



ISSN 1669-9521

A *sociación*
A *rgentina de*
A *stronomía*

Boletín N° 49

Capilla del Monte, 2006

Asociación Argentina de Astronomía

Reunión Anual

Capilla del Monte, Córdoba, 18 al 22 de septiembre de 2006

Organizada por:

Observatorio Astronómico de Córdoba

COMITÉ EDITORIAL

Dra. Gloria Dubner (Editora en Jefe)

Dr. Mario Abadi (Presidente del Comité Organizador Científico)

Dra. Stella Malaroda (Secretaria Editorial)

Asociación Argentina de Astronomía

Fundada en 1958

Personería Jurídica 11811 (Buenos Aires)

Comisión Directiva

Presidente: Dr. Gustavo Romero
Vicepresidente: Dr. Hernán Muriel
Secretario: Dra. Sofía Cora
Tesorero: 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. Lilia Bassino
Dra. Cristina Cappa
Ing. Pablo Recabarren
Suplentes:
Dra. Mercedes Gómez
Dra. Irene Vega

Comité Nacional de Astronomía

Secretario:
Dr. Adrián Brunini
Miembros:
Dr. Diego García Lambas
Dra. Olga Inés Pintado
Dr. Roberto Claudio Gamen
Lic. Guillermo Federico Hägele

Comité Científico de la Reunión No. 49

Dr. Mario Abadi (OAC) (*Presidente*)
Dra. Lilia Bassino (FCAGLP)
Dr. Cristian Beaugé (OAC)
Dra. Paula Benaglia (IAR)
Dr. J. Federico González (CASLEO)
Dr. Pablo Mauas (IAFE)

Comité Organizador Local de la Reunión No. 49

Lic. Sebastián Coca
Dr. Diego García Lambas (*Presidente*)
Lic. Alejandro Martín Leiva
Lic. María Celeste Parisi
Lic. Dante Javier Paz
Lic. Federico Stasyszyn



INSTITUCIONES PARTICIPANTES

Calar Alto Observatory, España
 Centro de Radio-Astronomía e Astrofísica Mackenzie, S.P., Brazil
 CIC, Comisión de Investigaciones Científicas, BA, Argentina
 Comisión Nacional de Actividades Espaciales, CONAE
 Complejo Astronómico El Leoncito
 CONICET
 CSC, Universidade Estadual de Campinas, Campinas, S.P., Brazil
 Departamento de Astronomía y Astrofísica, Pontificia Universidad Católica de Chile, Santiago, 22, Chile
 Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA
 Departamento de Física, Universidade Federal de Santa Cararina, Brasil
 Departamento de Geofísica y Astronomía, FCEF, UNSJ
 Dipartimento di Astronomia dell'Università di Trieste, Italy
 Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata, Argentina
 Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UNMdP, Argentina
 Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, Universidad Nacional de Córdoba
 Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, Universidad Nacional de San Juan
 Facultad de Ciencias Exactas, Ingeniería y Agrimensura, UNR, Argentina
 Facultad de Matemática, Astronomía y Física, Universidad Nacional de Córdoba, Argentina
 Facultad de Matemática, Astronomía y Física, FAMAF, UNC, Argentina
 Gemini Observatori, Southern Operations Center, C/O AURA, La Serena, Chile
 Grupo IATE, Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba, Argentina
 Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, CfA, USA
 IAG, Universidade de Sao Paulo, Brazil
 Instituto Antártico Argentino
 Instituto Argentino de Radioastronomía, IAR, Argentina
 Instituto de Astrofísica de Andalucía, IAA, España
 Instituto de Astrofísica de Canarias, Spain
 Instituto de Astrofísica de La Plata, IALP, Argentina
 Instituto de Astronomía y Física del Espacio, IAFE, Argentina
 Instituto de Física de Rosario, CONICET, UNR, Argentina
 Instituto de Física, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, Brasil
 Instituto Politécnico Superior Gral. San Martín, UNR, Argentina
 Johns Hopkins University
 Konkoly Observatory, Budapest, Hungary
 Laboratoire d'Astrophysique de L'cole Polytechnique de Lausanne, Zwitterland
 Laboratorio Nacional de Astrofísica, LNA
 Max Planck Institute, Hidelberg, Germany
 Mullard Space Science Laboratory, Univ. Collage London, UK
 Nacional Astronomical Observatorios, Yunnan Observatory, Chinese Academy of Sciences, China
 Nacional Institute for Nuclear Physics, INFN, Trieste, Italy
 Nacional Radio Observatory, P.O. Box O, Socorro, NM 87801, USA
 National Astron. Obs. Chinese Acad. of Sci., Beijing, China
 Naval Research Laboratory, Remote Sensing Division, Washington, USA

OAC, Observatorio Astronómico de Córdoba, Argentina
Observatoire de Paris, LESIA, Meudon, France
Observatorio Astronómico Félix Aguilar (OFA) San Juan, Argentina
Observatorio Astronómico Centroamericano de Suyapa, UNAH, Honduras
Observatorio Astronómico Municipal de Rosario, OAMR
Real Instituto y Observatorio de la Armada , ROA, España
Remote Sensing Division, RSD
SECyT, Universidad Nacional de Córdoba, Argentina
SOAR Telescope, Chile, UFMG, Brazil
Space Science Institute, Boulder, CO 80301, USA
Tohoku University, Japan
Univ. Of Porto Alegre, Brazil
Univ. of Rome, Italy, USA
Universidad de Concepción, Chile
Universidad do Ceara, Brazil
University of Cambridge, USA
XMM, Newton Science Operation Center, ESAC, Villa Franca del Castillo, España

Nota Editorial

El Boletín No. 49 de la Asociación Argentina de Astronomía contiene parte de los trabajos presentados durante la Reunión Anual realizada en Capilla del Monte (Prov. de Córdoba) entre el 18 y el 22 de septiembre de 2006. La reunión fue organizada por el Observatorio Astronómico de la Universidad Nacional de Córdoba, con el esfuerzo de un eficiente Comité Organizador Local integrado por el Dr. D. García Lambas (Presidente), y los Licenciados S. Coca, M. Leiva, M.C. Parisi, D. Paz y F. Stasyszyn. El Comité Científico estuvo integrado por el Dr. M. Abadi (Presidente) y los Dres. L. Bassino, C. Beaugé, P. Benaglia, F. González y P. Mauas. Para la organización de esta reunión se contó con el auspicio de CONICET, ANPCyT, Agencia Córdoba Ciencia S.E., OAC, AAA y la Municipalidad de Capilla del Monte. Se agradece a todos los colegas y a las instituciones el trabajo y el apoyo que garantizaron el éxito de la reunión.

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 arbitraje científico por parte de expertos de nuestro país, así como de Alemania, Brasil, Chile, España, México y Uruguay, a quienes agradecemos especialmente el trabajo de revisión. También, como además de la edición electrónica los ejemplares impresos del Boletín han vuelto a poblar bibliotecas institucionales de nuestro país y muy pronto también del extranjero, se ha puesto mucho empeño en cuidar al máximo los detalles de edición en los trabajos publicados. Agradecemos a todos los autores por apoyar este compromiso, cumpliendo con los plazos y cooperando con el trabajo editorial final. Algunos de los interesantes discursos invitados con que contamos durante la reunión podrán encontrarse en formato presentación en la página web de nuestra Asociación. Como es habitual en nuestro Boletín, los trabajos se publican en castellano o en inglés, a elección de los autores.

Este es el primer número que se publica dentro del esquema de un Comité Editorial integrado por un Editor Jefe permanente, quien suscribe, el Presidente del Comité Científico de la reunión correspondiente, el Dr. Mario Abadi, y la Secretaria Editorial, cargo para el que en este caso contamos con la valiosa experiencia de la Dra. Stella Malaroda. Mi gratitud personal para ellos que me acompañaron en la tarea este año. S. Malaroda agradece a las Sras. Silvia Galliani, Laura Vega y Luisa Navarro por la ayuda prestada en la producción de este Boletín.

Dedicamos este número a la memoria de la querida colega Dra. Virpi Niemela, fallecida el 18 de diciembre de 2006. Virpi fue una astrónoma mundialmente reconocida en su campo, maestra de varias generaciones de astrónomos argentinos. Tuvimos el enorme gusto de tenerla todavía junto a nosotros durante la reunión de Capilla del Monte, trabajando con el entusiasmo de siempre.

Gloria Dubner, Editora Jefe del BAAA

Índice

I Sol, Sistema Solar y Ciencias Planetarias	1
. Dinámica, estabilidad y modos de oscilación del plasma en estructuras magnéticas coronales	2
. <i>A. Costa</i>	2
1.. Introducción: Estructuras magnéticas	2
2.. Dinámica interna del plasma de arcos coronales	3
3.. Sismología Coronal	5
4.. Análisis de estabilidad	7
4.1.. Expresiones magnetohidrodinámicas y criterio de estabilidad	8
4.2.. Resultados de la Aplicación del Criterio a Estructuras Coronales	9
. Anillos planetarios: propiedades dinámicas, origen y evolución	12
. <i>M. D. Melita</i> (Discurso Invitado)	12
1.. Introducción	12
2.. Efectos disipativos	13
2.1.. Colisiones y viscosidad	14
3.. Dinámica de Anillos Planetarios	14
3.1.. Principios básicos y resonancias de Linblad	14
3.2.. El torque intercambiado entre el disco y el satélite	16
3.3.. La dinámica de los anillos planetarios a través del estudio de la conservación acción radial	18
Anillo circular sujeto a disipación interna y a torques de satélites cercanos	19
Anillo en estado estacionario con torques y disipación	19
4.. Discusión	20
. Análisis biperamétrico de cuatro familias de órbitas periódicas de transferencia rápida y de baja energía	
. <i>C.B. Briozzo & A.M. Leiva</i>	22
1.. Introducción	22
2.. Procedimiento	22
3.. Resultados	23
4.. Discusión	23
. Evolución colisional y dinámica del Cinturón Principal de Asteroides y NEAs	26
. <i>G.C. de Elía & A. Brunini</i>	26
1.. Introducción	26
2.. Resultados	27

2.1.. Distribuciones de Tamaño del Cinturón Principal y los NEAs	27
2.2.. Historia Colisional del asteroide Vesta	27
2.3.. Familias de Asteroides	28
2.4.. Tiempo de Exposición a los Rayos Cósmicos de los Meteoritos	28
2.5.. Mezcla de Clases Taxonómicas	28
3.. Conclusiones	29
. Formación de planetas gigantes en el marco del crecimiento oligárquico para el núcleo	30
. <i>A. Fortier, O.G. Benvenuto & A. Brunini</i>	30
1.. Introducción	30
2.. Procedimiento	31
3.. Resultados	31
4.. Discusión y conclusiones	32
. Orientación de nubes magnéticas utilizando análisis de varianza mínima	34
. <i>A.M. Gulisano, S. Dasso, C.H. Mandrini & P. Démoulin</i>	34
1.. Introducción	34
2.. Generación de nubes sintéticas	35
3.. Resultados generales	35
4.. Conclusiones	37
. Distribución ecuatorial de colisiones en la superficie lunar para trayectorias de baja energía	38
. <i>A. M. Leiva & C. B. Briozzo</i>	38
1.. Introducción	38
2.. Problema de tres cuerpos restringido	39
3.. Resultados y discusión	39
. Homologous flares in AR 10486 on 27 October 2003	42
. <i>M.L. Luoni, C.H. Mandrini, G. Cristiani & P. Démoulin</i>	42
1.. Introduction	42
2.. Observational characteristics and analysis of the events	43
2.1.. Coronal-field model and topology	44
3.. Conclusions	45
. Análisis combinado de la nube magnética del 15-16 de mayo de 1997 y de su región solar de origen	46
. <i>M.S. Nakwacki, G. Atrill, S. Dasso, C.H. Mandrini, L. van Driel-Gesztelyi, L. Harra & J. Wang</i>	46
1.. Introducción	46

2.. Análisis de datos	47
3.. Resultados	47
4.. Discusión	49
. Análisis de dos fulguraciones consecutivas en radio	50
. <i>G. Cristiani, C.G. Giménez de Castro, I. de Benedetto e Silva, C.H. Mandrini, M.G. Rovira & P. Kaufman</i>	
1.. Introducción	50
2.. Observaciones	51
3.. Conclusiones	52
. Intrinsic Collision Probabilities and Impact Velocities for Asteroids in Outer Belt Families	54
. <i>G. Díaz & R. Gil-Hutton</i>	54
1.. Introduction	54
2.. Computational Methods	55
3.. Results	55
4.. Conclusions	57
. Formación de planetas gigantes - simulaciones numéricas	58
. <i>L.D. Dirani & A. Brunini</i>	58
1.. Introducción	58
2.. Modelo de Inestabilidad del Núcleo	59
3.. Migración Planetaria	59
4.. Modelo de disco	59
5.. Simulaciones - Condiciones iniciales	60
6.. Resultados Obtenidos	60
7.. Conclusiones	60
. Conexión cuasiheteroclínica entre tres órbitas periódicas de transferencia en el problema circular de tres	
. <i>A. M. Leiva & C. B. Briozzo</i>	62
1.. Introducción	62
2.. Problema de tres cuerpos restringido	62
3.. Órbitas periódicas seleccionadas	63
4.. Resultados	64

· Mapas dinámicos de trayectorias rápidas para un valor dado de la constante de Jacobi en el problema de · <i>A. M. Leiva & C. B. Briozzo</i>	66
1.. Introducción	66
2.. Problema de tres cuerpos restringido	67
3.. Integraciones numéricas	67
4.. Resultados y discusión	67
· Dinámica de partículas en la vecindad de exoplanetas · <i>F. López García & J. Correa</i>	70
1.. Introducción	70
2.. Método	71
3.. Resultados	71
· 8 de noviembre de 2006: Mercurio pasea sobre el disco solar (Micro eclipse anular de Sol o el segundo trá · <i>C.C. Mallamaci</i>	73
1.. Información general	73
· Un anillo de Sol da la bienvenida al equinoccio de septiembre (Eclipse anular de sol del 22 de septiembre o · <i>C.C. Mallamaci</i>	75
1.. Información general	75
· Curvas de consumo para la navegación entre familias de órbitas periódicas de transferencia en problema · <i>J. P. Marcuzzi, A. M. Leiva & C. B. Briozzo</i>	77
1.. Introducción	77
2.. Problema de tres cuerpos restringido	77
3.. Familias utilizadas y mapa de navegación	78
3.1.. Navegando a x fijo	78
4.. Resultados y discusión	79
· Maniobras de transferencia entre familias de órbitas periódicas Tierra-Luna utilizando variedades establ · <i>J. P. Marcuzzi, A. M. Leiva & C. B. Briozzo</i>	81
1.. Introducción	81
2.. Problema de tres cuerpos restringido	81
3.. Reconstrucción de variedades y cálculo de consumos	82
4.. Resultados	83
· Interacción de resonancias y transición al caos en un modelo dinámico simple · <i>M. Mestre, P. Cincotta & C. Giordano</i>	85

1.. Introducción	85
2.. Descripción del sistema dinámico	85
3.. Resonancias a $\mathcal{O}(\epsilon)$	86
4.. Resonancias a $\mathcal{O}(\epsilon^2)$	86
5.. Cálculo del valor crítico del parámetro perturbativo	86
6.. Conclusión	87
. Comportamiento de la cromósfera solar en la línea $H\alpha$ durante el período enero/05-agosto/06	89
. <i>H. Missio, D. Davoli & R. Aquilano</i>	89
1.. Introducción	89
2.. Metodología	90
3.. Resultados	90
4.. Conclusiones	91
. Movimientos propios de cúmulos abiertos basados en el catálogo astrométrico UCAC2	93
. <i>R. Orellana & M.S. De Biasi</i>	93
. Determinación de movimientos propios de cúmulos abiertos entre 200 y 500 pc basados en el catálogo astrométrico UCAC2	93
. <i>R. Orellana & M.S. De Biasi</i>	93
1.. Introducción	93
2.. Cúmulos seleccionados	93
3.. Determinación de los movimientos propios absolutos y membresía	94
4.. Resultados y Discusión	94
5.. Conclusiones	96
. Autoexcitación de discos de planetesimales y captura en resonancia	97
. <i>P. Santamaría & A. Brunini</i>	97
1.. Introducción	97
2.. Autoexcitación de discos de planetesimales	97
3.. Aplicación a los plutinos	99
4.. Conclusiones	99
. Temporal Evolution of Oxygen Abundance in Coronal Streamers disrupted by CMEs	101
. <i>A. M. Vásquez & J. C. Raymond</i>	101
1.. Introduction	101

2.. Observations	102
3.. Abundance determinations	103
4.. Results and conclusions	103
. Anisotropies in solar wind fluctuations	105
. <i>S. Dasso, W.H. Matthaeus, L.J. Milano & C.W. Smith (Resumen)</i>	105
. Millimagnitude optical transit photometry for extrasolar planet host OGLE-TR-113106	
. <i>R.F. Díaz, J.M. Fernández, S. Ramírez, D. Minniti & P.J.D. Mauas (Resumen)</i>	106
. Evolución de arcos coronales i	107
. <i>M.C. López Fuentes, C.H. Mandrini & J.A. Klimchuk (Resumen)</i>	107
. Los arcos coronales como sistemas críticos autoorganizados	108
. <i>M.C. López Fuentes & J.A. Klimchuk (Resumen)</i>	108
. On the origin of the 28 October 2003 X17 event and its companion event	109
. <i>C.H. Mandrini, P. Démoulin, B. Schmieder, E.E. de Luca, E. Pariat, W. Uddin (Resumen)</i>	109
. Mean lifetime of the Jupiter family comets near the Earth	110
. <i>P.S. Pais & J.A. Fernández (Resumen)</i>	110
II Estrellas y Sistemas Estelares	111
. The interesting binary system GJ375	112
. <i>R.F. Díaz, F. González, C. Cincunegui & P.J.D. Mauas</i>	112
1.. Introduction and observations	112
2.. Spectra separation and orbital parameters	113
3.. ASAS photometry and activity cycle	113
. Sistemas estelares en equilibrio con algoritmos genéticos	116
. <i>E. Gularte & D. D. Carpintero</i>	116
1.. Introducción	116
2.. Algoritmos genéticos	116
3.. Aplicación a un sistema estelar	117
4.. Resultados y conclusiones	118
. Spectroscopic determination of fundamental parameters of small angular diameter galactic open clusters	
. <i>A.V. Ahumada, J.J. Clariá, E. Bica, M.C. Parisi, M.C. Torres & D.B. Pavani</i>	120
1.. Spectroscopic observations	120
2.. Analysis of the cluster spectra	121
. Fotometría CCD de los cúmulos abiertos NGC 2432 y NGC 6400	124
. <i>J.A. Ahumada</i>	124
1.. Observaciones	124

2.. Reducción de los datos	124
3.. Fotometría	125
4.. Análisis de los diagramas color-magnitud	125
. Análisis orbital de sistemas estelares triaxiales autoconsistentes	128
. <i>R. Aquilano, J.C. Muzzio, H.D. Navone & A. Zorzi</i>	128
1.. Introducción	128
2.. Metodología	129
3.. Resultados	130
4.. Conclusiones	130
. Una órbita espectroscópica para la binaria simbiótica Hen3-1761	132
. <i>E. Brandi, L.G. García, C. Quiroga & O.E. Ferrer</i>	132
1.. Introducción	132
2.. Órbita espectroscópica	133
3.. Análisis espectral	133
3.1.. Velocidades radiales de las líneas de emisión	133
3.2.. Perfiles de las líneas de emisión	133
4.. Conclusiones	134
. Análisis de actividad cromosférica de estrellas tardías a partir de observaciones UV	136
. <i>A.P. Buccino & P.J.D. Mauas</i>	136
1.. Introducción	136
2.. Antecedentes	136
3.. Observaciones	137
4.. Calibración entre el índice S y el flujo de Mg II para espectros de baja resolución	138
5.. Aplicación de la calibración	138
. A possible activity cycle in Proxima Centauri	140
. <i>C. Cincunegui, R.F. Díaz & P.J.D. Mauas</i>	140
1.. Introduction	140
2.. Activity measurements	141
3.. Behaviour of Hα with time	142
4.. Comparison with solar data	142

5.. Discussion	143
. Photometric and kinematic study of red giants in open clusters located in the galactic center direction	144
. <i>J.J. Clariá, J.-C. Mermilliod, A.E. Piatti & M.C. Parisi</i>	144
1.. Cluster membership and interstellar reddening	144
2.. Colour-magnitude diagrams and metal content	145
3.. Open clusters aligned along the line-of-sight to NGC 6192	146
. Analysis of the age-position distribution of star clusters of the Large Magellanic Cloud	148
. <i>J.J. Clariá, A.V. Ahumada, M.C. Parisi, J.F.C. Santos Jr., E. Bica, A.E. Piatti & M.C. Torres</i>	148
1.. Analysis of the cluster spectra	148
2.. Age vs. spatial distribution	149
3.. Age vs. integrated colours	149
. The second Balmer discontinuity in early type stars	152
. <i>A. Cruzado, A. Vazquez & A. Ringuélet</i>	152
1.. Introduction	153
2.. Methodology	153
3.. Results and Conclusions	154
. Monitoreo óptico permanente de η Carinae. Temporada de observación 2006	156
. <i>E. Fernández Lajús, N. Salerno, M. Schwartz, A. Torres, J.P. Calderón, C. Fariña, F. Bareilles & V. Niemi</i>	
1.. Introducción	156
2.. Observaciones	157
3.. Resultados	157
. Estudio de tres Cúmulos Abiertos entre $l = 240^\circ$ y $l = 265^\circ$	160
. <i>E. E. Giorgi, G. R. Solivella, G. Baume & R. A. Vázquez</i>	160
1.. Introducción	160
2.. Observaciones	160
3.. Ruprecht 60	161
4.. Ruprecht 47	161
5.. Ruprecht 20	162
. Determinación de parámetros físicos y geométricos de cinco proto-estrellas en Taurus	164
. <i>L. Gramajo, B. Whitney & M. Gómez</i>	164
1.. Introducción	164

2.. Procedimiento	165
3.. Resultados y Análisis	165
4.. Conclusiones y Análisis Futuro	166
. Alternative method for determining mean stellar distances	168
. <i>L.A. Milone & D.C. Merlo</i>	168
1.. Introduction	168
2.. Alternative method	168
3.. Analysis of the stellar data used	169
3.1.. Spectral types and luminosity class	169
3.2.. Parallaxes	169
3.3.. Proper motions	169
3.4.. Radial velocities	169
3.5.. Colors	170
4.. High-velocity stars	170
5.. Mean absolute magnitude	171
6.. Conclusions	171
. Flashes de hidrógeno en enanas blancas con núcleos de He y de C-O. Relaciones Masa-Radio	172
. <i>J.A. Panei, L.G. Althaus, X. Chen & Z. Han</i>	172
1.. Introducción	172
2.. Resultados evolutivos	173
3.. Relaciones masa-radio para He- y CO-WDs	173
4.. Resultados y conclusiones	174
. NGC 5288: an open cluster with a low-density extended coronal region located beyond the Carina spiral a	176
. <i>A.E. Piatti, J.J. Clariá & A.V. Ahumada</i>	176
1.. Structural cluster features	176
2.. Colour-magnitude diagrams and fundamental cluster parameters	177
3.. Comparison with other Galactic open clusters	178
. Modelado de las distribuciones espectrales de energía de estrellas de tipo FU Orionis	180
. <i>J.A. Rodón, L.V. Gramajo & M. Gómez</i>	180
1.. Introducción	180
2.. Descripción breve del modelo empleado y de la metodología utilizada	181

