzo, C. B., 15, 31, 35
Brunini, A., 23, 27
Buccino, A. P., 85
- Córsico, A. H., 141
Calcaferro, L., 101
Calderón, J. P., 101
Camperi, J. A., 89
Cappa, C. E., 197, 373
Castelletti, G., 189
Castro, J. I., 39
Cayre, M., 15
Cellone, S. A., 227, 299
Christiansen, H. R., 315
Cichowolski, S., 189
Cid Fernandes, R., 283
Cidale, L., 125, 137, 165, 169, 173
Cincotta, P. M., 47
Clariá, J. J., 81, 93, 133, 149, 157, 161
- Combi, J. A., 227, 307
Cora, S. A., 231, 279, 303
Cruzado, A., 97
Curé, M., 165
- Démoulin, P., 43
Díaz, R., 239, 247, 263
Díaz, R. F., 19
Dasso, S., 43, 51
De Lucia, G., 235
De Rossi, M. E., 235
Di Sisto, R. P., 27
Dirani, L. D., 23
Dottori, H., 239
Dubner, G., 189, 193
Duplancic Videla, M. F., 243
- Fariña, C., 101
Feinstein, C., 203
Fenoglio, M. S., 15
Fernández Lajús, E., 101, 333
Ferrer, O. E., 89, 109
Frémat, Y., 125
Francile, C., 39
Freeman, K. C., 251
Fuentes-Carrera, I., 271
- Günthardt, G., 239, 247, 263
Gómez, M., 113, 117, 145
Gamen, R., 105
Gangui, A., 275, 351, 355
García Lambas, D., 223, 243, 365
García, L. G., 89, 109
García, L. H., 113
García, B., 259
García, R. E., 333
García-Rissmann, A., 283
Giacani, E., 179
Giordano, C. M., 47
Giorgi, E. E., 153

- González Delgado, R., 283
González, E., 145
González, G., 337
Gramajo, L., 117
Gurovich, S., 251
- Hauscarriaga, F. P., 329
- Iglesias, M., 355
- Kauffmann, G., 235
- Lagos Urbina, C. del P., 231
Landau, S., 275
Lares, M., 255
Leiva, A. M., 15, 31, 35
Lemarchand, G. A., 85
Leuzzi, L., 39
Lipari, S., 259
Luoni, M. L., 43
Luque-Escamilla, L. P., 307
- Maíz Apellániz, J., 105
Maffione, N. P., 47
Mandrini, C. H., 43
Martí, J., 227, 307
Mast, D., 239, 263
Mauas, P. J. D., 19, 85
Mediavilla, E., 259
Melo, D. G., 345
Mendes de Oliveira, C., 271
Merchán, M. E., 213
Merlo, D. C., 121, 259
Mermilliod, J.-C., 133
Minitti, E. R., 359
Minniti, D., 19
Morras, R., 329
Morrell, N., 105
Muñoz-Arjonilla, A., 307
Muratore, M. F., 125
- Niemela, V., 101
- O'Mill, A., 267
Okazaki, A. T., 311
Olalde, J. C., 329
Orellana, M., 311
Ortega, M. E., 189
Owocki, S. P., 311, 319
- Padilla, N., 231
- Palma, T., 81
Panei, J. A., 129
Paolantonio, S., 359
Parisi, M. C., 81, 93, 133, 161
Paron, S., 193
Pavani, D. B., 81
Pedrosa, S., 271
Pellizza, L. J., 307
Piatti, A. E., 93, 133
Pichel, A., 341
Pintado, O., 145
Punsly, B., 259
- Quinteros, C., 355
Quiroga, C., 89, 109, 137, 173
- Reynoso, E., 193
Reynoso, M. M., 315
Ribó, M., 289
Ringuelet, A., 97, 169
Roig, F., 3
Romero, A. D., 141
Romero, G. A., 197
Romero, G. E., 227, 299, 303, 307,
311, 315, 319, 323
Rorhmann, R., 165
Rovero, A. C., 341, 345
Ruiz, M. E., 51
- Sánchez, A., 275
Sánchez-Sutil, J. R., 307
Saffe, C., 145
Salerno, N., 101
Sanchez, S., 259
Santos Jr., J. F. C., 157, 161
Scóccola, C., 275
Schmitt, H., 283
Schwartz, M. A., 101, 333
Soares, J. B., 149
Solans, J. H., 333
Solivella, G. R., 153
Sota, A., 105
Storchi-Bergmann, T., 283
- Talavera, M. L., 157, 161
Tamashiro, A., 345
Taniguchi, Y., 259
Tecce, T. E., 279
Terlevich, R., 259
Tissera, P. B., 235, 271, 279

Torres, A., 101, 137
Torres, M. C., 157
Townsend, R., 319

Vázquez, A., 97
Vale Asari, N., 283
Vallverdú, R., 165
Valotto, C., 267
van Driel-Gesztelyi, L., 43
Vega Neme, L., 283
Venero, R., 165, 169
Vila, G. S., 323
von Essen, C., 101
Vázquez, R. A., 153

Wachlin, F. C., 129
Walborn, N. R., 67, 105
Whitney, B. A., 117

Zheng, W., 259
Zorec, J., 97, 125, 169, 173