3.. Resultados obtenidos y Perspectivas Futuras	182
. Máseres en regiones de formación de estrellas de gran masa: ¿Trazadores de discos y/o de jets? 184	
. <i>J. Umanzor & M. Gómez</i>	184
1.. Introducción	184
2.. Metodología	185
3.. Resultados	185
4.. Comentarios Finales	186
. Chromospheric activity in K stars	188
. <i>M. Vieytes, P. Mauas, C. Cincunegui & R. Díaz</i>	188
1.. The models	188
1.1.. Results	189
. Movimientos propios y determinación de pertenencia en el cúmulo abierto NGC 2587 192	
. <i>I.H. Bustos Fierro & J.H. Calderón</i> (Resumen)	192
. Las estrellas CP con Galio en el UV. I. HD 168733	193
. <i>A. Collado, Z. López García, H. Levato & S. Malaroda</i> (Resumen)	193
. Detección y caracterización de estrellas variables en cúmulos abiertos	194
. <i>L. Donoso, M.F. Duplancic Videla, J.F. González, E. Jofré, H. Levato, N.L. Maza, S. Molina, M.R. Muñoz</i>	
. Photometric analysis of Collinder Cluster 223	195
. <i>M.F. Duplancic Videla, S. Molina & J.F. González</i> (Resumen)	195
. High resolution study of the young quadruple system AO Vel with an eclipsing BpSi primary and HgMn c	
. <i>J.F. González, N. Nesvacil & S. Hubrig</i> (Resumen)	196
. A free energy model for gas mixtures	197
. <i>R.D. Rohrmann & S. Coca</i> (Resumen)	197
. Descubrimiento de una estrella WO en el núcleo de la nebulosa planetaria Th 2-A 198	
. <i>W. Weidmann & V. Niemela</i> (Resumen)	198
III Medio Interestelar y Estructura Galáctica	199
. El Tercer Cuadrante de la Vía Láctea	200
. <i>G. L. Baume</i> (Discurso Invitado)	200
1.. Introducción	200
1.1.. Breve reseña histórica	200
1.2.. Estructura de la Vía Láctea	201
1.3.. Los cúmulos abiertos como herramienta de trabajo	203
2.. El Tercer Cuadrante de la Galaxia	204
2.1.. Ideas generales	204
2.2.. Estudios en la zona	204
2.3.. La galaxia de Canis-Major	204
2.4.. Problemas con la nueva galaxia	205
2.5.. La estructura del Tercer Cuadrante de la Vía Láctea	207

3.. Conclusiones	207
. Radio spectrum of W44: signatures of SNR/molecular clouds interaction	210
. <i>G. Castelletti, G. Dubner, C. Brogan & N. E. Kassim</i>	210
1.. Introduction	211
2.. Observations	211
3.. Low frequency radio spectra in W44	211
4.. Conclusions	213
. GS263-02+45: ¿Una nueva supercáscara de HI con evidencia de formación estelar?	214
. <i>M.A. Corti & E.M. Arnal</i>	214
1.. Introducción	214
2.. Resultados y discusión	215
3.. Conclusiones	217
. Estudio multifrecuencia de las nebulosas en Hα RCW 121 y RCW 122	218
. <i>N. Duronea, M Arnal & J.C. Testori</i>	218
1.. Introducción	218
2.. Observaciones y resultados	219
3.. Conclusiones	221
. A VLA study of the Supernova Remnant Kes 79	222
. <i>G. Castelletti, E. Giacani, G. Dubner & N. Loiseau</i>	222
1.. Introduction	222
2.. Observations	223
3.. Results	223
4.. Conclusions	225
. New Herbig-Haro Objects in the Lagoon Nebula	226
. <i>J.I. Arias & R.H. Barbá (Resumen)</i>	226
IV Astronomía Extragaláctica y Cosmología	227
. Paleontology of Galaxies: recovering the star formation and chemical enrichment histories from galaxy spectra	228
. <i>R.Cid Fernandes (Discurso Invitado)</i>	228
1.. Introduction	228
2.. Fossil methods	229
2.1.. The basis	230

2.2.. Observables: Indices \times Full Spectrum	231
2.3.. Method	231
3.. Results: A brief tour of spectral fits with STARLIGHT	233
4.. Checks, caveats and final words	234
. Grupos de Galaxias en la era del SDSS y el 2dF	238
. <i>H. Muriel</i> (Discurso Invitado)	238
1.. Introducción	238
1.1.. Identificación de sistemas de galaxias	239
1.2.. Grandes Catálogos de Grupos	240
2.. Algunos estudios sobre Grupos de Galaxias	240
2.1.. Funciones de Luminosidad y Masa de Grupos de Galaxias	241
2.2.. Función de Luminosidad de Galaxias en Grupos	241
2.3.. Segregación de Galaxias en Grupos	241
2.4.. Distribución de Colores de Galaxias en Grupos	241
2.5.. Propiedades de Galaxias en Grupos vs. Entorno	242
2.6.. Perfil radial de la distribución de Galaxias	242
2.7.. Forma de los Grupos	243
2.8.. Propiedades de Escalado de los Grupos. Relación M/L	243
2.9.. Grupos alrededor de Cúmulos	244
3.. Comentarios Finales	244
. Galaxies in their environments	246
. <i>N. Padilla</i> (Discurso Invitado)	246
1.. Introduction	246
2.. The cosmological background	247
3.. Structure formation and evolution	248
4.. Galaxy Formation	248
5.. Galaxy formation models and observational datasets	249
5.1.. Uses of galaxy formation models in the analysis of data	249
5.2.. Two examples	250
6.. Conclusions	251
. Ring-shaped Structures in the Central Region of Galaxies	255
. <i>M.P. Agüero, R.J. Díaz & H. Dottori</i>	255
1.. Introducción	255
2.. Selección y Clasificación	256
3.. Catálogo y Muestra	257

4.. Muestra de Comparación	257
5.. Resultados y Conclusiones	258
. Voids in Galaxy Catalogues: Dynamical Properties	259
<i>L. Ceccarelli, N. Padilla, C. Valotto & D.G. Lambas</i>	259
1.. Voids in galaxy catalogues	259
1.1.. Data	259
1.2.. Galaxy density profiles	259
2.. Dynamical properties of galaxies in voids	260
2.1.. Dynamics using redshift space distortions	260
2.2.. Non-Linear Model for the Outflow	260
2.3.. Galaxy outflows from mock peculiar velocities	260
2.4.. Velocity dispersion in void shells	260
3.. Conclusions	260
. Chemical enrichment history of the intra-cluster medium	263
<i>S.A. Cora & S. Borgani</i>	263
1.. Introduction	263
2.. Modelization and first results	264
. Gemini GMOS IFU study of BAL QSOs: decoupling the BAL, QSO, starburst, NLR and supergiant bubble	
<i>S. Lipari, S.F. Sanchez, M. Bergmann, R. Terlevich, B. Punsly, E. Mediavilla, H. Dottori, Y. Taniguchi, M. ...</i>	
1.. Introduction	268
2.. Observations	268
3.. Results and Discussion	268
3.1.. The composite nature of the BAL system of Mrk 231	268
3.2.. Decoupling the 3D nuclear spectrum: the QSO plus young nuclear starburst	269
3.3.. Hyper Wind model for Mrk 231, IRAS 04505–2958 and BALs	269
3.4.. The end Phase of Mrk 231, QSOs and Ellipticals	270
. Espectroscopía en la banda K de M83, el núcleo starburst más cercano	271
<i>D. Mast & R. J. Díaz</i>	271
1.. Introducción	271
2.. Observación	271
3.. Resultados	272
. Estimation of Cosmological Parameters from CMB data, including a possible time variation of the electron density	
<i>C. G. Scóccola, S. J. Landau & H. Vucetich</i>	275
1.. Introduction	275

2.. Statistical Analysis	276
3.. Results	276
. The population of galaxies in the central region of the Antlia Cluster	279
. <i>A.V. Smith Castelli, L.P. Bassino, S.A. Cellone, T. Richtler, B. Dirsch, L. Infante, C. Aruta & M. Gómez</i>	279
1.. Introduction	279
2.. Results	280
3.. Discussion and Conclusions	281
. Relación Masa/Luminosidad y sesgo en el Universo	283
. <i>L. Ceccarelli, C. Valotto, N. Padilla & D.G. Lambas</i>	283
1.. Relación Masa/Luminosidad: m/L	283
1.1.. Cálculo de Luminosidades	283
1.2.. Estima de Masas	284
2.. Sesgo (<i>Bias</i>)	285
2.1.. Fluctuaciones en la distribución de galaxias	285
2.2.. Fluctuación de masa	285
. Distribución de AGNs en Grupos Dominados por Galaxias Luminosas	287
. <i>M. F. Duplancic Videla, S. Molina, M. S. Alonso & D. García Lambas</i>	287
1.. Introducción	287
2.. Análisis	288
2.1.. Cuantificación del Análisis	289
3.. Conclusiones	289
. Exploring the impact of galaxy interactions on color distributions	291
. <i>A. Ganopol, P.B. Tissera & C. Scannapieco</i>	291
1.. Analysis and results	291
2.. Conclusions	294
. Galaxias espirales observadas con SOAR	295
. <i>G. Gimeno, H. Dottori, R. Díaz, I. Rodrigues & G. Carranza</i>	295
1.. Introducción	295
2.. Técnicas observacionales y resultados.	295
. Cinemática de sistemas de galaxias interactuantes de tipo M51	299
. <i>G. Günthardt, R. Díaz & E. Agüero</i>	299
1.. Observaciones y Resultados	299
2.. Comentarios finales	300

· El perfil de densidad alrededor de galaxias brillantes y aisladas	303
· <i>M. Lares & D. G. Lambas</i>	303
1.. Introducción	303
2.. El perfil de densidad	304
3.. Resultados	304
· Estudio cinemático de la componente estelar de M83 - Parte II	307
· <i>D. Mast & R.J. Díaz</i>	307
1.. Introducción	307
2.. Observación y reducción de los datos	307
3.. Resultados	308
4.. Discusión	309
· Integrated spectral properties of star clusters of the Magellanic Clouds	311
· <i>M.L. Talavera, A.V. Ahumada, J.J. Clariá, M.C. Parisi, J.F.C. Santos Jr. & E. Bica</i>	311
1.. Spectroscopic observations	311
2.. Discussion on individual clusters	312
· Stellar populations in Seyfert nuclei	315
· <i>L. Vega Neme, R. Cid Fernandes, N. Vale Asari, A. Garcia-Rissmann, H. Schmitt, R. González Delgado &</i>	
1.. The Calcium Triplet in NIR	315
2.. Stellar Kinematics	315
3.. Nature of Seyfert 2 Nuclei	316
4.. Conclusions	316
· La función de correlación cruzada cúmulo-galaxia como herramienta cosmológica	319
· <i>A.G. Sánchez & D.G. Lambas (Resumen)</i>	319
V Astrofísica de Altas Energías	320
· Origins of X-ray outbursts in Be/X-ray binaries	321
· <i>A.T. Okazaki (Discurso Invitado)</i>	321
1.. Introduction	321
2.. Truncation of viscous decretion disks in Be/X-ray binaries	322
2.1.. Viscous decretion disk model for Be stars	322
2.2.. Tidal truncation of Be disks in Be/X-ray binaries	322
2.3.. Numerical simulations of Be disk truncation	322
Numerical model	322

Coplanar systems	323
Misaligned systems	323
3.. Origin of Type I X-ray outbursts	324
3.1.. Type I outbursts in systems with low- to moderate-eccentricities	324
Systems with low eccentricities	324
Systems with moderate eccentricities	324
3.2.. Type I outbursts in systems with high eccentricities	325
Coplanar systems	325
Misaligned systems	326
4.. Origin of Type II X-ray outbursts	326
4.1.. Observed long-term behaviors	327
4U 0115+63	327
A 0535+26	327
4.2.. Possible scenarios for Type II outbursts	327
5.. Conclusions	328
Electromagnetic cascades in early-type binary systems	330
. <i>M. Orellana, G.E. Romero & L.J. Pellizza</i>	330
1.. Introduction	330
2.. Treatment of the problem	331
3.. An application	331
4.. Conclusions	332
High energy neutrinos from the microquasar SS433	334
. <i>M.M. Reynoso, G.E. Romero, H.R. Christiansen & O.A. Sampayo</i>	334
1.. Introduction	334
2.. The source	334
3.. Gamma-ray and neutrino emission	336
4.. Final Comments	337
Gamma-ray emission from the microquasar LS I +61 303	338
. <i>G. Romero & M. Orellana</i>	338
1.. Introduction	338
2.. Outline of the hadronic model	338
3.. Results	339
Hadronic interactions around black holes	342
. <i>G.E. Romero & G.S. Vila</i>	342

1.. Introduction	342
2.. Model and results	343
3.. Conclusions	344
VI Instrumentación y Sitios Astronómicos	346
. Proyecto para construir un nuevo instrumento radioastronómico en Argentina	347
. <i>E.M. Arnal, P. Benaglia, G.E. Romero, R. Morras, C.E. Cappa, M.C. Martín & J.C. Testori</i>	347
1.. Introducción General	347
2.. ¿Qué hacer?	348
3.. Proyectos Científicos	349
. Diez años de astrometría meridiana con telescopio automático en Argentina	351
. <i>C.C. Mallamaci, J.A. Pérez, L.F. Marmolejo, J.L. Navarro, J.A. Sedeño, J.L. Muiños, F. Belizón, J. Montojó</i>	
1.. Breve informe	351
. Controlador para un Reloj GPS de Referencia en el Protocolo NTP	355
. <i>F. Hauscarriaga & F.A. Bareilles</i>	355
1.. Network Time Protocol (NTP)	355
2.. El Controlador	355
3.. Precisión alcanzada	356
3.1.. Sobre la desviación en frecuencia del reloj del servidor	356
4.. Conclusiones	357
5.. Impacto	357
. Proyecto GALA: GALaxy virtual Laboratory	359
. <i>C. León Carri, P. Tissera, G. Marshall & Hexacta</i>	359
1.. Introducción	359
2.. ¿Qué es un observatorio virtual?	359
3.. Catálogo de Galaxias Sintéticas	360
4.. Infraestructura Grid	361
5.. Plan de desarrollo del portal GALA	361
6.. Perspectivas del portal GALA	361
. Obtención de Imágenes de Campo Plano (Flat-Field) para el telescopio solar HASTA	362
. <i>L. Leuzzi & C. Francile</i>	362

1.. Introducción	362
2.. El procedimiento de comparación	362
3.. Métodos de Obtención de Imágenes de Campo Plano.	363
3.1.. Método de Kuhn. (Kuhn et al., 1991)	363
3.2.. Método de Barrido. (Dalrymple et al., 2003)	363
3.3.. Método de Pantalla.	364
3.4.. Método de Difusor.	364
4.. Conclusión	364
. Observación en H-alfa con muy alta resolución temporal en el telescopio solar HASTA	366
. <i>L. Leuzzi & C. Francile</i>	366
1.. Introducción	366
2.. Características del Instrumental	366
3.. Configuraciones de la Cámara CCD	367
4.. Evolución de una Fulguración Solar	367
5.. Implementación de las Rutinas de Observación	367
6.. Resultados	368
7.. Conclusión	369
. Resultados de la caracterización del sitio Macon-Tolar Grande	370
. <i>P. Recabarren, H. Muriel, D.G. Lambas, R. Vrech, V. Renzi & F. Stasyszyn</i>	370
1.. Tolar Grande y Cordón Macón	370
2.. Observaciones	370
3.. Conclusiones	372
. Foco Automático para el Telescopio Solar HASTA	374
. <i>A. Cornudella & C. Francile (Resumen)</i>	374
VII Divulgación y Docencia en Astronomía	375
. 35 años en la difusión de la Astronomía desde el OAMR en toda su zona de influencia	376
. <i>D. Davoli, H. Missio & R. Aquilano</i>	376
1.. Síntesis cronológica de la historia Observatorio y Planetario de Rosario	376
2.. Algunos sucesos de importancia en la historia de la institución	377
3.. Instrumental, trabajos y convenio con otras instituciones	378

4.. Conclusiones y proyectos	378
VIII Premios y Distinciones	380
· Fundamental properties of star clusters of the Milky Way and of the Small Magellanic Cloud derived by · <i>A.V. Ahumada, J.J. Clariá & E. Bica</i> (Discurso Invitado)	381
1.. Introduction	381
2.. Cluster sample	382
3.. Spectroscopic observations	382
4.. Cluster fundamental properties	383
4.1.. Ruprecht 2	385
4.2.. Bochum 2	387
5.. Comparison with other clusters in similar directions	387
6.. Library of Galactic template spectra	388
7.. SMC cluster parameters	388
· Recuerdos y pensamientos en una ocasión particularmente memorable · <i>J. Sahade</i> (Discurso Invitado)	391

Parte I

Sol, Sistema Solar y Ciencias Planetarias

TRABAJO INVITADO

Dinámica, estabilidad y modos de oscilación del plasma en estructuras magnéticas coronales

A. Costa^{1,2}

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

(2) *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental (CONICET)*

Abstract. We analyze the viability of usual interpretations -flow or slow magnetoacoustic waves- in the description of the internal dynamic observed in coronal loops. We present a criterium to analyze stability of far-from-thermodynamic-equilibrium structures as prominences and coronal loops. We describe MHD modes of these structures.

Resumen. En este trabajo se analiza la viabilidad de interpretaciones usuales -ondas magnetoacústicas lentas o flujo de plasma- en la caracterización de la dinámica de brillantamientos observados en arcos magnéticos coronales. Se presenta un criterio para el análisis de estabilidad de estructuras coronales alejadas del equilibrio termodinámico, como prominencias y arcos magnéticos. Se describen los modos MHD que soportan estas estructuras.

1. Introducción: Estructuras magnéticas

La física de la corona solar tiene características peculiares en cuanto a la riqueza topológica de sus campos magnéticos. A diferencia de lo que sucede en otras regiones del sol, la intensidad relativa de sus campos magnéticos es tal que la presión termodinámica resulta mucho menor que la presión magnética ($\beta = p_{\text{térmica}}/p_{\text{magnética}} \ll 1$). Como consecuencia de ello el plasma de la corona es gobernado por el campo magnético conformándose como un medio inhomogéneo compuesto por infinidad de estructuras filamentosas y tubos con plasma fluyendo a diferentes temperaturas y densidades: el transporte se realiza, fundamentalmente, a lo largo de las líneas de campo y, en cambio, es fuertemente inhibido en la dirección transversal a las mismas.

Los **arcos magnéticos** coronales son estructuras filamentosas aisladas magnéticamente que se sostienen sobre la cromosfera y la fotosfera. En la literatura hay diferentes escenarios que intentan explicar la dinámica interna del plasma de estos arcos que, a pesar del aislamiento magnético, muestran un comportamiento coherente de los filamentos entre sí. En particular, se discute si los brillantamientos que se propagan a lo largo de las estructuras corresponden a flujo de plasma congelado al campo o si son el resultado de la propagación de distintos modos magnetohidrodinámicos. Por otro lado, debido a limitaciones observacionales no es posible, en general, resolver la estructura filamentosa al punto de dirimir la discusión a favor de un plasma interno isotérmico o de un plasma cuya variación de temperatura alcanza los dos órdenes de magnitud $\approx (10^4 - 10^6)\text{K}$.

Las **protuberancias** son plasmas fríos sostenidos por estructuras magnéticas con temperaturas mucho menores y densidades mucho mayores respecto a las de la corona que

la rodea $\approx [(10^4 - 10^6)K; (10^{11} - 10^9)part/cm^3]$. Tanto para las protuberancias como para los arcos magnéticos explicar la estabilidad que se observa en ambos tipos de estructuras (arcos: minutos - horas; protuberancias: horas - días - meses) es un factor importante para su conocimiento. El análisis de estabilidad global como el estudio de los modos que se propagan en ellas (sismología coronal) permite acotar los planteos generales y proveen herramientas para el diagnóstico remoto del plasma a partir de observaciones.

2. Dinámica interna del plasma de arcos coronales

El movimiento de puntos brillantes desplazándose a lo largo de arcos coronales en imágenes satelitales fue inicialmente interpretado como flujo de plasma congelado al campo generado por anisotropía en el ingreso de energía desde las bases cromosféricas. Del espectro de modelos de flujo se descartan tanto las soluciones estáticas como las estacionarias (y para las dos clases de configuraciones de temperatura: caliente - coronas isotérmicas con $T \approx 10^6 K$ - y fría - temperatura gradualmente creciente hasta $T \approx 10^5 K$ -) dado que no pueden reproducir la medida de emisión y el corrimiento Doppler observado. Ello sugiere que en estos escenarios las pérdidas radiativas no pueden ser compensadas por la conducción térmica. Y dado que tampoco resultan satisfactorios modelos dependientes del tiempo, como los que describen la evolución del plasma en respuesta a un proceso cíclico de calentamiento y enfriamiento del flujo (proceso de evaporación-condensación), la búsqueda de mecanismos de calentamiento capaces de explicar la relativa estabilidad de estas estructuras magnéticas es un problema abierto.¹

La interpretación en términos de ondas magnetoacústicas lentas en medios con velocidades de Alfvén altas es más reciente. Desde esta perspectiva las observaciones han sido descritas como perturbaciones que se propagan hacia arriba (con períodos del orden de los observados 5–20 min) y con intensidades que decaen significativamente hacia el vértice del arco. Las amplitudes descendentes serían por tanto más débiles y la disipación más efectiva sobre todo para los modos de longitud de onda mayores (dado el alto número de Reynolds del medio coronal) lo que explicaría la excepcionalidad de la observación de procesos de descenso de los abrillantamientos.² Sin embargo, eventos en los que la propagación es descendente (y en los que la amplitud no decrece o incluso aumenta al ascender) han sido también observados en EUV (Borgazzi y Costa, 2005a). Se han desarrollado modelos analíticos de ondas magnetoacústicas que evolucionan no-linealmente aumentando su intensidad relativa con la altura para explicar dichas observaciones.

Por otro lado, debido a los altos valores de energía que se ponen en juego en las fulguraciones, los modelos de ondas magnetoacústicas no pueden dar cuenta de la dinámica de abrillantamientos en arcos post-fulguración. Se cree que el calentamiento eficiente del

¹Por razones de limitación en el espacio se omiten gran número de referencias así como explicaciones detalladas. El lector podrá encontrarlas en los trabajos de la autora y en las citas que constan en ellos. Revisiones generales de la temática y bibliografía relativamente actualizada pueden encontrarse en Aschwanden (2004) y Nakariakov y Verwichte (2005)

²Una explicación más precisa de este mecanismo puede verse en Nakariakov et al. (2000) donde se modelan las ondas magnetoacústicas a partir de una ecuación de evolución de modos lentos en la que se consideran los efectos de no linealidad, disipación y estratificación débilmente acoplados.

plasma cromosférico por parte de la fulguración desencadena la evaporación cromosférica y el consiguiente flujo de plasma que, eventualmente, puede volverse repetitivo. Se ha sugerido que una explicación que combina ambas descripciones (flujo y ondas) resultaría más promisoria. Una serie de trabajos relativamente recientes mostraron que las oscilaciones en longitud de onda de radio, rayos X y luz blanca observadas en fulguraciones pueden ser descritas como modos magnetoacústicos lentos en el marco de un proceso dinámico asociado con el flujo de plasma (Borgazzi y Costa, 2005b). Simulaciones numéricas han podido reproducir escenarios en los que luego de una deposición impulsiva de energía -en el vértice del arco o en sus bases cromosféricas- y de la consiguiente evaporación cromosférica del plasma con velocidades del orden de los cientos de km s^{-1} se producía, -debido a la acción combinada de calentamiento del plasma y las pérdidas radiativas y convectivas- un patrón oscilatorio con amplitudes típicas de décimas de km s^{-1} . Posteriormente, sobreviene una fase de drenado del plasma, nuevamente con velocidades del orden de los cientos de km s^{-1} . En conclusión, cuando no están involucrados movimientos de la estructura como un todo, las oscilaciones cuasi periódicas en los parámetros físicos han podido ser interpretadas como el resultado de ondas magnetoacústicas estacionarias lentas causadas por el calentamiento impulsivo y localizado que genera el flujo de plasma inicial.

Otra discusión presente en la literatura es la relación entre la dinámica coherente de los brillantamientos en los arcos y las condiciones físicas de sus bases cromosféricas. Se han propuesto diferentes explicaciones, una de ellas supone que en procesos tipo ciclo-límite las bases cromosféricas de un sistema de hebras o de arcos mutuamente aislados son afectadas en su conjunto cuando la excitación impulsiva y localizada tiene lugar. Se ha discutido también la posibilidad de que tanto la periodicidad observada como la coherencia coronal se deba a la propagación, a lo largo de las líneas de campo, de modos p^3 distorsionados por el medio dispersivo provenientes de las bases cromosféricas. Otras interpretaciones buscan explicar la coherencia coronal debido a procesos generados desde arriba por la deposición de energía en los vértices de los arcos, a partir de la reconexión de líneas de campos a mayor altura que las estructuras en estudio.

Otro punto en debate es el de la estructura térmica del plasma interno de los arcos. Observaciones realizadas con el telescopio espacial TRACE (Transition Region and Coronal Explorer) sugieren que los arcos calientes son isotérmicos y más densos que lo predicho por los modelos de plasma estático. Este escenario, sin embargo, no es conclusivo, e interpretaciones divergentes son también contempladas. Se ha sugerido que un grupo de hebras, cada una con plasma estático y con gradientes de temperatura de dos órdenes de magnitud de diferencia entre las bases y el vértice del arco (modelo estático) puede convolucionar con la respuesta térmica de TRACE presentando una apariencia isotérmica. Además, el hecho de que las imágenes formen un conjunto de datos integrados en el tiempo con una resolución espacial finita -en el entorno de otras estructuras usualmente intersecadas por la línea de la visual y afectadas por la emisión de fondo- permite, aun hoy, la convivencia de interpretaciones variadas y contrapuestas.

³Estos modos son oscilaciones globales del interior solar; fundamentalmente, modos de compresión (en los que la fuerza restitutiva es la presión del gas) con períodos característicos de 3 y 5 minutos. Observacionalmente se los reconoce porque elevan el continuo a estas frecuencias. Son generados en la región convectiva del Sol y, por efecto túnel, pueden atravesar las cavidades cromosféricas resonantes asociadas a estos modos. Se vuelven evanescentes más allá de la región de transición (Bochialini et al., 2001)

En trabajos recientes (Costa y Stenborg, 2004; Borgazzi y Costa, 2005a) hemos desarrollado un método que nos permite seguir la evolución de abrillantamientos a lo largo de arcos magnéticos. Aplicamos el procedimiento a un evento post-fulguración observado simultáneamente con el telescopio terrestre MICA (Mirror Coronagraph for Argentina) y con el telescopio espacial TRACE de mayor resolución (Fig. 1a). Tal evento registrado como un único arco coronal por MICA, se corresponde con una serie de hebras diferenciadas y coherentes en las imágenes de TRACE. La longitud de coherencia observada (en la que la evolución de los abrillantamientos es similar para las diferentes hebras) fue de $360Mm$, abarcando todo el sistema de arcos coronales asociados a la fulguración. En el evento registrado, la emisión, detectada inicialmente en el vértice superior de la estructura, descendió por ambos laterales en aproximadamente 12 minutos y con velocidades del orden de la velocidad del sonido en el medio. TRACE registró una doble reiteración del fenómeno a los 13 min y a los 18 min.

Algunos de nuestros resultados nos sugirieron la interpretación ondulatoria: I) la cuasi-periodicidad de las perturbaciones, II) la medición de velocidades no mayores a la del sonido (valores entre unos cientos y unas décimas de km s^{-1}) y III) patrones de velocidad aproximadamente constantes en el descenso de la perturbación. Sin embargo, los resultados no fueron concluyentes. Otros indicadores sugieren la interpretación de modelos de flujo: I) la periodicidad no es exclusiva del modelo de ondas; los procesos tipo ciclo límite pueden también ser periódicos, II) en uno de los casos observados las velocidades medidas no sólo no fueron constantes en el descenso sino comparables con el patrón de caída libre.

En conclusión, los resultados obtenidos y el carácter post-fulguración de las observaciones sugiere que el efecto combinado, de flujo y oscilaciones, es una interpretación más adecuada. El hecho de que casi todos los eventos registrados mostraran descenso de abrillantamientos -con intensidad en el vértice superior del arco mayor que en las bases cromosféricas (al menos en un 10 %)- es consistente con modelos que sugieren que dicho patrón es observable cuando la intensidad de ondas magnetoacústicas lentas se amplifica no linealmente con la altura.

3. Sismología Coronal

A diferencia de la heliosismología (modos p), la sismología coronal es una rama de reciente desarrollo de la física solar impulsada por la puesta en funcionamiento de telescopios espaciales de nueva generación con alta resolución espacial y temporal como TRACE y SOHO (The Solar and Heliospheric Observatory).

La corona solar puede representarse como un medio compresible y elástico en el que se propagan varios tipos de ondas cuya descripción se ajusta a la aproximación magnetohidrodinámica (MHD) en las condiciones coronales: longitud de onda y períodos suficientemente grandes comparados con el radio de Larmor ($< 1m$) y la girofrecuencia ($< 10^{-4}\text{seg}$) respectivamente. Estas ondas perturban parámetros globales del plasma como la densidad, la temperatura, la velocidad y el campo magnético afectando así las observaciones y dando lugar a métodos de diagnóstico específicos provistos por la sismología.

Las velocidades características de los fenómenos MHD se relacionan por un lado, con la compresibilidad y la elasticidad del campo (presión y tensión magnética respectivamente) y por otro, con la presión del gas (p_o) y la inercia de los iones descrita en términos de la densidad ρ_o . Ellas son: la velocidad de Alfvén, $v_A = B_o/(\mu_o\rho_o)^{\frac{1}{2}}$, (μ_o

la permeabilidad del vacío) y la velocidad del sonido en el medio: $v_s = (\gamma p_o / \rho_o)^{1/2}$ (γ el índice adiabático, generalmente $\gamma = 5/3$).

En condiciones de plasma uniforme -en los que el campo magnético es infinito, homogéneo y unidireccional- los modos MHD son fundamentalmente de tres tipos básicos (la relación de dispersión tiene tres ramas): I) ondas de Alfvén: modos transversales puros e incompresibles que se propagan a lo largo de las líneas de campo a la velocidad de Alfvén. La perturbación del campo produce un desplazamiento de las líneas que es restituido por la acción de la tensión magnética. Y modos compresibles de dos tipos: II) modos magnetoacústicos rápidos, con velocidades mayores o iguales a la velocidad de Alfvén; tanto el campo magnético como la presión del plasma resulta perturbada. En condiciones coronales ($\beta \ll 1$) estos modos son casi transversales y describen una oscilación entre la energía cinética -asociada a la componente transversal del plasma- y la energía magnética -asociada al efecto combinado de la presión y la tensión de las líneas-. La tercera rama de la relación de dispersión es la de III) los modos magnetoacústicos lentos. Estos modos tienen velocidades menores o iguales a la velocidad del sonido. Su polarización es similar a la de los modos magnetoacústicos rápidos, es decir, resultan tanto de la compresión del plasma como de la del campo magnético. En el límite de $\beta \ll 1$ resultan longitudinales (ondas de sonido $v = v_s$); alternan la perturbación de la energía cinética asociada a la componente paralela del plasma con la energía interna (perturbación en la temperatura) del mismo (Fig. 1b).

En el caso uniforme todos los modos resultan estables, pero el plasma confinado y afectado por la filamentación y estructuración de la corona modifica y acopla entre sí los diferentes modos dando lugar a configuraciones de estabilidad no garantizada. En las condiciones coronales usuales los arcos magnéticos se comportan como guías de ondas (si la velocidad de Alfvén interna al tubo es menor que la externa, las ondas MHD son atrapadas) y la estructuración del campo es responsable de mecanismos de disipación anómala como la absorción resonante, la mezcla de fases o de inestabilidades en superficies de discontinuidad (ondas de superficie) que dependen de la geometría y de los parámetros del plasma.

En cilindros magnéticos se reconocen dos tipos de modos o periodicidades diferenciadas por su velocidad: los modos lentos o acústicos y los rápidos; la velocidad del sonido es, por lo general, hasta un orden de magnitud menor que la velocidad de Alfvén.⁴ Los modos rápidos comprometen la estructura global del tubo magnético y se diferencian entre sí por la forma del modo y por sus períodos: los simétricos (modos 'sausage') tienen períodos del orden de unos pocos segundos y los asimétricos (modos 'kink') períodos de unos pocos minutos. A diferencia de los modos rápidos -con velocidades de fase entre la de Alfvén interna y externa-, los modos lentos son poco dispersivos (la velocidad de fase no depende del número de onda k). En el caso de interés, en el que la velocidad de Alfvén externa es mayor que la interna (tubo de plasma denso), los modos son atrapados en el tubo magnético. En los otros casos los modos rápidos son necesariamente radiativos y la oscilación no resulta confinada. Los modos simétricos (sausage) poseen un corte en el número de onda: sólo son observables para longitudes de onda chicas $ka \geq 1$ (a la sección del tubo). En cambio, en el límite de longitud de onda grande, $ka \ll 1$, la velocidad de fase del modo asimétrico principal

⁴Las ondas de Alfvén en tubos magnéticos, no consideradas aquí, se asocian a modos incompresibles con perturbación en la componente azimutal del tubo.

(el modo kink es el que primero se excita) resulta un valor intermedio entre la velocidad de Alfvén interna y externa al tubo de plasma.

4. Análisis de estabilidad

La estabilidad es un requerimiento indispensable para obtener una descripción realista de los procesos que pueden ocurrir en sistemas alejados del equilibrio termodinámico como son las estructuras coronales. Sin embargo, estos análisis asumen supuestos fuertes que lo restringen a configuraciones y perturbaciones particulares. Es el caso del conocido criterio de Bernstein para configuraciones adiabáticas que presupone balance de energía, y en consecuencia, la disipación no es considerada. Otro procedimiento usual, es analizar la estabilidad térmica suponiendo configuraciones en equilibrio mecánico.

En trabajos anteriores (Sicardi et al., 2004; Costa et al., 2001) hemos desarrollado un principio de energía - basado en la termodinámica irreversible - que permite analizar la estabilidad de configuraciones en las que la contribución térmica y mecánica resultan acopladas. En la aproximación lineal, la termodinámica irreversible trata estados con pequeñas desviaciones respecto al equilibrio termodinámico. Los procesos irreversibles se describen en términos de relaciones fenomenológicas de pares conjugados de variables termodinámicas: las fuerzas y los flujos. Las fuerzas son cantidades termodinámicas intensivas que motorizan los procesos (como por ejemplo los gradientes de temperatura) y los flujos son las derivadas temporales de cantidades termodinámicas extensivas (como por ejemplo el flujo de calor). Si el sistema está aislado, la entropía crece exponencialmente hasta alcanzar su mínimo, tal como lo describe la segunda ley de la termodinámica. En sistemas abiertos, en cambio, la entropía no necesariamente es positiva y creciente. Aun cuando la producción interna de entropía del sistema es definitivamente positiva, un flujo negativo de entropía -debido al intercambio de energía y materia con el medio- puede hacer que el sistema permanezca indefinidamente en un estado cercano al equilibrio termodinámico. Estos estados son conocidos como estados estacionarios o de balance detallado. Dicho balance (relaciones de Onsager) consiste en la compensación de fluctuaciones y disipaciones que ocurren -en forma reversible- cerca del equilibrio termodinámico. Estas relaciones empíricas entre flujos y fuerzas se expresan matemáticamente en términos de un operador llamado matriz resistiva \mathbf{R} que resulta simétrica y definida positiva. La simetría expresa la reversibilidad microscópica de estos estados y la positividad es consecuencia de la proximidad al estado de mínima entropía.

Sin embargo, no hay continuidad entre procesos lineales y no lineales. Cuando el sistema está alejado del equilibrio termodinámico las no linealidades se manifiestan. Las inestabilidades causantes de transiciones dinámicas en sistemas abiertos generan diferencias cualitativas importantes como el advenimiento de fenómenos colectivos y cooperativos. En la termodinámica del no equilibrio las relaciones entre flujos y fuerzas se vuelven dependientes de los parámetros que definen el estado; la matriz \mathbf{R} no necesariamente es simétrica y definida positiva y no hay seguridad de obtener un criterio de estabilidad. Es decir, la termodinámica no lineal es la extensión de la lineal a situaciones lejanas al equilibrio termodinámico donde la relajación de los procesos a un estado estacionario de no equilibrio (estado no lineal) no está garantizado.

Hemos mostrado recientemente (Costa et al., 2004; 2006) cómo obtener una función de Lyapunov o potencial generalizado que representa la condición de estabilidad de

estructuras coronales. Presentamos aquí una descripción conceptual del problema y los resultados más importantes. El potencial se obtiene a partir de las propiedades termodinámicas del sistema, linealizado alrededor de una configuración estacionaria, dado por la ecuación de balance de energía y la ecuación de movimiento. La perturbación es del tipo general:

$$\vec{\xi} = [\zeta(x)\mathbf{e}_t + \eta(x)\mathbf{e}_n + \xi_y(x)\mathbf{e}_y]e^{iky} \quad y \quad T_1 = T_1(x)e^{iky} \quad (1)$$

donde ζ , η y ξ_y son las componentes del vector desplazamiento perturbado a lo largo de la estructura y T_1 es la perturbación en la temperatura. x representa la dependencia del desplazamiento respecto a los parámetros de equilibrio. Una vez perturbado el sistema, las ecuaciones son llevadas a una expresión compacta en términos de operadores lineales (que incluyen las dependencias espaciales del problema) y que poseen una interpretación termodinámica clara en virtud del rol que tienen en dicha ecuación. El operador que multiplica a la derivada segunda de la perturbación es el asociado a la inercia del sistema, el que multiplica a la derivada primera, a la disipación; y el operador que multiplica a la perturbación es el asociado a las fuerzas conservativas que dependen de un potencial. Si se cumplen ciertas condiciones de hermiticidad de los operadores es posible obtener un criterio de estabilidad y la consiguiente estructura de modos de oscilación del problema (Costa y Gonzalez, 2006).

4.1. Expresiones magnetohidrodinámicas y criterio de estabilidad

Un plasma en las condiciones coronales y en aproximación magnetohidrodinámica ideal (con conductibilidad eléctrica infinita y sin considerar difusión magnética) es representable por las ecuaciones que siguen: la ecuación de continuidad y la de estado del gas ideal,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0; \quad p = \frac{k_B}{m} \rho T \quad (2)$$

ρ es la densidad del plasma, \vec{v} la velocidad, t el tiempo, k_B la constante de Boltzmann, p la presión, T es la temperatura y $m \equiv m_p$ la masa del protón. En un plasma totalmente ionizado de H ($\rho = \mu n_e m_p$) las abundancias de la corona solar ($H : He = 10 : 1$) se corresponden con el peso atómico $\mu = 1,27$; donde n_e es la densidad numérica de electrones. La ecuación de inducción magnética y la ecuación de movimiento resultan:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}); \quad \rho \frac{D\vec{v}}{Dt} = -\nabla(p) + \frac{1}{4\pi\mu} (\nabla \times \vec{B}) \times \vec{B} - \rho \nabla \phi \quad (3)$$

\vec{B} es el vector campo magnético, $g = -\nabla \phi$ el potencial gravitatorio y $j = 1/4\pi \nabla \times \vec{B}$ la densidad de corriente. La ecuación de balance de la energía toma la expresión:

$$\frac{\rho^\gamma}{(\gamma - 1)} \frac{D}{Dt} \left(\frac{p}{\rho^\gamma} \right) = -L; \quad L = -\nabla \cdot \vec{F}_c - L_r + H \quad (4)$$

γ es el cociente de calores específicos, L las pérdidas de energía, \vec{F}_c el flujo de calor debido a la conducción a lo largo de la estructura magnética, L_r representa las pérdidas radiativas y H es la fuente de calor.

Una vez perturbado el sistema de ecuaciones, manipulado las expresiones para satisfacer las condiciones de hermiticidad sobre los operadores se obtiene el potencial generalizado y las correspondientes frecuencias:

$$\delta^2 W_p = \frac{1}{2} \int (\vec{\xi}^* \beta F \vec{\xi} + T_1^* A T_1 + T_1^* B \vec{\xi} - \vec{\xi}^* B T_1) d^3 x \geq 0. \quad (5)$$

$$\omega^2 = - \frac{\int (\vec{\xi}^* \beta F \vec{\xi} + T_1^* A T_1 + T_1^* B \vec{\xi} - \vec{\xi}^* B T_1) d^3 x}{\int (\vec{\xi}^* \beta \rho_0 \vec{\xi}) d^3 x} \quad (6)$$

Nótese que el primer término de estas dos ecuaciones se corresponden con el conocido principio de Bernstein para el caso adiabático. Es decir, los términos que se agregan en estas dos expresiones corresponden a la modificación debida a la consideración conjunta de los problemas térmico y mecánico.

4.2. Resultados de la Aplicación del Criterio a Estructuras Coronales

Protuberancias: Aplicamos el criterio de estabilidad al modelo conocido de Kippenhahn-Schluter (K-S). El análisis de estabilidad realizado con el criterio de Bernstein da como resultado modos estables; los números de onda entre $0,1 < kL < 0,5$ (con L ancho característico de la prominencia) tienen períodos entre 16.41 min y 16.49 min. Al extender el análisis al caso no adiabático los autovalores se modifican sensiblemente. Para los mismos números de onda se obtienen períodos característicos cercanos a los de los modos p: 2.5 min y 6.2 min. La detección de frecuencias cromosféricas a nivel de la corona ha sido generalmente interpretada como movimientos de la estructura coronal provocados por forzamiento desde las bases cromosféricas (Bochialini et al., 2001). La obtención de estos resultados, con valores cercanos a los cromosféricos, nos permitió dar una nueva interpretación: en términos de modos propios (no forzados) del material frío alojado en la corona y soportado por la estructura magnética (Costa et al. González, 2004).

Arcos coronales: Elegimos el modelo de arco coronal (para dos valores diferentes de intensidad del campo $B_0 = 11G$ y $B_0 = 100G$) con gradiente de temperatura de dos órdenes de magnitud entre las bases y el vértice (alternativo al modelo isotérmico). Cuando se consideran perturbaciones con longitudes de onda comparables con las de la variación de los parámetros y estructuras del problema (lo que hace inviable el método de modos normales) pueden obtenerse espectros continuos de autovalores estables. Una manifestación de ello es que, como en el caso considerado, al discretizar artificialmente la descripción, los autovalores tienen un punto de acumulación. En la Tabla se muestran los autovalores obtenidos para los dos valores elegidos de intensidad del campo.

Resumimos a continuación los resultados más importantes: I) De la Tabla se puede ver que el autovalor del primer modo es fundamentalmente independiente de la intensidad del campo ($\tau_u = 36 \text{ min}$ para $B_0 = 11G$ y $\tau_u = 36,3 \text{ min}$ para $B_0 = 100G$) mientras que los restantes autovalores escalan con el campo magnético $P_{11G} \simeq 10^{-1} P_{100G}$. II) Sólo el primero de los modos, $\tau_u \approx 36 \text{ min}$, resultó inestable; los estables acumulan alrededor de cero para orden creciente del modo. La presencia de modos inestables indica la imposibilidad de observar la configuración estudiada para tiempos comparables con $\tau_u = 36 \text{ min}$. Sin embargo, este tiempo es suficientemente largo, comparable con los tiempos en los que los arcos son observados (τ_{obs}). III) Pudimos distinguir dos tipos diferenciados de modos: a) el caso $P_{i=1}$, con componente longitudinal mayor que la

transversal $\zeta \gg \eta$. La perturbación $v_1 = \partial \vec{\xi} / \partial t$ casi paralela al campo magnético y el autovalor independiente de la intensidad del mismo permite clasificar este modo como magnetoacústico lento. b) Los casos $P_{i>1}$ con $\eta \geq \zeta$, en donde la perturbación es casi transversal y el autovalor escala con el campo magnético son modos magnetoacústicos rápidos. Entre los modos rápidos y para el régimen de longitud de onda larga obtuvimos dos tipos diferenciados, dependiendo de la intensidad del campo magnético. Los modos con $P_{i>1}$ y $B_{00} = 11G$ acuerdan con las observaciones y la descripción de modos kink, mientras que los modos con $P_{i>1}$ y $B_{00} = 100G$ acuerdan con las observaciones y la descripción de modos sausage. IV) Un resultado conocido de la dinámica no lineal es que la evolución de los modos inestables influye en la de los estables (considerados estos ‘esclavos’ de los anteriores). Para el caso analizado, esto indica que el comportamiento de todos los modos es gobernado por el de la componente tangencial y la térmica del modo magnetoacústico lento inestable $P_{i=1}$. Dado que la longitud característica de las componentes T_1 y ζ es $L/2$ (L la longitud del arco) es posible afirmar que esta descripción -en términos de ondas de longitud larga, comparable con la de la estructura magnética- es convergente con la del modelo de flujo del tipo ciclo límite. En efecto, la estructura del modo es tal que en una mitad del período la perturbación es siempre positiva: aumenta hasta llegar a mitad de altura del arco, y decrece hasta el vértice (Fig. 1c). En la otra mitad del período la perturbación se invierte y es descendente. La perturbación representa la velocidad tangencial $v_1 = \partial \vec{\xi} / \partial t$ de las partículas de plasma en cada punto de la configuración magnética. En la mitad del período el plasma emerge de la cromósfera ($\vec{\xi} = \zeta \mathbf{e}_n$) y en la otra mitad el plasma ingresa en ella ($\vec{\xi} = -\zeta \mathbf{e}_n$) tal como sucede en un ciclo de evaporación-condensación. V) Por otro lado, dado que el modo es linealmente inestable, el hecho de que las componentes dominantes sean T_1 y ζ implica que la estructura magnética (aunque no el estado estacionario) pueda observarse por tiempos mayores que $\tau_u = 36 \text{ min}$. En efecto, los modos magnetoacústicos lentos describen una oscilación entre la energía cinética de la componente paralela al campo y la energía interna donde la energía magnética no tiene un rol relevante; lo que permite explicar observaciones de arcos magnéticos, con plasma dinámico en su interior, que exhiben tiempos característicos mayores que τ_u .

P_1	P_2	P_3	P_4	P_5	P_6	P_7	P_8	P_9	P_{10}
36.	6,6	4,3	3,4	3,1	1,8	1,4	1,3	1,0	0,0
36,3	0,7	0,5	0,36	0,33	0,2	0,15	0,14	0,1	0,0

Table 1. Autovalores (minutos) para $B_{00} = 11G$ y $B_{00} = 100G$ respectivamente.

Referencias

- Aschwanden, M. J. 2004, “Physics of the Solar Corona”, (NY:Springer-Verlag).
 Bocchialini, K., Costa, A., Rovira, M. Vial, J.-C., 2001, Solar Phys. 199, 1, 133
 Borgazzi, A., Costa, A., 2005, A&A 441, 327
 Borgazzi, A., Costa, A., 2005, JASP, 67, 17, 1714
 Costa, A., González, R., Sicardi Schifino, A. C., 2004, A&A 427, 353
 Costa, A., González, R., 2006, A&A 458, 3, 953

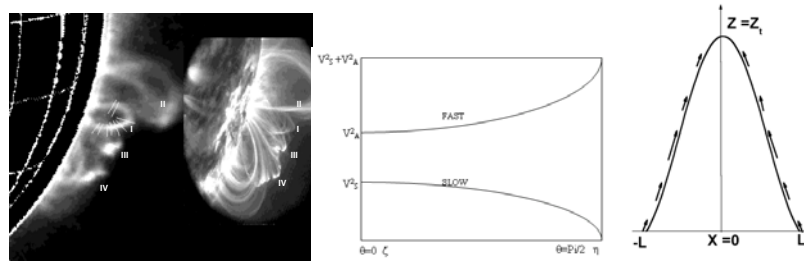


Figura 1. *a)* Imagen de MICA (530.3 nm) y TRACE (17.1 nm). Estructuras I-IV. *b)* Descripción de modos magnetoacústicos rápidos y lentos. θ el ángulo entre el modo y el campo magnético: $\theta = 0$ valores grandes de ζ y $\theta = \pi/2$ valores grandes de η . *c)* Descripción esquemática del modo inestable sobreimpuesto a la estructura magnética en la fase de evaporación. La perturbación es positiva, aumenta hasta alcanzar $x = \pm L/2$, y luego decrece hasta cero en $Z = Z_t$

Costa, A., Ferro Fontán, C., González, R., Sicardi, A., 2001, *Physica A* 300, 468

Costa, A., Stenborg, G., 2004, *Solar Phys.* 222, 2

Nakariakov V., Verwichte E., 2005, "Coronal Waves and Oscillations", *Liv.Rev.*, 2,3

Nakariakov V., Verwichte E., Berghmans, D., Robbrecht, E., 2000, *A&A* 362, 1151

Sicardi, A., Costa, A., Ferro Fontán, C., 1991, *J. Math. Phys.* 32, 1350

Sicardi, A., Ferro Fontán, C., González, R., Costa, A., 2004, *Physica A* 334, 201

TRABAJO INVITADO

Anillos planetarios: propiedades dinámicas, origen y evolución

M.D.Melita¹

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

Abstract. This review summarizes the main dynamical properties of the planetary rings, mainly concerning their origin and evolution. Particularly, we discuss the different sources of dissipation of orbital energy, which, for the known systems, render orbital decay timescales much shorter than the age of the Solar system. We describe briefly the dynamical theory of torque-transference between the planetary disk and the satellites, which, under the proper conditions, can counteract the dissipative orbital decay. It is also discussed the case of narrow, excentric rings for which additional conditions are required in order to maintain the excentricity of the ring and their periastron alignment. Finally, some of the most recent topics in the study of planetary rings, are commented.

Resumen.

En este trabajo se resumen las principales características dinámicas de los anillos planetarios, en referencia a su origen y evolución. En particular, se discuten brevemente las diferentes fuentes de disipación orbital. En el caso de los sistemas conocidos, la escala de tiempo de decaimiento orbital debido a efectos disipativos es mucho menor que la edad del Sistema Solar. En este artículo se ofrece un resumen de la teoría dinámica que estudia la transferencia de torque entre el disco planetario y los satélites, que, bajo condiciones apropiadas, es capaz de compensar el decaimiento orbital disipativo. También se describe muy brevemente el caso de los anillos angostos y excéntricos, para los que deben existir condiciones adicionales para mantener la excentricidad del anillo y el alineamiento de periastrós. Finalmente se discuten algunos de los tópicos más actuales en el estudio de los anillos planetarios.

1. Introducción

Los anillos planetarios son sistemas astrofísicos cuyo estudio deriva de sistemas más masivos, como es el caso de discos circumestelares o galaxias espirales. Pero, dado que las observaciones satelitales han revelado una complejidad insospechada, queda justificado su estudio por derecho propio.

Los anillos de Saturno fueron descubiertos por Galileo en 1610, que los describió como un par de satélites simétricamente situados a ambos lados del planeta. Huyguens fue el primero en reconocer que se trataba de un anillo en 1655. En 1675 Cassini descubrió la prominente abertura que lleva su nombre y que separa el anillo A del B y, además, sugirió que estaban formados por una gran cantidad de cuerpos pequeños. Posteriormente,

Laplace (1802), Maxwell (1890) y más tarde Jeffreys (1947) discutieron su estructura y estabilidad.

Por otra parte, ya hace más de dos décadas que se conoce la existencia de anillos alrededor de todos los planetas gigantes del Sistema Solar. Los anillos de Urano fueron descubiertos en 1977 de manera casual al realizarse observaciones de ocultaciones de estrellas por el planeta (ver por ejemplo Elliot 1979). La existencia de los anillos de Júpiter fue inferida a través de la detección de partículas cargadas por la sonda Pioneer 11 (M. Acuña, comunicación personal) y posteriormente confirmada por Voyager 1 (Smith et al. 1979). Finalmente y a mediados de la década de los 80 también se reveló la existencia de un sistema de anillos muy tenues y con una curiosa estructura azimutal alrededor de Neptuno (Kerr 1985, Namouni & Porco 2002).

El gran avance en el estudio de los anillos planetarios se produce con el lanzamiento de las misiones espaciales Voyager I y II hacia fines de la década del 70, cuyas imágenes revelan, entre otras cosas, una riquísima estructura radial y la presencia de satélites que poseen una muy importante influencia en la dinámica de los anillos. En consonancia con estos avances observacionales, se produce el desarrollo de la teoría dinámica de los anillos, principalmente a través del trabajo de Goldreich & Tremaine (1978, 1979a, 1980, 1982). En estos trabajos se desarrolla la teoría de ondas de gravedad en los anillos y la interacción con los satélites. Con el descubrimiento del anillo F de Saturno, angosto y excéntrico, puede corroborarse la teoría del confinamiento de los anillos por satélites pastores (Goldreich & Tremaine 1979b).

La más completa y actualizada información acerca de anillos planetarios, sus propiedades dinámicas y físicas, puede encontrarse en el sitio *Planetary Rings Node*: <http://pds-rings.seti.org>, donde referimos al lector para los parámetros físicos y orbitales de cada sistema.

La dinámica de anillos planetarios es uno de los temas más complejos de la astrofísica del Sistema Solar ya que incluye fenómenos de naturaleza muy variada. En este artículo vamos a resumir brevemente la teoría dinámica, para concentrarnos en el problema del confinamiento. En la sección 2. describiremos los distintos efectos disipativos a los que están sujetos los anillos y las causas que provocan la expansión radial. En la sección 3. se dan los elementos fundamentales de la teoría de ondas de gravedad y de intercambio de torque entre un anillo angosto y un satélite. Además ofrecemos una formulación simplificada de la teoría de evolución de los anillos, basada en el formalismo de N-cuerpos y en la conservación de la acción radial. A partir de esta formulación, analizamos ciertos casos de interés en la sección 3.3., como ser el confinamiento de un anillo por satélites pastores y el mantenimiento estacionario de un anillo excéntrico. Finalmente en la sección 4. discutimos alguna de las perspectivas del estudio de anillos planetarios a la luz de los descubrimientos de la sonda espacial Cassini, que se encuentra actualmente en el sistema de Saturno.

2. Efectos disipativos

Los anillos planetarios evolucionan expandiéndose radialmente y reduciendo su espesor debido a distintas interacciones disipativas.

El espesor de equilibrio que alcanza un anillo, $\langle z^2 \rangle^{1/2}$, está dado por: $\langle z^2 \rangle = \frac{\langle v_z^2 \rangle}{\Omega^2}$, donde v_z es la velocidad cuadrática media normal al plano del ecuador del anillo y Ω la velocidad angular de la órbita circular: $\Omega = \sqrt{\frac{GM_P}{r^3}}$, donde G es la constante

de gravitación universal y M_P la masa del planeta. Dado que las velocidades verticales aleatorias son pequeñas, los anillos son, en general, muy finos (ver por ejemplo Goldreich & Tremaine 1982).

En particular si el radio, r^5 , al cual orbitan los cuerpos respecto del planeta decae secularmente debido a pérdida disipativa de energía, la escala de tiempo en la cual el cuerpo alcanzará al planeta central está dada por: $\frac{1}{\tau_D} = \left(\frac{1}{r} \frac{dr}{dt}\right)$ y la correspondiente para que la expansión sea del orden de la distancia al planeta:

$$\tau_{Expansion} = \tau_D \frac{\Delta r}{r} < \tau_D \quad (1)$$

Los principales efectos que producen disipación de energía orbital de los cuerpos que componen los anillos son el efecto Poynting-Robertson (Robertson 1937, Burns et al. 1979), la fricción que ocurre con el plasma magnetosférico (Burns et al. 1980) y las colisiones disipativas entre los cuerpos del anillo. Las dos primeras son de magnitud similar y relevantes para los anillos más internos (ver por ejemplo Goldreich & Tremaine 1982), la última se trata en más detalle a continuación.

2.1. Colisiones y viscosidad

La frecuencia de colisiones en los anillos, ω_c , puede ser estimada como (Cook & Franklin 1964):

$$\omega_c \approx \Omega \tau,$$

donde $\tau = 2\pi R n$ es la profundidad óptica, R es el radio de los cuerpos y n la densidad numérica por unidad de superficie. Las colisiones físicas disipan energía, pero conservan momento angular. Por lo tanto: los cambios de momento angular individuales cumplen con: $dJ_1 = -dJ_2$. Teniendo esto en cuenta y utilizando la relación entre energía y momento angular, se tiene que el cambio de energía debido a la colisión, dE :

$$dE = m dJ_1 (\Omega_1 - \Omega_2) = m dJ_1 \sqrt{GM} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)$$

De donde se deduce que si $r_1 > r_2$ y la energía se disipa, entonces dJ_1 crece. Un argumento similar indica que dJ_2 decrece, por lo tanto el anillo se expande. La escala de tiempo para la expansión radial debido a este efecto, t_{Exp} , considerando a los anillos como sistemas ‘diluídos’, puede ponerse como, $t_{Exp} = \Delta r / \nu$, donde $\nu \approx \lambda \omega_c$ es la viscosidad cinemática y λ es el camino libre medio.

En el cuadro 3. se indican los tiempos de expansión aproximados de los principales efectos disipativos correspondientes a cada sistema de anillos. Es claro que, de no mediar un agente capaz de frenar o retrasar la evolución orbital debido a la disipación, los anillos planetarios aparecen como sistemas de vida muy corta.

3. Dinámica de Anillos Planetarios

3.1. Principios básicos y resonancias de Linblad

A continuación ofrecemos un breve resumen de la teoría de ondas de gravedad en discos y de la transferencia de torque entre un disco y un satélite.

⁵Negrita denota a un vector en el espacio 3-dimensional

	Jupiter	Saturno	Urano
Poynting-Robertson	10^5	-	10^6 (R/cm)
Fricción con Plasma	10^8 (R/cm)	10^7 (R/cm)	?
Colisiones entre partículas (viscosidad)	-	$10^7 - 10^8$	10^6 (cm/R) ²

Table 1. Valores aproximados del tiempo de expansión en años debido a efectos disipativos.

En esta sección sólo haremos referencia a ciertos elementos sustanciales, los detalles de los cálculos efectuados pueden encontrarse en Meyer-Vernet & Sicardy (1987) y también puede consultarse Shu (1984). No consideraremos los efectos de la oblicuidad del planeta central ni la posible excentricidad de la órbita del satélite.

Analizaremos el caso de un disco fluido, infinitesimalmente fino, invíscido y sin presión. Este es un sistema simple que se utiliza para describir los fenómenos esenciales. Partimos de las ecuaciones de conservación de momento y de continuidad:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + U \cdot \nabla \right) U = -\nabla(\psi_P + \psi_S)$$

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \nabla \cdot (\Sigma U) = 0,$$

donde $U(r, \theta, t)$ es la velocidad del fluido en un punto (r, θ) en coordenadas polares, en un instante dado t . $\Sigma(r, \theta, t)$ es la densidad de superficie del disco, ψ_P y ψ_S son los potenciales del planeta y de un satélite en órbita circular, respectivamente.

Las ecuaciones anteriores se linearizan respecto de las magnitudes sin perturbar (que en nuestro caso corresponde a $\psi_S = 0$) y se obtiene

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \Omega \frac{\partial}{\partial \theta} \right) u_r - 2\Omega u_\theta = -\frac{\partial}{\partial r} \psi_S$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \Omega \frac{\partial}{\partial \theta} \right) u_\theta + \frac{\Omega}{2} u_r = -\frac{\partial}{\partial \theta} \psi_S$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \Omega \frac{\partial}{\partial \theta} \right) \sigma = -\frac{\Sigma_0}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} (r u_r) + \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} \right],$$

donde (u_r, u_θ) son las perturbaciones a primer orden de la velocidad en coordenadas polares y σ la correspondiente a la densidad superficial.

Si el satélite se encuentra en órbita circular, su potencial puede expandirse en una serie de Fourier de la siguiente manera, $\psi_s(r, \theta, t) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \psi_m(r) \exp[im(\theta - \omega_s t)]$

En el caso estacionario, las cantidades perturbadas asumen la misma dependencia temporal que las perturbaciones, en este caso del satélite. Por lo tanto están *en fase*. Ya veremos que esto es de suma importancia a la hora de calcular el torque ‘transferido’ entre el satélite y el disco. Entonces se verifica:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow -im\omega_s, \quad \frac{\partial}{\partial \theta} \rightarrow -im$$

Igualando términos en m , se obtienen las expresiones de las componentes espectrales de la solución para u_r , u_θ y Σ :

$$\begin{aligned}\hat{u}_{rm}(r) &= -\frac{im}{rD} \left[(\Omega - \omega_s) r \frac{d}{dr} 2 \Omega \right] \psi_m(r) \\ \hat{u}_{\theta m}(r) &= \frac{1}{2rD} \left[2 m^2 (\Omega - \omega_s) + \Omega r \frac{d}{dr} \right] \psi_m(r) \\ \hat{\sigma}_m(r) &= \frac{-\Sigma_0}{im(\Omega - \omega_s)} \left[\frac{d}{dr} [(r\hat{u}_{rm}) + im\hat{u}_{\theta m}] \right]\end{aligned}$$

donde:

$$D(r) = \Omega^2 - m^2(\Omega - \omega_s)^2.$$

La solución queda así expresada como un operador diferencial actuado sobre el potencial perturbador. La condición $D(r) = 0$ define la ocurrencia de una *resonancia de Linblad*, dado que allí estos operadores divergen, En esta aproximación, su ubicación está dada por: $\Omega_m = \left(\frac{m}{m \pm 1} \right) \omega_s$, donde el signo + corresponde a una resonancia exterior y el - a una interior. En el caso $\Omega = \omega_s$ ocurren las resonancias de corotación.

Si se considera el potencial dado por un satélite en una órbita excéntrica y también la oblicuidad del planeta la ubicación de las resonancias de Linblad se modifica, y ahora vienen dadas por (ver por ejemplo Goldreich & Tremaine 1980): $(m + 1)\Omega_m - \Omega_P - m \omega_s = \pm \kappa$, donde κ es la frecuencia epicíclica, $\kappa^2 = \frac{2\Omega}{r_0} \frac{d(r_0^2 \Omega)}{dr_0} = (\Omega - \omega_{prec})^2$, y ω_{prec} es la frecuencia de precesión inducida por la oblicuidad del planeta.

3.2. El torque intercambiado entre el disco y el satélite

El torque ejercido por el satélite esta dado por:

$$\Gamma = - \int \int_{Disco} (\mathbf{r} \times \nabla \psi_s) \Sigma d^2 r. \quad (2)$$

Despues de linearizar y utilizando la identidad de Parseval, tenemos:

$$\Gamma = \sum_{m=1}^{\infty} \Gamma_m,$$

donde:

$$\Gamma_m = -4\pi m Im \left(\int_0^{\infty} dr r \sigma_m \psi_m \right), \quad (3)$$

indicando con ' Im ' la parte imaginaria, que aparece a partir del término $\partial \psi_m / \partial \theta$ en la ecuación 2. Desarrollando $D(r)$ a primer orden alrededor de la resonancia de Linblad, cambiando de variables a $x = r - r_L$, donde r_L es la ubicación exacta de la resonancia, y para valores de m suficientemente grandes, es posible expresar la componente espectral del torque de la siguiente manera (Meyer-Vernet & Sicardy 1987):

$$\Gamma_m = -4\pi m \Sigma_0 \frac{A(r, m)}{(a_m D'(a_m))} Im \left(\int \frac{dx}{x} \right), \quad (4)$$

donde $D' = dD/dr$, y $A(r, m)$ es un factor que depende del potencial del satélite. Esta integral puede resolverse por el método de los residuos en el plano complejo, donde se anula, ya que el polo está en el origen. Esto es de esperar porque la perturbación y las cantidades perturbadas están en fase. Desde un punto de vista estrictamente matemático, un torque no nulo aparece si se desplaza la posición de la resonancia en el eje imaginario de x a x_c , donde $x_c = x + i\alpha$ -es decir corriendo el polo a una posición distinta de 0. Esto es equivalente a agregar una componente imaginaria a la frecuencia perturbadora, es decir: $\omega_c = \omega_s (1 + i\alpha')$, donde la relación entre α y α' puede demostrarse que es: $\alpha' \approx (2/3)\alpha$. En este caso, la integral en la ecuación 4 se convierte en:

$$\text{Im} \left(\int \frac{dx}{x_c} \right) = \int \frac{\alpha dx}{\sqrt{x^2 + \alpha^2}} = -\pi \text{sgn}(\alpha)$$

y el torque transmitido deja de ser nulo:

$$\Gamma_m \approx 4\pi^2 \Sigma_0 \frac{A(r)^2}{3\Omega_m \omega_s}$$

Naturalmente el desplazamiento en el eje imaginario de la frecuencia debe ser producido físicamente y, de hecho, ocurre cuando se incluye un término de viscosidad, de autogravedad o de presión en las ecuaciones de balance de momento. La correspondientes relaciones de dispersión en esos casos pueden encontrarse Meyer-Vernet & Sicardy (1987).

Puede demostrarse que las aproximaciones efectuadas son válidas cuando se cumplen las siguientes condiciones:

$$(M_s/M_p)^{1/2} \ll \alpha$$

y

$$\alpha \ll 1/m,$$

la primera para que valga la expansión a primer orden y la siguiente es equivalente a la 'tight winding approximation', para que los términos que son sacados fuera de la integración en la ecuación 3, varíen poco en el dominio de integración.

Notar que el torque transmitido al disco no depende de la naturaleza de las autoiteracciones, pero éstas deben existir necesariamente para que el torque pueda depositarse en él.

Para obtener el cambio en los elementos del satélite se debe sumar sobre todas las resonancias que ocurren en el anillo (Goldreich & Tremaine 1980). Esto conduce a las siguientes expresiones aproximadas para la variación en el tiempo del eje semimayor, a , y la excentricidad, e , de un satélite de masa M_S que orbita en las cercanías de un anillo de masa M_a , ubicado a una distancia r del planeta central:

$$\begin{aligned} \frac{1}{a} \frac{da}{dt} &\sim \frac{M_S M_a}{M_P^2} \left(\frac{a}{a-r} \right)^4 \Omega \text{sgn}(a-r) \\ \frac{1}{e} \frac{de}{dt} &\sim -\frac{M_S M_a}{M_P^2} \left(\frac{a}{|a-r|} \right)^5 \Omega \end{aligned}$$

De este modo se verifica que el torque entregado por un satélite al anillo, produce un efecto 'repulsivo', lo cual permite que los satélites *confinen* al anillo y contraresten su expansión radial.

3.3. La dinámica de los anillos planetarios a través del estudio de la conservación acción radial

Con el objeto de determinar las condiciones en las cuales el torque que aportan los satélites compensa la disipación interna en un anillo, vamos a estudiar los cambios en la acción radial de N-cuerpos orbitando alrededor de un cuerpo central de masa M_* . En esta aproximación el anillo está representado como una colección de N cuerpos de masa m_i , en órbitas con ejes semimayores a_i y excentricidades e_i , $i = 1, 2, 3, \dots, N$. Así, la acción radial está dada por:

$$I_r = \sum_{i=1}^N m_i \sqrt{GM_* a_i} \left(1 - \sqrt{1 - e_i^2} \right). \quad (5)$$

En término de las energías, E_i , y los momentos angulares, J_i , la podemos reescribir como:

$$I_r = \sum_{i=1}^N \left(2^{-1/2} GM_* (m_i)^{3/2} (-E_i)^{-1/2} - J_i \right). \quad (6)$$

De este modo su variación en el tiempo es:

$$\frac{dI_r}{dt} = \sum_{i=1}^N \left(\frac{1}{\Omega_i} \frac{dE_i}{dt} - \frac{dJ_i}{dt} \right), \quad (7)$$

con $\Omega_i = \sqrt{GM_*}/(a_i)^{3/2}$. Si reescribimos la expresión 7, considerando un eje semimayor a_0 en el centro del anillo obtenemos:

$$\frac{dI_r}{dt} = \sum_{i=1}^N \left(\left(\frac{1}{\Omega_i} - \frac{1}{\Omega_0} \right) \frac{d(E_i - E_{i0})}{dt} + \frac{1}{\Omega_0} \frac{dE_i}{dt} - \frac{dJ_i}{dt} \right), \quad (8)$$

donde $E_{i0} = -GM_* m_i / (2a_0)$ and $\Omega_0 = \sqrt{GM_*} / (a_0)^{3/2}$.

La conservación de la energía y del momento angular la escribimos como:

$$\sum_{i=1}^N \frac{dJ_i}{dt} = \dot{J}_s, \quad (9)$$

$$\sum_{i=1}^N \frac{dE_i}{dt} = \dot{E}_s - \dot{E}_{dissip}, \quad (10)$$

donde \dot{J}_s y \dot{E}_s son las variaciones de energía y momento angular debido a los satélites y \dot{E}_{dissip} debido a disipación interna.

Ahora supondremos que parte de la contribución al torque recibido por el anillo proviene de resonancias de Linblad con satélites en órbita circular, de velocidades angulares: ω_k , $k = 1, 2, 3, \dots$. Para cada una de ellas tenemos: (Friedman & Schutz 1978) $\dot{E}_s = \omega_k \dot{J}_s$. También supondremos que existe un satélite en órbita excéntrica, que posee una resonancia de Linblad de número de onda $m + 1$. En este caso la velocidad angular patrón

correspondiente es $\Omega_{PP} = (\Omega_P + m\omega_s)/(m + 1)$, donde $2\pi/\omega_s$ es el período de este satélite. En este caso también podemos escribir: $\dot{E}_s = \Omega_{PP}\dot{J}_s$.

Supondremos que el anillo es angosto y reemplazamos Ω por su valor en el centro, Ω_0 y obtenemos, desarrollando a 2^o orden en $(a_i - a_0)$:

$$\frac{dI_r}{dt} = \frac{3}{2\Omega_0} \frac{d}{dt} \left(\sum_{i=1}^N m_i \Omega_0^2 (a_i - a_0)^2 \right) + \sum_k \left(\frac{\omega_k}{\Omega_0} - 1 \right) \dot{J}_k + \frac{\dot{J}_{m+1}}{m+1} - \frac{\dot{E}_{dissip}}{\Omega_0}, \quad (11)$$

donde los subíndices k y $m + 1$ denotan torques asociados debido a satélites en órbitas circular y excéntrica respectivamente. También despreciamos Ω_P , la cual es pequeña. Esta ecuación nos da la forma final de la tasa de cambio de la acción radial en el anillo. Ahora analizaremos algunos casos límites interesantes.

Anillo circular sujeto a disipación interna y a torques de satélites cercanos En este límite $I_r = 0$ y dado que no hay satélites en órbitas excéntricas, \dot{J}_{m+1} también se anula. Por lo tanto, tenemos,

$$\frac{3}{2\Omega_0} \frac{d}{dt} \left(\sum_{i=1}^N m_i \Omega_0^2 (a_i - a_0)^2 \right) = - \sum_k \left(\frac{\omega_k}{\Omega_0} - 1 \right) \dot{J}_k + \frac{\dot{E}_{dissip}}{\Omega_0}. \quad (12)$$

Esta ecuación da la tasa de expansión radial de un anillo circular. La disipación siempre provoca expansión, mientras que los torques de los satélites en órbita circular expanden o contraen al anillo dependiendo de si la velocidad angular patrón es menor o mayor que Ω_0 . Por lo tanto si $\dot{J}_k > 0$ para $\omega_k > \Omega_0$ y $\dot{J}_k < 0$ para $\omega_k < \Omega_0$, de esta manera estos torques pueden oponerse y compensar la expansión causada por la disipación interna en el anillo.

Anillo en estado estacionario con torques y disipación En este caso las derivadas temporales en [11](#) son cero y tenemos:

$$\frac{\dot{J}_{m+1}}{m+1} + \sum_k \left(\frac{\omega_k}{\Omega_0} - 1 \right) \dot{J}_k = \frac{\dot{E}_{dissip}}{\Omega_0}. \quad (13)$$

Esta ecuación expresa el balance entre el torque de los satélites y la disipación de energía. Cuando no hay satélites en órbitas circulares, esta ecuación se reduce a:

$$\frac{\dot{J}_{m+1}}{m+1} = \frac{\dot{E}_{dissip}}{\Omega_0}. \quad (14)$$

A esta ecuación podría agregarse una satélite con número de onda $m - 1$. Este caso es el de los anillos angostos y excéntricos del Sistema Solar.

La precesión de las órbitas de los cuerpos que componen un anillo angosto está dada por la oblicuidad del planeta:

$$\omega_{prec} = 3/2 \Omega J_2 (R/r)^2,$$

es decir que existe precesión diferencial. Bajo ciertas condiciones, ésta puede ser compensada por la auto-gravedad del anillo (Goldreich & Tremaine 1979a). Una cuestión

relevante es como se mantiene la excentricidad del anillo contra disipación interna. Las únicas fuentes de energía y momento angular externas, que existen para compensar esta disipación, provienen de los satélites pastores que confinan el anillo (Goldreich & Porco 1987). Tal como se ha visto en la sección anterior, mediante la utilización de la invariancia de la acción radial, puede verse que los satélites pueden compensar la disipación si existe resonancia de número de onda m que transfiera momento angular al modo de presesión uniforme $m = 1$, de modo que pueda establecerse la onda estacionaria, entonces, la pérdida de momento angular dada por la disipación colisional es compensada por una fracción $1/(m \pm 1)$ del torque intercambiado con los satélites (Papaloizou & Melita 2005, Melita & Papaloizou 2005).

4. Discusión

En este artículo se ha resumido la teoría dinámica de anillos planetarios y se ha ofrecido un formalismo simple, basado en la conservación de la acción radial, para analizar el confinamiento de los anillos y el mantenimiento de la excentricidad en anillos excéntricos. Hemos visto que la disipación provoca expansión radial y que, dadas las escalas de tiempo involucradas, sugiere que los anillos planetarios tendrían una edad mucho menor que la del Sistema Solar. Esta es uno de las cuestiones más intrigantes respecto a estos sistemas, cuya respuesta definitiva aún no puede ser resuelta. Por ejemplo, para dar una solución a este interrogante respecto del sistema de Saturno, deben conocerse todos los satélites que interactúan con los anillos y su órbitas exactas. Dado que las órbitas de los satélites responsables de confinar a los anillos evolucionan, para que todo el sistema se encuentre en estado estacionario, el momento angular que reciben (o ceden) los satélites pastores debe ser canalizado hacia el sistema principal de satélites de Saturno y esto puede realizarse si los anillos se encuentran en resonancia (Murray 2004). El satélite Mimas, es el más relevante a este respecto por ser el cuerpo más importante cercano al sistema. Para conocer si el estado estacionario puede alcanzarse, es decir si el sistema de anillos puede ser ‘congelado’, deben conocerse con gran precisión sus órbitas, para determinar posibles resonancias. Esta es una de las tareas principales de la sonda Cassini que, al presente, se encuentra orbitando en el sistema de Saturno. Las imágenes que ha ofrecido al presente han revelado una complejidad extra respecto de este problema, ya que delatan la interacción de naturaleza caótica entre Pandora y Prometeo, los satélites pastores del anillo F (ver por ejemplo Evans & Murray 2005).

Agradecimientos. Se agradece al C.O.L. de la 49^a Reunión de la Asociación Argentina de Astronomía por el apoyo recibido para realizar esta contribución. También deseo agradecer a C.D.Murray y J.C.B.Papaloizou, quienes me introdujeron en estos temas.

Referencias

- Burns J.A., Hamill P., Cuzzi J.N., Durisen R.H. 1979, AJ, 84, 1783.
- Burns J.A., Showalter M.R., Cuzzi, J.N., Pollack J.B. 1980, Icarus, 44, 339.
- Cook A.F. Framnklin F.A. 1964, AJ, 69, 183.
- Elliot J.L. 1979, A.R.A.&A, 17, 445.
- Friedman, J. L. and B.F. Schutz. 1978, ApJ, 221, 937.
- Goldreich P. & Tremaine S. 1978, ApJ, 222, 850.

- Goldreich P. & Tremaine S. 1979a, *ApJ*, 233, 857.
Goldreich P. & Tremaine S. 1979b, *Nature*, 277, 97.
Goldreich P. & Tremaine S. 1980. *ApJ*, 241, 425.
Goldreich P. & Tremaine S. 1982, *A.R.A.&A*, 20, 249.
Jeffreys H. 1947, *MNRAS*, 107, 260.
Kerr R.A., 1985, *Science* 230, 4730, 1150.
Laplace P.S. 1802, *Celestial Mechanics*, Reprinted in 1966 by Chelsea (New York) Vol 2.
Maxwell J.C. 1890, In *Collected Papers* Cambridge Univ Press. Cambridge U.K.
Papaloizou J.C.B. and M.D. Melita. 2005, *Icarus*. 175, 2, 435.
Melita M.D. and Papaloizou J.C.B. 2005, *Celestial Mechanics*, 91, 1-2, 151.
Meyer-Vernet N. & Sicardy B. 1987, *Icarus*, 69, 157.
Murray, C. D. 2004, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 36, 863.
Namouni F. & Porco C. 2002, *Nature*, 6884, 45.
Goldreich, P. and C.C. Porco 1987, *AJ*, 93, 724.
Robertson H.P. 1937. *MNRAS*, 97, 423.
Smith et al. 1979, *Science*, 104, 951.
Shu, F.H. 1984, In: *Planetary Rings*. The University of Arizona Press. Eds. Greenberg R. and Brahic A., 513.

PRESENTACIÓN ORAL

Análisis biparamétrico de cuatro familias de órbitas periódicas de transferencia rápida y de baja energía en el Problema Circular de Tres Cuerpos Restringido

C. B. Briozzo¹, A. M. Leiva²

(1) Facultad de Matemática, Astronomía y Física (FaMAF) - UNC

(2) Observatorio Astronómico Córdoba (OAC) - UNC

Abstract. In the Circular Restricted Three Body Problem (CR3BP) periodic orbits belong to monoparametric families in h (h -families) for a given μ , or to monoparametric families in μ (μ -families) for a given h . In this work we analyze the behaviour with varying μ of four h -families of fast periodic orbits performing transfers between the primaries. We show that they belong to a single biparametric family in both h and μ , presenting multiple intersections, bifurcations, and reconnections between h -families when μ is varied.

Resumen. En el Problema Circular de Tres Cuerpos Restringido (PC3CR) las órbitas periódicas integran familias monoparamétricas en h (h -familias) a μ fijo, o familias monoparamétricas en μ (μ -familias) a h fijo. En este trabajo se analiza el comportamiento al variar μ de cuatro h -familias de órbitas periódicas de transferencia rápida entre las primarias. Se muestra que integran una única familia biparamétrica en h y μ que presenta múltiples intersecciones, bifurcaciones y reconexiones entre h -familias al ir variando μ .

1. Introducción

En un trabajo previo Briozzo y Leiva (2004) presentaron una clasificación de las órbitas periódicas de transferencia rápida en el Problema Circular de Tres Cuerpos Restringido (PC3CR) Tierra–Luna, consistente en más de 70 familias parametrizadas por $h = -C/2$ (h -familias), donde C es la constante de Jacobi. Surgió entonces naturalmente la cuestión de cómo se continúan éstas familias en función del parámetro de masa μ . En un trabajo posterior Martínez et al. (2005) prolongaron analíticamente algunos miembros de la h -familia 037 para μ decreciente, hallando que tras una bifurcación las nuevas ramas de estas μ -familias retornaban a miembros de las h -familias 043 y 056. Sin embargo la estructura de bifurcaciones hallada para algunas de estas μ -familias era confusa. En este trabajo implementamos una nueva estrategia de continuación, mostrando que en realidad estamos en presencia de una compleja familia biparamétrica en h y μ .

2. Procedimiento

Trabajamos en el PC3CR, en coordenadas sinódicas. Utilizamos dos secciones de Poincaré (Verhulst 1990): Σ_1 en la coordenada $x = x_{L1}$ del primer punto Lagrangiano, en la cual

realizamos la continuación en h ; y Σ_2 en $y = 0$, en la cual realizamos la continuación en μ .

Partimos de las h -familias 037, 043 y 056 de Briozzo y Leiva (2004) para $\mu = \mu_{TL} \simeq 0,012150$, valor correspondiente al sistema Tierra–Luna. Las h -familias 037 y 043 son familias asimétricas de órbitas periódicas asimétricas (Hénon 1997), mientras que la 056 es una familia simétrica de órbitas periódicas simétricas.

De cada h -familia, seleccionamos los miembros de las mismas pertenecientes a la μ -familia 3 de Martínez et al. (2005). La continuación se realizó disminuyendo μ desde μ_{TL} , en pasos $\Delta\mu = 2 \times 10^{-4}$. Para cada μ reconstruimos las correspondientes h -familias por continuación analítica, variando h en pasos $\Delta h = 10^{-4}$ y utilizando extrapolación polinomial (Press 1992) como semilla de un método de Newton–Raphson que reconverge al nuevo punto fijo con error relativo 10^{-9} . Esta continuación fue interrumpida cuando el método de Newton–Raphson tomaba más de 200 iteraciones para converger o divergía, o cuando el autovalor inestable del punto fijo pasaba de $2,5 \times 10^4$. Las iteraciones del mapa de Poincaré se realizaron por integración de las ecuaciones de movimiento mediante un algoritmo de Bulirsch–Stoer con precisión relativa 10^{-14} .

3. Resultados

La figura 1 muestra la familia biparamétrica en h y μ hallada. Las secciones a μ constante son curvas características $y(h)$ sobre Σ_1 de las correspondientes h -familias, que a $\mu = \mu_{TL}$ son las identificadas como 037, 043, 056 y 357 por Briozzo y Leiva (2004). La figura 2 muestra en detalle estas curvas características para algunos valores seleccionados de μ .

4. Discusión

Como puede apreciarse en la figura 1, la estructura de la familia biparamétrica en h y μ hallada es bastante más compleja de lo que permitían sopear los resultados iniciales encontrados por Martínez et al. (2005). La diferente técnica de continuación implementada aquí nos ha permitido concluir que la confusa estructura de bifurcaciones de varias de las μ -familias reconstruidas en ese trabajo, se debía a que allí la continuación en μ no se realizó a h constante, por lo que las μ -familias obtenidas no eran secciones a h constante de la familia biparamétrica de la figura 1.

Las intersecciones, bifurcaciones y reconexiones entre las h -familias 037, 043, 056 y 357 pueden apreciarse en la figura 2. La continuación analítica en μ se extendió desde $\mu = \mu_{TL}$ hasta $\mu \simeq 0,0089$ sin que aparecieran otras reconexiones o intersecciones aparte de las discutidas a continuación.

Para $\mu \geq 0,0109505$ las cuatro h -familias están bien diferenciadas y no presentan intersecciones. A $\mu = 0,0107505$ las h -familias 037 y 043 se han reconectado en otras dos h -familias diferentes, las que ahora presentan sendas bifurcaciones a partir de la h -familia 056. En el sentido de μ creciente estas bifurcaciones se van acercando hasta que a $\mu \simeq 0,01085$ colapsan en una intersección múltiple de tres h -familias, para luego desaparecer dejando tres h -familias (037, 043 y 056) que no se intersectan.

Análogamente, a $\mu = 0,0103105$ las h -familias 056 y 357 están a punto de intersectarse y reconectarse. A $\mu = 0,0102905$ ello ya ha ocurrido, y las nuevas h -familias así formadas presentan sendas bifurcaciones a las formadas por reconexión de las h -

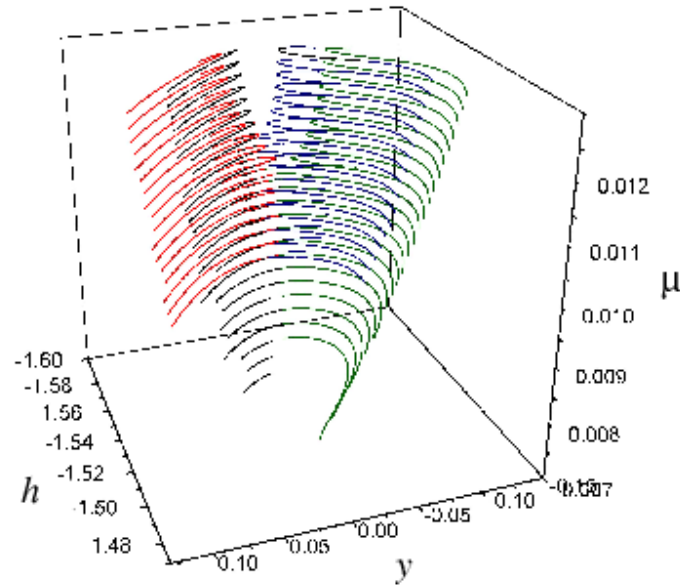


Figura 1. Familia biparamétrica en h y μ . Las secciones a μ constante son curvas características $y(h)$ sobre Σ_1 de las h -familias identificadas como 037 (negro), 043 (rojo), 056 (azul) y 357 (verde) a $\mu = \mu_{TL}$.

familias 037 y 043. En el sentido de μ creciente tenemos dos h -familias con sendos puntos de retorno en h que se acercan progresivamente hasta que a $\mu \simeq 0,01030$ colapsan en una intersección, para luego desaparecer dejando dos h -familias diferentes con sendos puntos de retorno en y .

Conceptualmente, el resultado más importante mostrado aquí es que la identidad de las h -familias a un μ dado, puede desaparecer al variar μ : al ocurrir reconexiones como las mostradas, segmentos que a un dado μ pertenecen a una misma h -familia, pueden pasar a integrar varias h -familias diferentes a otro valor de μ .

A este respecto, debemos destacar que la h -familia 357 no se hallaba incluida en el trabajo de Briozzo y Leiva (2004). Esta h -familia simétrica de órbitas periódicas simétricas fué descubierta en este trabajo, a partir de su intersección y reconexión con la h -familia 056. Posteriormente hemos realizado una reconstrucción completa de la h -familia 357 para $\mu = \mu_{TL}$ obteniendo las correspondientes curvas características, resultados que no presentamos aquí por razones de brevedad. Baste remarcar la utilidad potencial de la continuación analítica en μ para descubrir nuevas h -familias de órbitas periódicas en el PC3CR Tierra-Luna.

Agradecimientos. Este trabajo ha sido financiado parcialmente por el Subsidio No. 162/06 de la Secretaría de Ciencia y Tecnología de la Universidad Nacional de Córdoba.

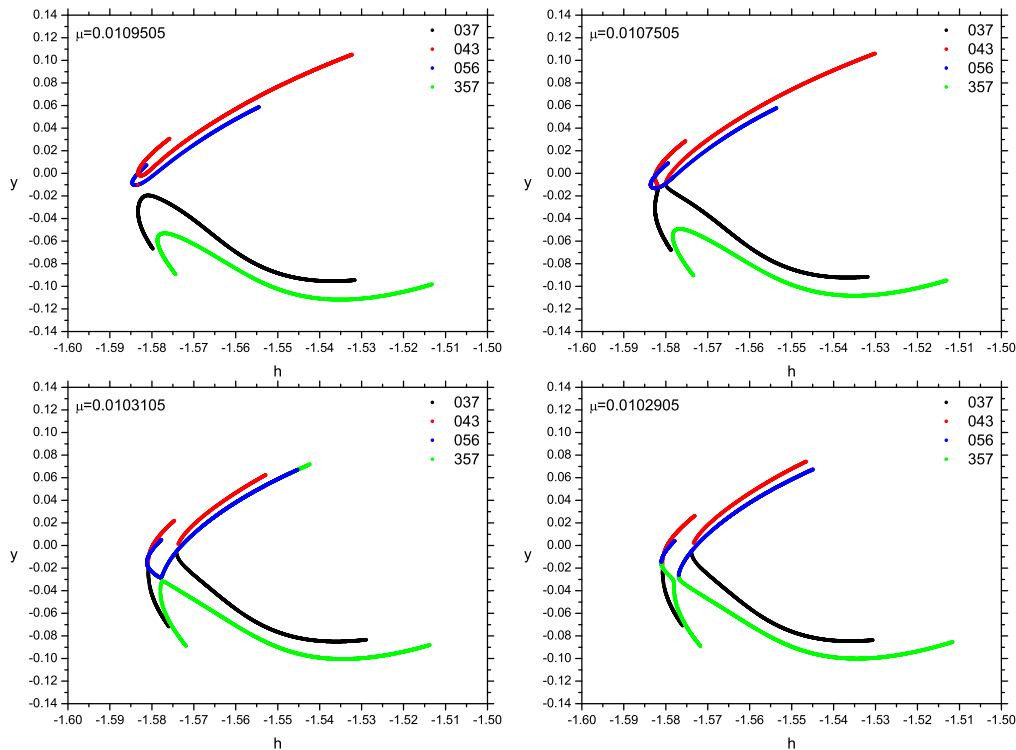


Figura 2. Curvas características $y(h)$ sobre Σ_1 de las h -familias identificadas como 037, 043, 056 y 357 a $\mu = \mu_{TL}$, para algunos valores seleccionados de μ indicados en cada panel.

Referencias

- Briozzo, C. B. & Leiva, A. M. 2004, BAAA, 47, 77–80.
- Hénon, M. 1997, *Generating Families in the Restricted Three Body Problem*, Springer-Verlag LNP M52, Berlin.
- Martínez, A. H., Briozzo, C. B., & Leiva, A. M. 2005, BAAA, 48, 61–66.
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., Flannery, B. P. 1992, *Numerical Recipes 2nd Edition*, Cambridge University Press, New York.
- Verhulst, F. 1990, *Nonlinear Differential Equations and Dynamical Systems*, Springer-Verlag, Berlin.

PRESENTACIÓN ORAL

Evolución colisional y dinámica del Cinturón Principal de Asteroides y NEAs

G. C. de Elía¹, A. Brunini¹

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

Abstract. In this work, we analyze the collisional evolution of the Main Belt and NEA population taking into account the major dynamical features present in both populations, such as the Yarkovsky effect and the powerful and diffusive resonances. The proposed treatment allows us to calculate the direct collisional injection into the powerful resonances and to study the collisional exchange of mass between the different regions of the Main Belt. In addition, our model is in agreement with the major observational constraints associated with the Main Belt and NEA populations.

Resumen. En este trabajo, analizamos la evolución colisional del Cinturón Principal de asteroides y NEAs, teniendo en cuenta los más importantes mecanismos dinámicos presentes en ambas poblaciones, tales como el efecto Yarkovsky y las resonancias poderosas y difusivas. El tratamiento propuesto nos permite calcular algunas cuestiones relevantes asociadas con la tasa de inyección colisional dentro de las resonancias poderosas y la mezcla de material entre las diferentes regiones del cinturón de asteroides. Además, nuestro modelo es capaz de satisfacer las más importantes restricciones observacionales asociadas con el Cinturón Principal de asteroides y los NEAs.

1. Introducción

La evolución colisional y dinámica del Cinturón Principal de asteroides y los asteroides cercanos a la Tierra (NEAs) ha sido rigurosamente estudiada por muchos autores durante los últimos años. En efecto, Bottke et al. (2005a) desarrollaron un código de evolución colisional destinado a estudiar la pérdida de masa del cinturón de asteroides desde el final de la época de acreción hasta nuestros días. Por otra parte, O'Brien & Greenberg (2005) desarrollaron un código numérico destinado a modelar la evolución del Cinturón Principal de asteroides y NEAs, considerando procesos colisionales y mecanismos dinámicos tales como el efecto Yarkovsky y las resonancias orbitales. Más tarde, Bottke et al. (2005b) desarrollaron un estudio destinado a analizar la historia colisional del Cinturón Principal de asteroides combinando el algoritmo colisional delineado por Bottke et al. (2005a) y los resultados dinámicos derivados por Petit et al. (2001).

Siguiendo esta línea de investigación, nosotros desarrollamos un nuevo algoritmo colisional que tiene en cuenta los principales mecanismos dinámicos presentes en el Cinturón Principal de asteroides y la región de los NEAs. La diferencia más notable entre los trabajos de Bottke et al. (2005a), O'Brien & Greenberg (2005), Bottke et al. (2005b) y nuestro estudio es que nuestro modelo propone dividir el Cinturón Principal

de asteroides en tres regiones diferenciadas, cuyos límites están dados por las resonancias poderosas ν_6 , 3:1, 5:2 y 2:1, lo cual nos ha permitido analizar algunas cuestiones relacionadas con la mezcla de material en el cinturón de asteroides y las tasas de inyección colisional dentro de aquellas estructuras resonantes. Una descripción rigurosa del algoritmo numérico utilizado puede encontrarse en de Elía & Brunini, aceptado en *Astronomy & Astrophysics* el 15 de Enero de 2007. Aquí, nosotros presentamos los resultados alcanzados a partir de la aplicación de dicho código sobre la evolución del Cinturón Principal de asteroides y NEAs.

2. Resultados

2.1. Distribuciones de Tamaño del Cinturón Principal y los NEAs

La Fig. 1 (Izquierda) muestra los valores estimados para la distribución de tamaño del Cinturón Principal obtenidos a partir de nuestras simulaciones. Por otra parte, la Fig. 1 (Derecha) muestra nuestra estimación de la distribución de tamaño de los NEAs, la cual es descrita en términos de la magnitud absoluta H . Tales estimaciones resultan ser altamente consistentes con el dato observacional propuesto.

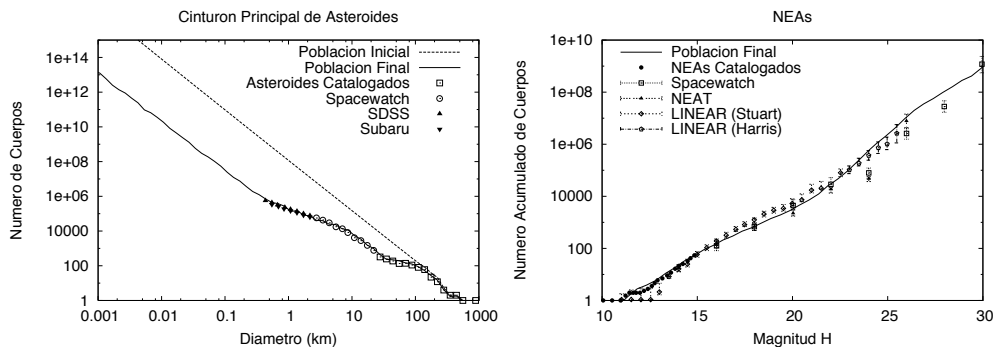


Figura 1. *Izquierda*: Distribución de tamaño del Cinturón Principal de asteroides. *Derecha*: Distribución de tamaño asociada a los NEAs.

El análisis de los procesos colisionales y de los mecanismos dinámicos que actúan sobre el cinturón de asteroides y los NEAs nos permite inferir que el efecto Yarkovsky es el mecanismo principal que remueve material del Cinturón Principal, siendo más efectivo que la inyección colisional directa dentro de las resonancias poderosas, lo cual es consistente con el trabajo desarrollado por Morbidelli & Vokrouhlický (2003). En efecto, mientras que 891 asteroides más grandes que 1 km son removidos por millón de años debido a la acción del efecto Yarkovsky, los procesos colisionales inyectan un total de 25, 38 y 68 asteroides mayores a 1 km por millón de años dentro de las resonancias poderosas ν_6 , 3:1 y 5:2, respectivamente.

2.2. Historia Colisional del asteroide Vesta

Con un diámetro de aproximadamente 500 km, Vesta orbita el Sol a una distancia media de 2.362 UA. Este objeto representa uno de los casos más peculiares de nuestro Sistema Solar ya que resulta ser el único asteroide diferenciado conocido que cuenta además con una corteza basáltica intacta. Nosotros encontramos que objetos de 500 km de diámetro

habitando el anillo interno del Cinturón Principal de asteroides (esto es, $2 < a < 2.5$ UA) tienen tiempos de vida colisionales medios de aproximadamente 1.77×10^{10} años, lo cual nos permite inferir que un objeto como Vesta tiene aproximadamente un 75 % de probabilidades de sobrevivir sin recibir un impacto catastrófico sobre la edad del Sistema Solar, lo cual está de acuerdo con la preservación de la corteza basáltica de dicho asteroide.

2.3. Familias de Asteroides

La existencia de familias de asteroides representa una clara consecuencia de la actividad colisional presente en el Cinturón Principal de asteroides. Existe aproximadamente un total de 60 grupos de asteroides estadísticamente significativos en el espacio de los elementos propios, siendo posible identificar alrededor de 25 familias confiables. Nuestras simulaciones predicen la formación de 8 familias de asteroides a partir de cuerpos precursores con diámetros mayores a los 200 km, lo cual es consistente con aquello discutido por Davis et al. (1985) quienes sugieren la existencia de 8 grandes familias formadas por la disrupción de objetos mayores a los 200 km.

2.4. Tiempo de Exposición a los Rayos Cósmicos de los Meteoritos

El tiempo de exposición a los rayos cósmicos de los meteoritos representa el intervalo durante el cual un objeto de aproximadamente 1 metro de diámetro estuvo expuesto a los rayos cósmicos, entre la liberación desde su cuerpo precursor hasta su arribo a la Tierra. De acuerdo a Morbidelli & Gladman (1998), los tiempos de exposición a los rayos cósmicos de los diferentes tipos de condritas ordinarias, las cuales representan la clase más común de meteoritos, se extienden desde unos pocos millones de años hasta 100 millones de años, con un valor medio de $\sim 10 - 20$ millones de años. Nuestro algoritmo estima tiempos de vida colisionales medios de $\sim 3.2 - 6.8$ millones de años para objetos de aproximadamente 1 metro de diámetro pertenecientes al Cinturón Principal de asteroides, lo cual está dentro de un factor $\sim 2 - 3$ del tiempo de exposición medio observado sobre los meteoritos.

2.5. Mezcla de Clases Taxonómicas

La mezcla de clases taxonómicas existente en el Cinturón Principal de asteroides ha sido ampliamente estudiada por Mothé-Diniz et al. (2003). Nuestro trabajo no tiene como objetivo reproducir la mezcla de taxonomías existente en dicha región sino determinar si ha existido algún mecanismo lo suficientemente efectivo como para mezclar el material entre las diferentes regiones del cinturón de asteroides y a partir de ello analizar si tal distribución de clases taxonómicas resulta ser un rasgo característico del proceso de formación del Cinturón Principal o pudo haber sido delineada durante la evolución del Sistema Solar. Nuestros resultados indican que, después de 4500 millones de años de evolución, cada uno de los tres anillos que modelan nuestro Cinturón Principal de asteroides conserva más del 99 % de su masa primordial. A partir de esto, nosotros concluimos que la distribución de clases taxonómicas observada en el cinturón de asteroides no puede ser explicada a partir del intercambio colisional de masa ni por la acción del efecto Yarkovsky. Estos resultados nos sugieren que la mezcla de taxonomías del cinturón de asteroides debería ser un rasgo característico asociado al proceso de formación de esta estructura, otorgándole un carácter primordial.

3. Conclusiones

Nosotros hemos presentado un nuevo algoritmo colisional que tiene en cuenta los principales mecanismos dinámicos presentes en el Cinturón Principal de asteroides y la región de los NEAs. Este código numérico es capaz de satisfacer las más importantes restricciones observacionales asociadas con estas poblaciones. A partir de un tratamiento dinámico novedoso, este algoritmo nos ha permitido analizar algunas cuestiones asociadas a la mezcla de material existente en el Cinturón Principal de asteroides y a las tasas de inyección colisional dentro de las resonancias poderosas. En efecto, nuestros resultados indican que la distribución de taxonomías observada en el cinturón de asteroides es un rasgo primordial de esta estructura. Por otra parte, nuestro análisis demuestra que el efecto Yarkovsky es el mecanismo principal que remueve material del Cinturón Principal, siendo más efectivo que la inyección colisional directa dentro de las resonancias poderosas.

Finalmente, nuestro código puede ser adaptado con el objeto de estudiar la evolución colisional y dinámica de cualquier población de pequeños cuerpos.

Referencias

- Bottke, W.F., Durda, D.D., Nesvorný, D., Jedicke, R., Morbidelli, A., Vokrouhlický, D., & Levison, H. 2005a, *Icarus*, 175, 111
- Bottke, W.F., Durda, D.D., Nesvorný, D., Jedicke, R., Morbidelli, A., Vokrouhlický, D., & Levison, H. 2005b, *Icarus*, 179, 63
- Davis, D.R., Chapman, C.R., Weidenschilling, S.J., & Greenberg, R. 1985, *Icarus*, 62, 30
- de Elía, G.C. & Brunini, A., aceptado en *A&A* 15 de Enero de 2007
- Morbidelli, A. & Gladman, B. 1998, *Meteoritics and Planetary Science*, 33, 999
- Morbidelli, A., & Vokrouhlický, D. 2003, *Icarus*, 163, 120
- Mothé-Diniz, T., Carvano, J.M., & Lazzaro, D. 2003, *Icarus*, 162, 10
- O'Brien, D.P. & Greenberg, R. 2005, *Icarus*, 178, 179
- Petit, J., Morbidelli, A., & Chambers, J. 2001, *Icarus*, 153, 338

PRESENTACIÓN ORAL

Formación de planetas gigantes en el marco del crecimiento oligárquico para el núcleo

A. Fortier^{1,2}, O. G. Benvenuto^{1,2}, A. Brunini^{1,2}
(1) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - UNLP*
(2) *Instituto de Astrofísica de La Plata, IALP, CONICET*

Abstract. In the frame of the core instability model, we present calculations of *in situ* giant planet formation considering the oligarchic growth regime of planetesimals as the time dependent core accretion rate. We also include the gas drag effect from the atmosphere in the calculation of the effective cross section. Several simulations of the formation of an object at 5.2 AU from the Sun have been performed, being the main result that including the gas drag effect produces an important enhancement on the protoplanet's effective capture radius, leading to a timescale reduction but doubling the final mass of solids accreted.

Resumen. En el marco del modelo de inestabilidad nucleada, calculamos la formación *in situ* de un planeta gigante considerando el régimen de crecimiento oligárquico de los embriones sólidos como la tasa de crecimiento del núcleo. Incluimos también el efecto de frenado gaseoso producido por la atmósfera en el cálculo de la sección eficaz. Se realizaron varias simulaciones de la formación de un objeto ubicado a 5.2 UA del Sol, encontrando que la inclusión del efecto de frenado por el gas atmosférico produce un importante aumento en el radio de captura llevando a una reducción del tiempo de formación pero duplicando la masa final de sólidos acumulados.

1. Introducción

El presente trabajo del cálculo de formación de planetas gigantes se enmarca en el modelo de inestabilidad nucleada. El régimen de acreción de sólidos usualmente utilizado en estos casos es lo suficientemente rápido como para que la formación del núcleo no influya en el tiempo total de formación del objeto, quedando la escala de tiempo casi completamente regulada por la acreción gaseosa (por ejemplo, Pollack et al. (1996)). Sin embargo, simulaciones de N-cuerpos demuestran que objetos de tamaños comparables con el de la Luna perturban considerablemente a los planetesimales que los rodean, termalizando el disco y reduciendo considerablemente la tasa de crecimiento de los mismos. Solo aquellos más masivos continúan su crecimiento en un régimen conocido como "crecimiento oligárquico". De este modo, la escala de tiempo de formación del núcleo deja de ser despreciable y pasa a ser un factor adicional a la hora de estimar la escala completa de formación de los planetas gigantes. Dado que en el marco de la teoría de inestabilidad nucleada se encuentran dificultades para conciliar el tiempo de formación que arrojan las simulaciones con los tiempos de vida característicos obser-

vados en los discos circunestelares (estimado en menos de 10^7 años), la elección de la tasa de crecimiento del núcleo no es una cuestión menor.

2. Procedimiento

Las ideas generales del modelo empleado en el presente trabajo fueron introducidas previamente por Benvenuto & Brunini (2005). El código numérico utilizado resuelve las ecuaciones diferenciales de la estructura gaseosa, cuya solución nos provee de las magnitudes termodinámicas para caracterizar a la envoltura, permitiendo el cálculo auto-consistente de la tasa de crecimiento de la misma. Simultáneamente, se calcula la tasa de acreción de sólidos acoplada a la evolución de toda la estructura del protoplaneta.

Según la teoría de partículas en una caja de Safranov (1969), la tasa de crecimiento del núcleo puede aproximarse por $\frac{dM_c}{dt} \simeq 3 \frac{\Sigma}{2h} \pi R_{\text{eff}}^2 v_{\text{rel}}$, siendo M_c la masa del núcleo, Σ la densidad superficial de sólidos, h la altura de escala del disco de sólidos, R_{eff} el radio efectivo de captura, v_{rel} la velocidad relativa de los planetesimales respecto del embrión.

En ausencia de atmósfera, el cálculo del radio efectivo puede aproximarse mediante la ecuación $R_{\text{eff}}^2 = R_c^2 \left(1 + \left(\frac{v_{\text{esc}}}{v_{\text{rel}}} \right)^2 \right)$, con R_c el radio del núcleo y v_{esc} la velocidad de escape de su superficie. Sin embargo, cuando el gas ligado forma una atmósfera no despreciable, los planetesimales pierden energía por efecto del frenado gaseoso, pudiendo ser capturados a distancias mayores a las dadas por R_{eff} . De este modo, una estimación adecuada de la sección eficaz debe incluir un modelo para este fenómeno.

En presencia de una envoltura gaseosa, consideramos que dos fuerzas actúan sobre el proyectil modificando su trayectoria (que se supone rectilínea fuera de los límites del protoplaneta); la fuerza gravitatoria y el frenado gaseoso que, para un objeto esférico de radio r_m moviéndose a una velocidad v viene dado por la ley de Stokes. Integrando las ecuaciones de movimiento se calcula la trayectoria de un planetesimal y se define el parámetro de impacto como la distancia desde el centro del planeta a partir de la cual las órbitas de los proyectiles comienzan a ser abiertas.

Según nuestras simulaciones, la incorporación del efecto de frenado gaseoso comienza a ser relevante cuando el gas ligado al núcleo es del orden de $10^{-4} M_{\oplus}$ siendo, hacia el final de la formación del protoplaneta, el parámetro de impacto hasta un factor 10

mayor que el R_{eff} calculado según la ecuación $R_{\text{eff}}^2 = R_c^2 \left(1 + \left(\frac{v_{\text{esc}}}{v_{\text{rel}}} \right)^2 \right)$.

3. Resultados

Comenzamos la simulación con un embrión sólido de $0,005 M_{\oplus}$ ubicado a una distancia de 5,2 UA y en órbita circular alrededor del Sol. Permitimos la acreción tanto sólida como gaseosa hasta que el protoplaneta alcance la masa de Júpiter, momento en que la simulación es truncada. La zona de alimentación se define como un anillo de 8 radios de Hill centrado en la órbita del planeta, donde la densidad superficial de sólidos Σ es considerada uniforme pero variable con el tiempo debido a la acreción por parte del embrión.

El cuadro 1 muestra los resultados obtenidos para diferentes valores de la masa del disco protoplanetario y para dos tamaños de planetesimales. Las masas de los discos

consideradas corresponden a 6, 7, 8, 9 y 10 veces la correspondiente a la Nebulosas de Masa Mínima Solar (NMMS) (Hayashi, 1981). La población de planetesimales del disco presupone un tamaño fijo para los mismos. Por tal motivo, hemos hecho simulaciones para dos tamaños de planetesimales distintos, considerando radios de 10 y 100 km. En la tabla mencionada se pueden observar los resultados para las simulaciones donde no se considera el frenado por el efecto de la envoltura, y donde éste es incluido. Cuando el frenado gaseoso no es considerado vemos que el tiempo de formación (columnas 2 y 4) es considerablemente menor para los planetesimales más pequeños pero la masa final del núcleo es mayor. Ésto mismo se observa cuando se incorpora el frenado gaseoso y se comparan las simulaciones para los dos tamaños de planetesimales. Por otra parte, si se compara para el mismo tamaño de planetesimales los resultados de las simulaciones que incluyen el *drag* con aquellas que no lo incluyen, se aprecia que el efecto de frenado, el cual aumenta la sección eficaz de captura, es muy relevante. Por ejemplo, en el caso de un disco de 6NMMS con una población de planetesimales de 100 km, el tiempo completo de formación es de aproximadamente 17×10^6 años siendo la masa final del núcleo $28 M_{\oplus}$. Notemos que en nuestro modelo todos los sólidos acretaados son acumulados en el centro del protoplaneta. Por otra parte, cuando incluimos el frenado gaseoso, el tiempo de formación se reduce en 5×10^6 años pero la masa de sólidos resulta aumentada en un factor 2,15 respecto del caso anterior. Si repetimos estos cálculos para discos más masivos encontramos un comportamiento similar, con la escala de tiempo reducida entre un 30 % y un 40 % la masa total de sólidos acumulada aumentada en un factor 2,15 a 2,35 dependiendo de la masa del disco protoplanetario considerada (Ver cuadro 1, columnas 2, 3, 6 y 7). Si se modifica el tamaño de los planetesimales y consideramos ahora que los objetos acretaados tienen un radio de 10 km los tiempos de formación resultan más cortos y la masa final del núcleo mayor. Sin embargo, el efecto neto del frenado gaseoso es prácticamente el mismo que en el caso anterior (ver cuadro 1, columnas 4, 5, 8 y 9).

Table 1. Comparación de escalas de tiempo de formación y masa del núcleo de un planeta gigante ubicado a 5,2 UA para distintas masas del disco protoplanetario. Ver texto para mayor información.

Disco [NMMS]	Sin el drag gaseoso				Con el drag gaseoso			
	r=100 km		r=10 km		r=100 km		r=10 km	
	t [My]	Núcleo [M_{\oplus}]	t [My]	Núcleo [M_{\oplus}]	t [My]	Núcleo [M_{\oplus}]	t [My]	Núcleo [M_{\oplus}]
6	17	28	9	34	12	60	5,6	69
7	14	32	7	40	9	70	4	80
8	11	36	6	45	7	81	3	92
9	10	40	4,8	50	6	91	2,2	104
10	8	43	1	55	5	100	1,75	115

4. Discusión y conclusiones

El objetivo del presente trabajo es mostrar la importancia de incluir el frenado gaseoso producido por la atmósfera de un planeta gigante en formación cuando se quiere estimar la sección eficaz de captura de planetesimales para la formación del núcleo. La tasa de

crecimiento del núcleo corresponde al régimen de crecimiento oligárquico que, hasta el conocimiento de estos autores, no había sido considerado en un cálculo auto-consistente de estas características. De nuestras simulaciones se desprende que R_{eff} puede llegar a incrementarse hasta un factor 10, teniendo ésto repercusiones directas en el tiempo de formación planetaria y en la masa final de sólidos acumulados.

Si bien es cierto que la masa del núcleo de nuestras simulaciones es muy superior a los valores actualmente aceptados para la masa total de sólidos estimada para Júpiter, $M_c \lesssim 11 M_{\oplus}$ y $1 M_{\oplus} \lesssim M_c + M_Z \lesssim 39 M_{\oplus}$ (Saumon & Guillot, 2004), el objetivo que se persigue es mostrar la importancia relativa de incluir el frenado producido por la envoltura. Notemos que nuestro modelo permite un cálculo auto-consistente de sus magnitudes termodinámicas y el perfil de la densidad del gas surge naturalmente como solución de las ecuaciones de estructura. Por otra parte, dado que en las presentes simulaciones no se han incluido efectos relevantes como la migración de los planetesimales en el disco por el frenado del gas nebular, tanto las escalas de tiempo como la masa de sólidos se verán considerablemente modificadas cuando ésto sea considerado. Asimismo, el tamaño de los planetesimales repercute directamente en el tiempo de formación y en el tamaño final del núcleo. En el futuro, esperamos poder incorporar una población de planetesimales que contemple una distribución de tamaños, lo cual nos permitirá una mejor estimación de los tiempos de formación y de la masa de los núcleos.

Referencias

- Benvenuto, O. G., & Brunini, A. 2005, MNRAS, 356, 1383
Hayashi, C. 1981, Progress of Theoretical Physics Supplement, 70, 35
Pollack, J. B., Hubickyj, O., Bodenheimer, P. et al. 1996, Icarus, 124, 62
Safranov, V.S. 1969, in Evolution of of the Protoplanetary Cloud and Formation of the Earth and Planets. Nauka, Moscow
Saumon, D., & Guillot, T. 2004, ApJ, 609, 1170
Thommes, E. W., Duncan, M. J., & Levison, H. F. 2003, Icarus, 161, 431

PRESENTACIÓN ORAL

Orientación de nubes magnéticas utilizando análisis de varianza mínima

A. M. Gulisano¹, S. Dasso^{1,2}, C. H. Mandrini¹ y P. Démoulin³

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

²*Departamento de Física, FCEyN, UBA, Buenos Aires, Argentina.*

³*Observatoire de Paris, LESIA, Meudon, France.*

Abstract. Magnetic clouds (MCs) at 1 AU present distinctive characteristics from the surrounding solar wind. The minimum variance (MV) technique applied to a temporal series of magnetic data observed on a satellite trajectory permits to find the orientation of the principal axis very well when the distance to the cloud axis (i. e. impact parameter, p) is negligible; when this is not the case the direct application of this technique can be questionable. In this work we generate a set of synthetic clouds with different orientations and p . These clouds are modeled assuming local cylindrical symmetry and a linear force free field for their magnetic configuration. Our goal is to treat the magnetic field values of these synthetic clouds as if they were data observed by a satellite, and estimate the error that the direct application of MV introduces when p is not small. These results are useful to improve the estimations of global magneto-hydrodynamic magnitudes in interplanetary magnetic clouds.

Resumen. Las nubes magnéticas observadas a 1 UA presentan características propias que las distinguen de las observadas en el viento solar usual. El método de varianza mínima (VM), aplicado a la serie temporal que resulta de las observaciones de un satélite con una trayectoria tal que su distancia al eje de la nube (parámetro de impacto, p) es despreciable, permite encontrar la orientación de los ejes principales de la nube con muy buena aproximación. Sin embargo, cuando p no es despreciable, la aplicación directa de este método puede ser cuestionable. En este trabajo hemos generado un conjunto de nubes sintéticas que difieren en su orientación y valor de p . Estas nubes sintéticas se modelan suponiendo simetría cilíndrica local y una configuración libre de fuerzas lineal para sus configuraciones magnéticas. Nuestro objetivo es utilizar los valores del campo magnético de estas nubes sintéticas como si fuesen datos satelitales observados, y estimar el error que introduce la utilización directa del método de VM cuando p no es chico. Estos resultados son muy útiles para mejorar estimaciones de magnitudes magnetohidrodinámicas globales de nubes magnéticas interplanetarias.

1. Introducción

Las nubes magnéticas (NMs) son estructuras de plasma magnetizado con propiedades características. Varios autores han considerado que estas configuraciones presentan

simetría cilíndrica local a 1 unidad astronómica (UA) (ver, por ejemplo, Dasso et al., (2005) y referencias allí citadas). Para NMs con esta geometría el método de varianza mínima (VM) aplicado a la serie temporal del campo magnético (ver Bothmer et al., 1998) permite estimar muy bien la orientación del eje de simetría cuando la distancia entre el eje y la trayectoria del satélite (p) sea despreciable frente al radio de la nube. Cuando p no es despreciable este enfoque podría ser cuestionable. Para estimar el error introducido por el método de VM generamos un conjunto de NMs considerando una geometría cilíndrica para su configuración magnética y un campo libre de fuerzas lineal (ver Lundquist, 1950) con distintas orientaciones y valores de p . Realizamos un estudio de VM de manera similar al que se aplica a observaciones de nubes dadas por datos de un satélite, y así encontramos las orientaciones y los parámetros del modelo de Lundquist que mejor ajustan a nuestros datos sintéticos. Luego comparamos los resultados del análisis de VM con los valores que usamos para generar las nubes. Esto nos permite estimar los errores en la orientación y en las magnitudes globales, como por ejemplo la helicidad magnética por unidad de longitud. En la Sección 2, describimos los parámetros utilizados para la generación de nubes sintéticas. En la Sección 3 comparamos los resultados de nuestro análisis de VM con los parámetros originales que caracterizan las nubes generadas, y finalmente en la Sección 4 resumimos nuestros resultados.

2. Generación de nubes sintéticas

Los detalles del modelo usado para generar las NMs sintéticas pueden verse en Dasso et al., (2005). Los parámetros utilizados fueron $B_0 = 20$ nT (intensidad del campo en el eje de la nube), $\alpha = 2,4/R$ donde α es dos veces la torsión del campo en el eje, $R = 0,1$ AU y velocidad de la nube constante, $V_{nube} = 300$ km/seg.

Una vez fijados el modelo para el campo magnético y la velocidad, el conjunto de series temporales que emulan la observación de nubes magnéticas es generado tomando diferentes valores para p (variando p/R desde 0 hasta 0.9) y diferentes orientaciones respecto del sistema GSE de coordenadas (Geocentric Solar Ecliptic System). El conjunto de orientaciones está dado por los ángulos: (θ) entre el plano de la eclíptica y el eje de la nube y (ϕ) entre la proyección del eje de la nube sobre el plano de la eclíptica y la dirección Tierra-Sol (X_{GSE}), medida en sentido antihorario. Generamos entonces nubes con: (θ, ϕ) : $\ast(45, 90)$, $\times(89, 120)$, $+(60, 80)$, $\circ(0, 90)$, $\square(70, 90)$, $\diamond(10, 130)$, $\star(5, 200)$, $\heartsuit(30, 180)$, $\blacktriangleleft(10, 270)$, $\blacktriangleright(80, 105)$.

3. Resultados generales

Con las series temporales del campo magnético de las nubes sintéticas en componentes GSE, aplicamos la técnica de VM como se hace usualmente para nubes observadas. Dada una serie temporal de vectores, el método de VM encuentra la dirección en la cual la proyección de los vectores tiene una desviación cuadrática media mínima, también obtiene las direcciones de varianza máxima e intermedia. Es decir, este método es muy útil para orientar estructuras para las cuales existen direcciones bien distinguidas. En particular, dadas las series de las 3 componentes (GSE) del campo magnético de NMs, determina los 3 autovalores (varianzas) y autovectores correspondientes al sistema propio de la nube (en simetría cilíndrica: el eje del cilindro corresponde a var-

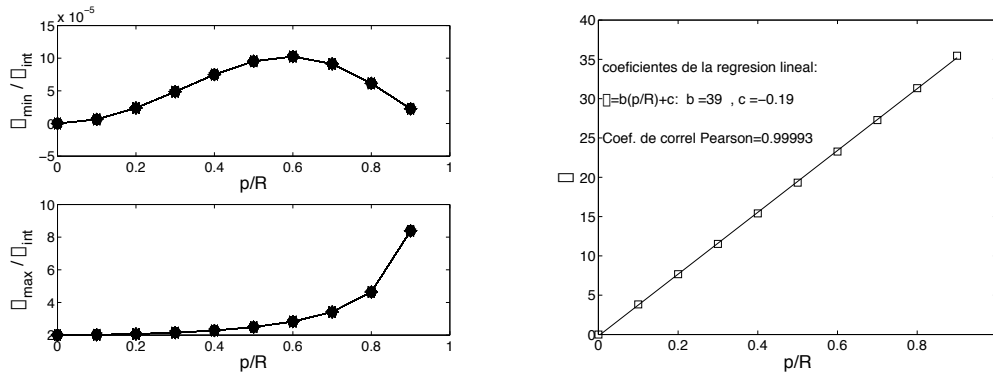


Figura 1. Izquierda: El panel superior (inferior) muestra el cociente entre el mínimo (máximo) autovalor y el intermedio obtenidos de VM para el conjunto de nubes generadas en función de p/R . Derecha: Ángulo Γ entre el eje generado y el obtenido de VM en función de p/R

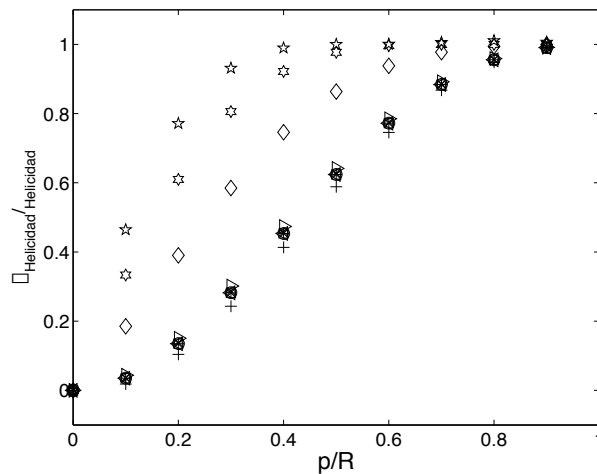


Figura 2. Variación en la helicidad (ver texto) en función de p/R

ianza intermedia y el plano ortogonal al mismo a varianzas mínima y máxima). Una vez estimados los ángulos que orientan el eje de la nube (θ_{VM} , ϕ_{VM}), a partir de estas orientaciones, y usando la velocidad y el tiempo de tránsito dentro de la nube, hallamos el radio R suponiendo $p = 0$. Luego rotamos el campo magnético al sistema referencial de VM (\mathbf{B}_{VM}). La Figura 1 (izquierda) muestra los cocientes obtenidos entre los autovalores (Λ) mínimo e intermedio (panel superior) y entre el máximo e intermedio (panel inferior) para todas las orientaciones exploradas. De acuerdo con Siscoe & Sney (1972) estos cocientes pueden ser usados como indicadores del grado de confianza del método de VM para determinar orientaciones bien distinguidas. Una serie de 100 vectores, como el que usamos en nuestro caso, cumplen los criterios de confianza si $\Lambda_{\min} / \Lambda_{int} < 0,72$ y $\Lambda_{\max} / \Lambda_{int} > 1,37$. Con lo cual los resultados de la figura muestran que las orientaciones halladas por este procedimiento se distinguen claramente aún cuando p no es despreciable. En la Figura 1 (derecha) reportamos el ángulo Γ entre

el eje de la nube generada (Z_{nube}) y el obtenido con VM (Z_{VM}) en función de p/R , mostramos sólo una curva ya que Γ no depende de la orientación de la NM. Puede observarse que la desviación de la orientación respecto de la generada se incrementa con p/R . Para $p/R \sim 0,3$ se obtiene una desviación de $\sim 10^\circ$ y cuando p/R alcanza valores extremos, $p/R \sim 0,9$, tenemos $\Gamma \sim 36^\circ$. Se ve además que la relación entre Γ y p/R es lineal, siendo los parámetros del ajuste los indicados en la Figura 1. Nótese que esta desviación en la orientación de las NMs no es evidente del cociente de autovectores (Figura 1 izquierda), pues a pesar de que VM encuentra direcciones bien distinguidas estas no necesariamente corresponden a las de los ejes principales de la nube. Para comparar con las nubes generadas, ajustamos los parámetros físicos del modelo de Lundquist a las componentes B_{VM} usando un ajuste no lineal. Luego, de los parámetros ajustados calculamos la helicidad magnética por unidad de longitud como se describe en Dasso et al. (2005). En la Figura 2 reportamos $\frac{\Delta Helicidad}{Helicidad} = \frac{H^{gen} - H^{VM}}{H^{gen}}$ en función de p/R , donde H^{gen} es la helicidad por unidad de longitud de las nubes generadas y H^{VM} es la misma magnitud pero calculada con los parámetros que provienen de VM. Se observa que, en general, las desviaciones en la helicidad se incrementan con p/R y existe una tendencia a subestimar H^{VM} respecto de H^{gen} ; esto se debe a que el radio obtenido a partir del análisis de VM es en general menor y esto tiene una gran influencia en el cómputo de la helicidad magnética.

4. Conclusiones

El objetivo de este trabajo ha sido investigar el error introducido por el uso del método de VM para analizar nubes cuando p no es despreciable. Encontramos que los criterios discutidos por Siscoe & Sney (1972), basados en la cuantificación de los cocientes de autovectores, no son buenos estimadores de la validez de las orientaciones de los ejes principales de NMs determinadas por VM. Estos criterios comunmente usados son condición necesaria pero no suficiente para asegurar la bondad de las orientaciones halladas. Hemos encontrado que para estructuras con un dado modelo (el de Lundquist, 1950) la desviación del eje de la nube respecto del generado sigue una relación lineal con p siendo esta desviación de $\sim 10^\circ$ cuando $p/R \sim 0,3$. Para todo el conjunto de nubes sintéticas generado, el valor del radio de VM es en general subestimado cuando p no es nulo; esto afecta directamente la cuantificación de la helicidad magnética ya que esta magnitud depende fuertemente del radio.

Agradecimientos

Este trabajo fue financiado por: UBACyT X329 (UBA), PIP 6220 (CONICET) y PICTs 03-12187 y 03-14163 (ANPCyT). A. M. G. es becaria doctoral de la ANPCyT. S.D. y C.H.M. son miembros de la Carrera del Investigador Científico, CONICET. C. H. M. y P. D. agracen a la SECyT (Argentina) y a CNRS (Francia) por su programa 05ARG0011, N° 18302.

Referencias

- Bothmer, V., & Schwenn, R., 1998. Ann. Geophysicae 16, 1.
 Dasso, S., Mandrini, C. H., Démoulin, P., Luoni, M. L., & Gulisano, A. M., 2005. Adv. in Space Res., 35, 711.
 Lundquist, S., 1950. Ark. Fys., 2, 361.

PRESENTACIÓN ORAL

Distribución ecuatorial de colisiones en la superficie lunar para trayectorias de baja energía

Alejandro Martín Leiva¹, Carlos Bruno Briozzo²
(1) *Observatorio Astronómico Córdoba (OAC) - UNC*
(2) *Facultad de Matemática, Astronomía y Física (FaMAF) - UNC*

Abstract. In this work we perform a numerical study of the collision distribution on the Lunar surface for a set of 251780 trajectories in the Earth-Moon circular restricted three body problem, for a value $h = -1,585$ of the Jacobi constant. Unlike others papers, we obtain an asymmetrical equatorial distribution of impacts that gets a maximum value in a direction close to antapex and shows a large region free from collisions.

Resumen. En este trabajo realizamos un estudio numérico de la distribución de colisiones que originan 251780 trayectorias sobre la superficie lunar en el problema de tres cuerpos restringido Tierra-Luna para un valor de la constante de Jacobi $h = -1,585$. A diferencia de otros trabajos, obtenemos una distribución ecuatorial de impactos asimétrica que alcanza un valor máximo en una dirección cercana al antápex y que muestra una gran región que no registra colisiones.

1. Introducción

El estudio de la distribución de cráteres sobre la superficie aporta información fundamental en el estudio geológico de la Luna. Existen gran cantidad de trabajos que clasifican estas distribuciones y que analizan el tamaño de los cráteres, la composición química, y que mediante modelos de colisión, intentan explicar su formación, su edad y los posibles objetos que los producen. 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 & Wieczorek 2005, Morota et al. 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 ≥ 2 km/s. Así, el problema es tratado como un problema de dispersión de partículas.

Por otro lado, en otros trabajos, hemos analizado el comportamiento de una gran cantidad de trayectorias de transferencia rápida de *baja energía* utilizando el problema de tres cuerpos restringido (PC3CR) Tierra-Luna (Briozzo & Leiva 2004, Leiva & Briozzo 2006). Estos trabajos muestran que gran cantidad de trayectorias colisionan con la Luna.

Con el objetivo de comparar las distribuciones de colisiones que originan trayectorias de baja energía con las determinadas en los trabajos mencionados anteriormente, se decidió seleccionar condiciones iniciales correspondientes a órbitas que evolucionan desde la parte exterior del sistema Tierra–Luna, a partir de una superficie de Poincaré Σ_2 fija en el punto lagrangeano L2, para un determinado valor de la constante de Jacobi. Así, en este trabajo analizamos las colisiones que originan 251780 trayectorias a partir de integrar numéricamente 463955 condiciones iniciales en el PC3CR para un valor $h = -1,585$. Estas trayectorias inicialmente penetran al sistema según la dirección Luna-Tierra. En la sección 2 se detalla el modelo utilizado. La sección 3 muestra los resultados obtenidos.

2. Problema de tres cuerpos restringido

Este problema 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 masas 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 $r_2^2 = (x - 1 + \mu)^2 + y^2$.

3. Resultados y discusión

Para el valor $h = -1,585$ y sobre una superficie de sección Σ_2 , $x = 1,1556818$; y ; $\dot{x}(h, y, \dot{y}) < 0$; \dot{y} se confeccionó una grilla bidimensional (y, \dot{y}) con incrementos $\Delta y = \Delta \dot{y} = 10^{-4}$ (aprox. 38,44 km y 0,1 m/s) en el rango de valores $-y_{max} \leq y \leq y_{max}$ y $-\dot{y}_{max} \leq \dot{y} \leq \dot{y}_{max}$ con $y_{max} = 0,0319$ y $\dot{y}_{max} = 0,0465$ (aprox. 12300 km y 48 m/s) que arrojó un total de 463955 condiciones iniciales. Es importante remarcar que, para el valor de h utilizado, sólo las condiciones iniciales en Σ_2 comprendidas dentro de ésta región originan trayectorias que ingresan al sistema Tierra-Luna. Se integró numéricamente cada trayectoria durante 5000 unidades de tiempo ($\sim 59,5$ años). Las integraciones se realizaron con una rutina en Fortran90 con un integrador Burlisch-Stoer de precisión 10^{-14} . Para trayectorias que sufren colisiones lunares, se determinó el lugar de impacto implementando el algoritmo de bisección con un error relativo menor a 10^{-10} (Parker & Chua 1989) asumiendo el valor de 1740 km para el radio lunar (Szebehely 1967).

Las condiciones iniciales utilizadas difieren de las empleadas en los trabajos de Le Feuvre & Wieczorek (2005) y Morota et al. (2006) (ver sección 1). En estos trabajos se obtienen distribuciones de colisiones asimétricas con valores máximos y mínimos en

las direcciones del ápex y antápex respectivamente. Además, se obtienen colisiones en toda la superficie lunar con valores medios de velocidades de impacto de $\sim 15\text{-}20$ km/s. En nuestro caso, la velocidad de las partículas de prueba sobre la superficie de sección Σ_2 es menor a 50 m/s, sólo hemos analizado la distribución ecuatorial de colisiones (PC3CR planar) y en la colisión, en todos los casos, la velocidad de impacto es $\sim 2, 3$ km/s.

Las integraciones arrojaron los siguientes resultados: 251780 trayectorias colisionan con la Luna (54,27 %), 210854 (45,45 %) escapan del sistema y 1321 trayectorias (0,28 %) evolucionan entre las masas primarias por intervalos de tiempo $\Delta t \geq 5000$ sin colisionar y sin atravesar Σ_2 .

Colisiones con la Luna:

Todas las trayectorias impactan sobre la superficie con sentido directo de movimiento. Para referirnos a la posición de las colisiones utilizamos un sistema de coordenadas paralelo al sistema de coordenadas sinódico (sección 2) con origen en el centro de la Luna. En este sistema, las direcciones del ápex y antápex tienen las direcciones $\theta = \pi/2$ y $\theta = -\pi/2$ respectivamente. La figura 1 muestra la distribución de colisiones obtenida.

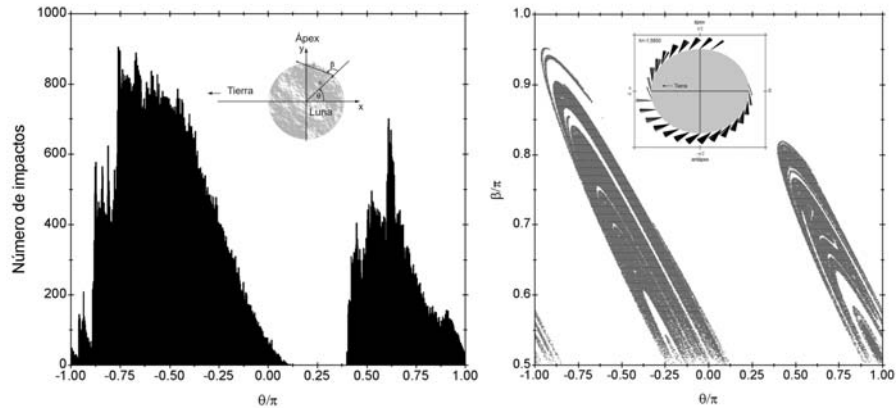


Figura 1. Izq.: distribución de colisiones sobre la superficie lunar en función de θ . Der.: distribución de los ángulos de entrada β en función de θ .

Obtenemos una distribución ecuatorial de impactos asimétrica que alcanza un valor máximo en una dirección cercana al antápex y que muestra una gran región $0,12\pi < \theta < 0,40\pi$ que no registra colisiones (ver figura 1); aproximadamente el 74 % de las colisiones ocurren en el intervalo $-\pi < \theta < 0$. Ésta es la principal diferencia que se obtiene de comparar nuestros resultados con los resultados de los trabajos mencionados anteriormente.

Ángulo de entrada β a la superficie:

Se analizó la distribución de los ángulos β entre la dirección de la velocidad y el radio vector en el punto de la colisión. En una colisión, los valores posibles son $\pi/2 < \beta < 3/2\pi$ independientemente del valor de θ considerado, pero, en este trabajo, el sentido directo de movimiento de las trayectorias restringe los valores de β a $\pi/2 < \beta <$

π . La figura 1 constituye un mapeo de las condiciones iniciales (correspondientes a trayectorias que colisionan) de Σ_2 sobre la superficie lunar a través de la dinámica.

Para el valor de h seleccionado, la mayoría de las trayectorias que evolucionan entre las masas primarias se encuentran en la región caótica del PC3CR. Para un valor fijo de θ , sólo existen algunos valores permitidos para los ángulos de entrada β . En particular, existen dos regiones distintas bien definidas que poseen estructura fractal y que poseen subestructuras en las que se distinguen regiones *vacías*. Vemos que los valores de β no varían de manera continua para un valor fijo de θ . El origen de estas regiones será analizado en trabajos futuros. Para $\theta \sim -\pi$ existen dos direcciones para los ángulos de entrada que se corresponden con trayectorias que son prácticamente tangentes y perpendiculares a la superficie. Para $\theta > -\pi$ existen regiones de entrada bien definidas. Para $\theta \sim 0$, las trayectorias son prácticamente tangentes a la superficie. Cuando se supera el valor crítico de la región que no sufre colisiones $\theta \sim 0,4 \pi$, existe una sola dirección posible $\beta = 0,83 \pi$ y, a medida que θ se incrementa, aparecen regiones permitidas que disminuyen la inclinación respecto de la superficie hasta que las trayectorias de colisión son prácticamente tangentes en $\theta \sim \pi$.

En trabajos futuros extenderemos nuestros resultados analizando la distribución de colisiones para otros valores de h y utilizando el problema de tres cuerpos restringido tridimensional.

Agradecimientos. Este trabajo ha sido financiado parcialmente por el Subsidio No. 162/06 de la Secretaría de Ciencia y Tecnología de la Universidad Nacional de Córdoba.

Referencias

- Briozzo, C. B. & Leiva, A. M. 2004, BAAA, Vol. 47, 77-80.
Le Feuvre, M. & Wicczorek M. A. 2005, LPS XXXVI #2043.
Leiva, A. M. & Briozzo, C. B. 2006, *Mapas dinámicos ...* BAAA, Vol. 49.
Morota, T., Huruyama J., & Furumoto M. 2006, LPS XXXVII #1554.
Parker, T. S. & Chua, L. O. 1989, *Practical Numerical Algorithms for Chaotic Systems*, Springer-Verlag, Nueva York.
Szebehely, V. 1967, *Theory of Orbits*, Academic Press, Nueva York.

ORAL PAPER

Homologous flares in AR 10486 on 27 October 2003

M. L. Luoni¹, C. H. Mandrini¹, G. Cristiani¹ and P. Démoulin²
(1) Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE), Buenos Aires,
Argentina
(2) Observatoire de Paris, LESIA, F-92195 Meudon Cedex, France

Abstract. Active region (AR) NOAA 10486, together with 10484 and 10488, formed the largest and most complex activity group during solar cycle 23. AR 10486 produced eight GOES X-class solar flares and many minor ones, such as the two M-class flares studied here. These events took place on 27 October 2003 with 3 hours difference. The events were homologous, as well as homologous to the event that accompanied the X17 flare on 28 October 2003 (Mandrini et al., 2006). For the analysis we have used data in different wavelengths from the photosphere to the solar corona. The three events are similar and they occur in the same magnetic configuration, which is characterized by the presence of a magnetic field null point. The existence of this null point at the same location during 2 days shows that this topological structure is stable.

Resumen. La región activa (AR) NOAA 10486, junto con la 10484 y la 10488, constituyeron el más grande y complejo grupo de actividad durante el ciclo solar 23. La AR 10486 produjo varias fulguraciones solares de clase X y muchas otras de clase menor, como las dos de clase M consideradas en este trabajo. Estos eventos, ocurridos el 27 de octubre de 2003 en un lapso de aproximadamente 3 hs, fueron homólogos entre sí, así como también al evento que acompañó a la fulguración X17 del 28 de octubre de 2003 (Mandrini et al., 2006). Para su análisis se usaron datos en varias longitudes de onda que corresponden a emisión que va desde la fotosfera hasta la corona. Los tres eventos son similares porque ocurren en la misma configuración magnética, la que está caracterizada por la presencia de un punto de campo magnético nulo. La existencia de este punto nulo, en la misma ubicación durante dos días, muestra que esta estructura topológica es estable.

1. Introduction

The spectacular level of activity displayed by the Sun from 19 October until 4 November, 2003, originated from three β - γ - δ sunspot groups (NOAA 10484, 10486, 10488). AR 10486 was the site of two M flares that occurred on 27 October in the course of three hours. The first flare started in soft X-rays at 09:21 UT and was classified as an M5.0. The second flare, homologous to the first one, started at 12:27 UT and was classified as an M6.7. We combine data analysis with magnetic field modelling, which allows us to study the topology of the field at the location of the flares and propose a probable scenario for their origin.

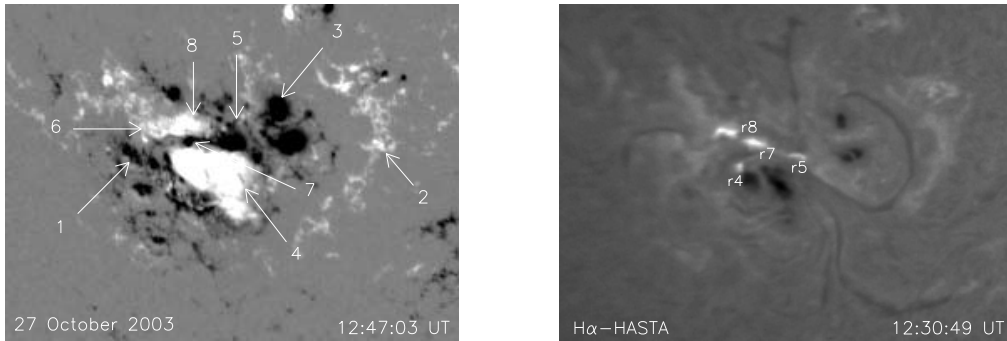


Figure 1. *Left:* MDI map showing AR 10486 magnetic configuration on 27 October, 2003. The polarities are numbered from 1 to 8 as described in Section 2. Positive (negative) field values are shown in white (black) colour. *Right:* HASTA image of the second M flare. The flare ribbons have been indicated. In all figures solar north is to the top and west to the right.

2. Observational characteristics and analysis of the events

We use full-disk level 1.5 magnetic maps from the Michelson Doppler Imager (MDI / SoHO) for the photospheric evolution. To obtain the complete temporal coverage of both flares, we use $H\alpha$ observations from the Kanzelhöhe Solar Observatory for the flare in the morning, and from the $H\alpha$ Solar Telescope for Argentina (HASTA) for the flare at noon on 27 October. Coronal observations, and also chromospheric data, come from the Transition Region and Coronal Explorer (TRACE).

A detailed description of the AR magnetic field evolution can be found in Mandrini et al. (2006). Figure 1 shows the AR configuration on 27 October, 2003. All polarities in this figure have been numbered as in Mandrini et al. (2006, see their Fig. 2 for comparison). To the north of the polarity 4, several bipoles emerged, polarities 5 and 6 grew as the AR approached the central meridian passage, while a very small bipole appeared on 25 October (polarities 7 and 8). This field emergence created a positive region separated from the main positive spots by an elongated negative zone (merging of 5 and 7). The flare during the morning is seen in Kanzelhöhe images as four separated kernels on polarities 4, 5, 7 and 8. These brightenings appear, increase in intensity and decay at the same location all along the flare duration, meaning that the event is confined. The behaviour displayed by the $H\alpha$ observations is also seen in TRACE 1600 Å images (Fig. 2, left). Concerning the flare at noon, it displays an extremely similar behaviour as the flare in the morning, both in $H\alpha$ and 1600 Å, meaning that these two M flares are homologous. An image from the HASTA telescope is shown in the right panel of Figure 1, while a TRACE image at the same time in 195 Å band is shown in the right panel of Figure 2. We have called the ribbons of both flares using the letter r and the number corresponding to the polarity on which the brightening lies (Fig. 1, right).

At coronal level, bright emission was observed by TRACE in 195 Å in the neighbourhood of polarities 7 and 8 for both M flares. In both cases, these brightenings had the shape of curved loops and extended above the inversion lines separating the negative elongated region from the positive polarities northward and southward (Fig. 2, right).

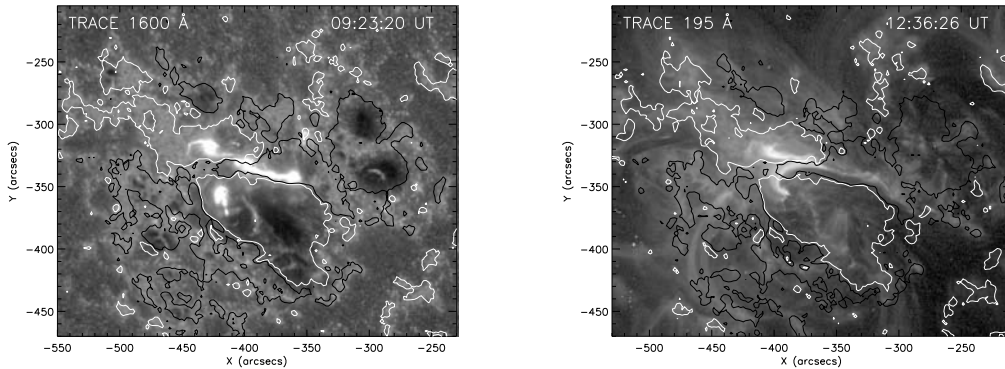


Figure 2. TRACE images in 1600 Å and 195 Å showing the locations of the kernels and coronal loops of the morning and noon flares, respectively. MDI magnetogram isocontours are overlaid.

These loops are associated with the four ribbons (r4, r5, r7, r8) shown in Figure 1, right. This is what we expect if reconnection has occurred, i.e. each pair of ribbons is associated with a set of reconnected field lines.

2.1. Coronal-field model and topology

To understand the origin of the emission described in the previous sections, we study its relation with the 3D AR magnetic structure. To do so, we model the AR coronal field extrapolating the observed line of sight magnetic field under the linear force-free field assumption. We follow the method described in Démoulin et al. (1997), which is based in a fast Fourier transform. We have taken as boundary condition the MDI magnetogram in between the two M flares, the one at 11:11 UT on 27 October, 2003. The only free parameter in our model is α . We determine its value by best fitting the loops observed by TRACE in 195 Å. The α value that gives the best match is $\alpha = -3.1 \times 10^{-2} \text{ Mm}^{-1}$.

Since the magnetic configuration is locally quadrupolar (polarities 4, 5, 7, 8), the magnetic topology is strongly defined by the magnetic flux distribution at the photospheric level. We explore the coronal magnetic field configuration in search for topological structures that can be associated with the observed flare ribbons and loops. We find the presence of a 3D magnetic null point located at a height of 3.1 Mm above the magnetogram, its location is shown by the three orthogonal axes in Figure 3.

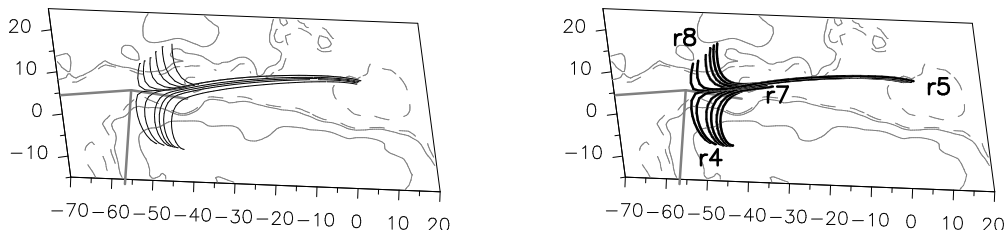


Figure 3. The left and right panels show the two sets of field lines that would correspond to the pre- and post-reconnected loops, respectively (see text).

Taking into account the magnetic field, $H\alpha$, 1600 Å and 195 Å evolution, we infer that magnetic reconnection could have taken place at the null location. Being this the case, the two sets of field lines in the left panel of Figure 3 would correspond to those before reconnection, while the ones in the right panel to those after reconnection. These later sets follow closely the shape of TRACE loops in 195 Å (see Fig.2, right).

Combining the magnetic field evolution analysis (Section 2) with the computed coronal field topology, we conclude that the magnetic null appears in the corona as polarities 7 and 8 emerge and grow in the pre-existing field of polarities 4 and 5 (Fig. 1, left). Our results confirm that magnetic nulls are favorable regions for magnetic reconnection, which is driven by the local photospheric magnetic evolution.

3. Conclusions

Computing field lines, using a linear force-free approach and taking the observed longitudinal photospheric field as boundary condition, we are able to reproduce the special shapes for two sets of observed coronal loops for two M flares that occurred on 27 October, 2003. We conclude that these small loops were formed by magnetic reconnection at a magnetic null point. On 28 October, a null point was also present at the same location. This demonstrates that the coronal null point is a stable topological structure. The origin of this stability is the presence of a quadrupolar region (polarities 4, 5, 7, 8) which globally stays unchanged and defines the coronal magnetic topology.

Acknowledgments. The authors thank the Kanzelhöhe Solar Observatory, OAF, and the SOHO/MDI and TRACE consortia for their data. SOHO is a project of international cooperation between ESA and NASA. C.H.M. and P.D. acknowledge financial support from CNRS (France) and CONICET (Argentina). C.H.M., M.L.L. and G.D.C. thank the Argentinean grants: UBACyT X329 (UBA), PICT 12187 (ANPCyT) and PIP 6220 (CONICET). G.D.C. is a fellow of ANPCyT.

References

- Mandrini, C. H. et al., 2006, Solar Physics, in press.
Démoulin, P. et al., 1997, Astronomy & Astrophysics, 305-317.

PRESENTACIÓN ORAL

Análisis combinado de la nube magnética del 15-16 de mayo de 1997 y de su región solar de origen

M.S. Nakwacki¹, G. Atrill², S. Dasso^{1,3}, C.H. Mandrini¹, L. van Driel-Gesztelyi^{2,4,5}, L. Harra², J. Wang⁶

(1) Instituto de Astronomía y Física del Espacio, Bs. As., Argentina

(2) Mullard Space Science Laboratory, Univ. College London, U.K.

(3) Departamento de Física, FCEN, UBA, Buenos Aires, Argentina

(4) Observatoire de Paris, LESIA, Meudon, France

(5) Konkoly Observatory, Budapest, Hungary

(6) National Astron. Obs., Chinese Acad. of Sci., Beijing, China

Abstract. In this work we analyse the structure of the magnetic cloud (MC) observed by the Wind spacecraft between 15-16 May 1997, and the solar event that (as shown in this work) was probably its source, a long duration C1.3 flare which occurred on 12 May 1997. This event presented two dark regions in EUV (dimmings) with asymmetric evolution. The magnetic structure of the MC was modeled using three cylindrical helicoidal models, considering the asymmetry between its front and its final part. We calculate the magnetic flux in the dimmings and their evolution, and the flux through the surface perpendicular to the cloud axis and to the azimuthal direction. Finally, we compare the total flux of both, MC and dimmings, and propose a topological model for the solar event.

Resumen. En este trabajo analizamos la estructura de la nube magnética (NM) observada entre el 15 y el 16 de mayo de 1997 por la sonda Wind, y el evento solar que (como surge del presente análisis) muy posiblemente le dio origen, una fulguración C1.3 de larga duración que ocurrió el 12 de mayo de 1997. Este evento fue seguido por la aparición de regiones oscuras en EUV (dimmings) con evolución asimétrica. La estructura de la NM fue modelada usando tres modelos cilíndricos helicoidales diferentes, teniendo en cuenta la asimetría entre el frente y el final de la NM. Calculamos el flujo magnético en los dimmings y su evolución, y el flujo a través de la superficie perpendicular al eje de la nube y a la dirección azimutal. Finalmente, comparamos ambos flujos y proponemos un modelo topológico para el evento solar.

1. Introducción

Las NMs son la manifestación interplanetaria de las eyecciones de masa coronal (EMCs). El estudio combinado de las NMs y las EMCs permite comprender y contrastar tanto modelos solares como interplanetarios. Un evento solar particular lo constituyen los dimmings coronales. Estos pueden ser observados luego de una EMC. Los dimmings coronales suelen ser repentinos y se manifiestan como un decrecimiento en la intensidad de las imágenes EUV de la atmósfera solar. Pueden deberse a una reducción

de la densidad a causa de la evacuación de plasma. Esto ocurre como consecuencia de erupción del campo magnético local que ocasiona una expansión de los arcos magnéticos hacia el espacio interplanetario, dejando una región de densidad menor. De esta forma, los dimmings pueden ser considerados como indicadores de la existencia de tales eyecciones, además de indicar la posición de las patas del tubo de flujo que se expulsa hacia el medio interplanetario en forma de NM. Para comparar eventos solares e interplanetarios se tiene en cuenta la conservación de ciertas magnitudes globales; en este caso nos enfocamos en el cálculo del flujo magnético (Φ), el cual se debe conservar luego de ser expulsado desde el Sol.

2. Análisis de datos

Estudiamos el evento solar que ocurrió el 12 de mayo de 1997 en la región activa (AR) 8038. La fulguración de larga duración de clase C1.3 según los datos del satélite GOES comenzó a las 04:42 UT y tuvo su máximo cerca de las 04:55 UT. Fue acompañada de la erupción de un filamento y un choque interplanetario que llegó a la sonda Wind el 15 de mayo a las 01:15 UT. El mismo fue seguido por una NM observada por Wind alrededor de las 10:00 UT del mismo día, ver Webb et al. (2000).

Se combinaron datos del Extreme Ultraviolet Imaging Telescope (SOHO/EIT) en 195 Å y mapas magnéticos del Michelson Doppler Imager (SOHO/MDI) para estudiar la evolución del flujo magnético de los dimmings. El flujo se calculó considerando las dos componentes que lo integran, una que corresponde a la región activa y otra al Sol quieto, además se tuvo en cuenta que la componente del Sol quieto presenta ruido por lo que debe ser filtrada.

La NM fue modelada usando datos in situ del instrumento Magnetic Field Investigation (MFI) a bordo de la sonda Wind. Se utilizaron 3 modelos diferentes para analizar su estructura magnética: un modelo lineal libre de fuerzas, Lundquist (1950), uno no lineal con torsión uniforme, Gold & Hoyle (1960), y uno no lineal con componente de la corriente en la dirección paralela al eje de la NM constante y componente azimutal lineal con el radio, Cid et al. (2002). Las observaciones se consideraron de 3 formas distintas: (a) la serie temporal completa (rama entera), (b) desde que la sonda entra en la nube hasta que llega a su eje (rama entrante), y (c) desde que la sonda cruza el eje hasta que sale de la NM (rama saliente). A cada una de las ramas se les aplicaron los diferentes modelos, y con los parámetros obtenidos se estimaron los flujos, Φ_z y Φ_ϕ/L , a través de una superficie perpendicular al eje, y otra perpendicular a la dirección azimutal por unidad de longitud (L), respectivamente.

3. Resultados

La Figura 4 (derecha) muestra las regiones principales de dimmings. Las zonas marcadas como 1 y 2 corresponden a las de máxima extensión, su contribución al flujo resulta ser la más importante. Las regiones 4 y 5 son zonas más pequeñas y la zona 3 está ubicada cerca del agujero coronal norte. Para ver la evolución de estos dimmings se calcula el flujo dentro de su contorno en imágenes tomadas en intervalos sucesivos. En la Figura 4 (izquierda) se observa que la expansión del dimming 1 ocurre muy rápido para la cadencia del EIT, en cambio la contracción resulta ser más gradual. Además esta región comienza a contraerse antes que la región 2 cuya contracción resulta ser

muy lenta. En este sentido, los dos dimmings presentan una evolución asimétrica tanto temporal como espacial.

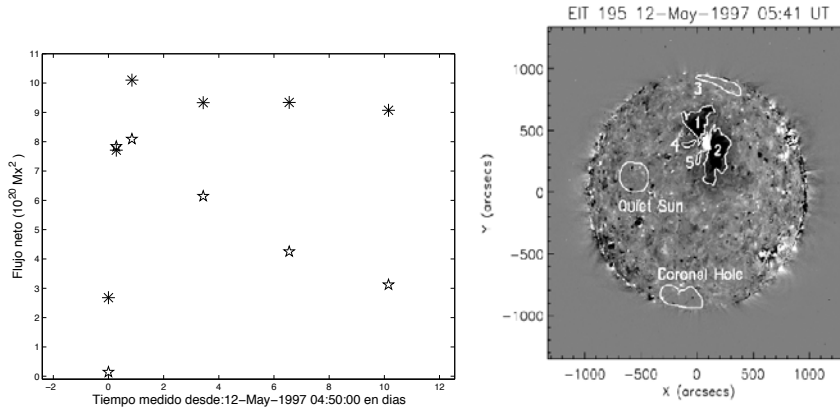


Figura 1. *Izq.*: Mediciones de Φ a nivel de la atmósfera en las regiones de dimmings a diferentes tiempos (\star región 1 y $*$ región 2). *Der.*: Regiones seleccionadas para el análisis, 1 y 2 son las principales.

La Figura 2 muestra el ajuste realizado a los datos de la NM utilizando el modelo de Cid et al. (2002), el cual ajustó mejor las observaciones. En la misma se pueden observar las 3 ramas anteriormente mencionadas. Se obtuvieron 4 valores de flujo, 2 por cada componente. Los valores obtenidos promediando todos los modelos para la rama entera son: $\Phi_z = (4,66 \pm 0,66)10^{20} \text{ Mx}$ y $\frac{\Phi_\phi}{L} = (12,4 \pm 0,2)10^{20} \text{ MxAU}^{-1}$, mientras que los correspondientes a los promedios de todos los modelos para las ramas entrante y salientes son: $\Phi_z = (4,84 \pm 0,82)10^{20} \text{ Mx}$ y $\frac{\Phi_\phi}{L} = (12,6 \pm 6,4)10^{20} \text{ MxAU}^{-1}$.

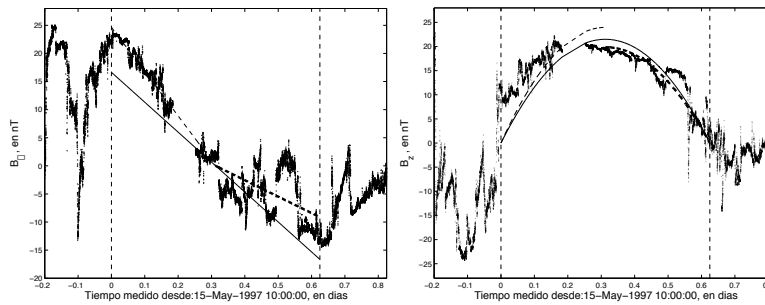


Figura 2. *Izq.*: Componente azimutal ($\pm B_\phi$) del campo magnético de la NM (datos y curvas según modelo de Cid). *Línea llena*: rama entera, *líneas punteada fina y punteada gruesa*: ramas entrante y saliente, respectivamente. *Der.*: Idem componente axial (B_z).

4. Discusión

Los valores del flujo calculados arriba deben ser comparados con los de los dimmings 1 y 2, suponiendo una longitud (L) para la NM. Según Webb et al. (2000) la presencia de flujo de electrones unidireccional indica que la NM está anclada al Sol en su pata con polaridad positiva. Teniendo esto en cuenta y el momento probable de desconexión, Attrill et al., (2006) estiman $L=1.3$ UA; luego $\Phi_{NM} = (22 \pm 9)10^{20} Mx$ (el error del valor del flujo total está dado por la asimetría de las observaciones interplanetarias). Por otra parte, el flujo en la región 2 de los dimmings es $\Phi_2 = (21 \pm 7)10^{20} Mx$. Este acuerdo entre los flujos, junto con la evolución observada en el EIT, llevan a proponer el modelo topológico que se muestra en la Figura 3. Los arcos anclados en la AR (A) se expanden durante la erupción. Estos arcos encuentran las líneas abiertas del agujero polar norte (B). Por reconexión con estas líneas, se forma la estructura abierta D y el conjunto de líneas cerradas C. El tubo de flujo observado como NM en el medio interplanetario se formaría por sucesivas reconexiones como la descrita y quedaría anclado en la región 2 de polaridad positiva.

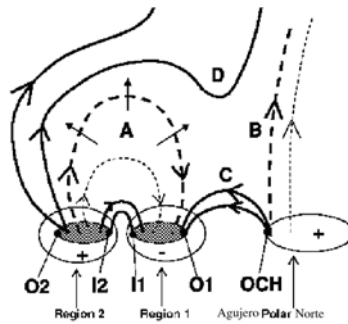


Figura 3. Esquema topológico propuesto del campo magnético global. *Líneas punteadas (sólidas)*: estructura magnética pre (post)-reconexión (ver texto). O2-I2 (O1-I1) borde externo e interno de la polaridad positiva (negativa) de la AR (zona gris). OCH borde externo del agujero polar norte. Regiones 1 y 2: dimmings.

Agradecimientos. Este trabajo fue financiado por: UBACyT X329 (UBA), PIP 6220 (CONICET) y PICTs 03-12187 y 03-14163 (ANPCyT). M.S.N es becaria de CONICET, G.D.R.A. agradece a PPARC, C.H.M y S.D son miembros de la Carrera de Investigador Científico.

Referencias

- Attrill, G., Nakwacki, M.S., Harra, L.K., van Driel-Gesztelyi, L., Mandrini, C.H., Dasso, S. & Wang, J., 2006, *Solar Phys.*, en prensa
- Cid, C., Hidalgo, M.A., Nieves-Chinchilla, T., & Vinas, A.F., 2002, *Solar Phys.*, 229, 95
- Crooker, N.U. & Webb, D.F. 2006, *J. Geophys. Res.*, 111, 8108
- Gold, T. & Hoyle, F. 1960, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 120, 89
- Lundquist, S., 1950, *Ark. Fys.*, 2, 361
- Webb, D.F., et al., 2000, *J. Geophys. Res.*, 105, 27251

PRESENTACIÓN MURAL

Análisis de dos fulguraciones consecutivas en radio

G. Cristiani¹, C.G. Giménez de Castro², I. de Benedetto e Silva²
C.H. Mandrini¹, M.G. Rovira¹ y P. Kaufmann^{2,3}

(1) Instituto de Astronomía y Física del Espacio, Bs. As., Argentina

(2) Centro de Rádio-Astronomia e Astrofísica Mackenzie, SP, Brazil

(3) CSC, Universidade Estadual de Campinas, Campinas, SP, Brazil

Abstract. We analyze two solar flares that occurred on December 20, 2002. The flares took place in active region (AR) 10226 (S26 W32) at 13:16 UT and 13:18 UT. Radio spectral information was obtained at 212 GHz and 405 GHz from the Solar Submillimeter Telescope (SST), together with microwave data from the Radio Solar Telescope Network (RSTN) in the range from 0.265 to 15.4 GHz, and flux density from six patrol radiotelescopes of the Bern University. One of these working as a null interferometer in the 8.4-89.4 GHz frequency interval. The radio spectra of the two flares are very different. The optically thin spectral index of the first one is harder than that of the second one. A peculiar spectrum is observed during the peak of the second flare. It has a flat region of about one decade extension. Images from the H α Solar Telescope for Argentina (HASTA) were used to identify the possible emission sources and to obtain light curves that were compared with the evolution of radio emission.

Resumen. Analizamos dos fulguraciones solares ocurridas el 20 de diciembre de 2002 clasificadas como M3 por el GOES. Las fulguraciones tuvieron lugar en la región activa (AR) 10226 (S26 W32) a las 13:16 TU y 13:18 TU. Se obtuvo información en radio en 212 GHz y 405 GHz del Solar Submillimeter Telescope (SST) junto con datos en microondas del Radio Solar Telescope Network (RSTN) en el rango de 0.265 a 15.4 GHz, y datos de densidad de flujo de seis radiotelescopios de la Universidad de Berna. Uno de estos trabajando como interferómetro nulo en el intervalo de frecuencias 8.4-89.4 GHz. Los espectros obtenidos para las dos fulguraciones son muy diferentes. El índice espectral de la parte ópticamente fina del primer espectro es más dura que la del segundo. Durante el pico de la segunda fulguración se observa un espectro muy particular. Este tiene una extensión plana de alrededor de una década. Se usaron imágenes del H α Solar Telescope for Argentina (HASTA) para identificar las posibles fuentes de emisión y curvas de luz para ser comparadas con la evolución de la emisión en radio.

1. Introducción

Las observaciones de fulguraciones solares en longitudes de onda milimétricas y submilimétricas constituyen una importante herramienta de diagnóstico de procesos de aceleración de electrones a energías $E \geq 1$ MeV (White & Kundu, 1992). En el ran-

go de longitudes de onda mencionado los principales mecanismos de emisión son el girosincrotrónico, debido a electrones medianamente relativistas, y el bremsstrahlung térmico. El análisis de la emisión girosincrotrónica ofrece la posibilidad de realizar un estudio de las condiciones físicas en la región de la fulguración. De igual forma que con la radiación en rayos X, la emisión girosincrotrónica puede ser utilizada para inferir la función de distribución electrónica y su evolución en el tiempo; pero a diferencia de aquella, la emisión girosincrotrónica es también dependiente de la intensidad y orientación del campo magnético. Esto permite inferir el campo magnético coronal en la región de la fulguración. Desde las primeras observaciones en el rango mm- λ y submm- λ fue evidente la existencia de cierto *aplanamiento espectral* en algunas fulguraciones. Ramaty & Petrosian (1972) mostraron que, bajo determinadas condiciones, el medio puede absorber radiación girosincrotrónica, haciéndose más importante este factor de absorción en un determinado rango de frecuencias que la propia autoabsorción del haz de partículas aceleradas, resultando en definitiva en la generación de un espectro con una región plana. En otros casos, la aparición de una región espectral plana fue atribuida a una componente espectral adicional de alta frecuencia (Kaufmann et al., 1986). Correia et al. (1994) mostraron que estos espectros planos eran más comunes de lo que inicialmente se suponía en mm- λ . Chertok et al. (1995) arguyeron que la componente plana de al menos algunas fulguraciones podía atribuirse a la radiación térmica free-free ópticamente fina de plasma caliente (pero a menor temperatura que la de las fuentes emisoras en rayos X blandos) y denso evaporado de la cromósfera.

En este trabajo analizamos una secuencia de dos explosiones solares las que tuvieron lugar en la región AR 10226 (S26 W32) hacia las 13:16 TU y 13:18 TU. La primera fulguración muestra un espectro típico de microondas, mientras que la segunda exhibe una región plana que se extiende por alrededor de una década dando origen a un espectro poco convencional.

2. Observaciones

Con las observaciones de tres instrumentos (RSTN, telescopios de la Universidad de Berna y SST) conseguimos una cobertura espectral desde 1.5 hasta 405 GHz para la segunda fulguración, ya que la primera no fue observada en 212 GHz y 405 GHz. Los espectros obtenidos para el momento del pico de las dos fulguraciones pueden verse en la Figura 1. En la primera fulguración vemos la clásica forma del espectro girosincrotrónico debido a una población de electrones con una distribución del tipo ley de potencias. El espectro tiene bien definidas su región ópticamente gruesa y ópticamente delgada. La flecha indica que el valor graficado es una cota superior para la densidad de flujo a dicha frecuencia. El espectro se ajustó usando el código de Ramaty (Ramaty et al., 1994). Del ajuste obtuvimos la intensidad de campo magnético $B=310$ G, el radio de la fuente emisora en microondas $A=9''$, la densidad del haz de electrones acelerados $N=5 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ y el índice de la ley de potencias $\delta = 2,9$.

En la segunda fulguración tenemos un espectro con una región plana de alrededor de una década de extensión, entre 1 GHz y 10 GHz aproximadamente. En este caso los parámetros del ajuste fueron $B=310$ G, $A=18''$, $N=1,4 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ y $\delta = 3,85$. La región ópticamente gruesa del espectro no se pudo ajustar, lo cual es una indicación de algún grado de inhomogeneidad en la fuente. Tampoco fue posible ajustar la emisión en 212 GHz; esto podría indicar la presencia de una componente de emisión diferente a

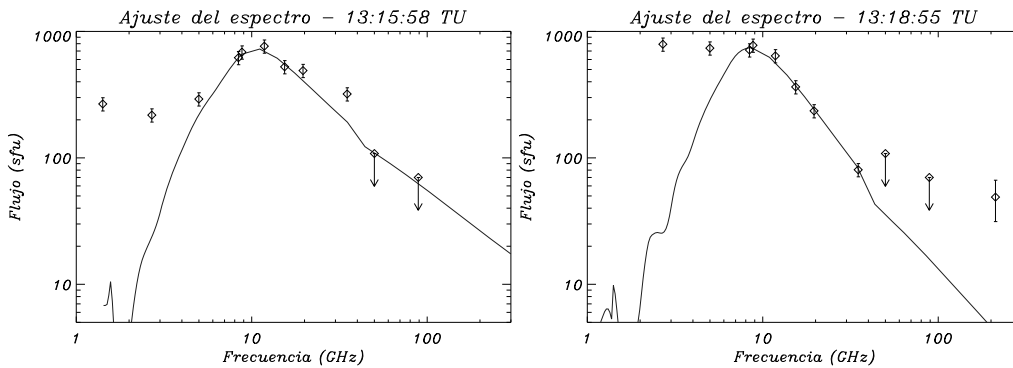


Figura 1. Espectros correspondientes al pico de cada fulguración.

frecuencias más altas como ya ha sido observado en eventos anteriores (ver por ejemplo Kaufmann et al. 2004).

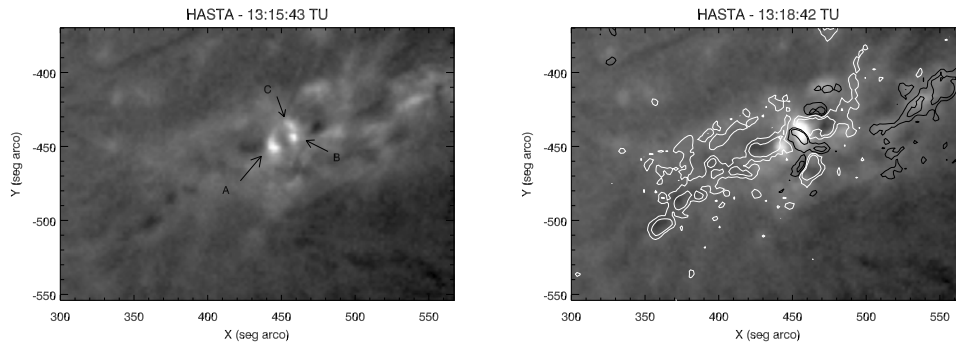


Figura 2. Imágenes en $H\alpha$ cercanas al pico de cada fulguración. Los contornos de la imagen derecha corresponden a curvas de nivel del campo magnético fotosférico ($\pm 200, 500$ G) obtenidas por el MDI.

En las imágenes en $H\alpha$ obtenidas por el HASTA se observa que en la primera fulguración el núcleo identificado con la letra A es mucho más brillante que los dos restantes, identificados con las letras B y C (ver Figura 2). En la segunda fulguración se da la situación inversa, los núcleos B y C son más brillantes que el A y no pueden ser resueltos. El panel derecho de la Figura 2 muestra la superposición de una imagen en $H\alpha$ correspondiente a la segunda fulguración y los contornos del magnetograma más próximo del Michelson Doppler Imager (MDI). Los contornos blancos (negros) corresponden a 200 y 500 G (-200 y -500 G). Puede verse que los núcleos A y C se encuentran sobre la polaridad positiva mientras que el B se encuentra sobre la polaridad negativa.

3. Conclusiones

Los resultados presentados muestran que las fuentes de emisión de las dos fulguraciones son distintas, tanto en el óptico como en radio. Nuestra interpretación de los eventos es que el proceso de reconexión que ocurrió durante la primera fulguración

alteró significativamente el medio donde tuvo lugar la segunda explosión. Para apoyar esta hipótesis es necesario realizar un análisis detallado de la evolución del campo magnético de la AR. Este análisis debe ser acompañado de un modelo de campo coronal que identifique a las estructuras en interacción. Este estudio es el último paso a realizar para completar este trabajo en progreso. Cabe hacer notar que la densidad de flujo en 212 GHz para la segunda fulguración se encuentra muy por encima de la curva giro-sincrotrónica, esta característica del espectro es una indicación de la presencia de otra componente de emisión en alta frecuencia. Esta componente ya ha sido identificada, y denominada como *componente THz* por ser observada sólo en alta frecuencia, por Kaufmann et al. (2004) y por Lüthi et al. (2004).

Agradecimientos. Este trabajo fue financiado por UBACyT X329 (UBA), PIP 6220 (CONICET) y PICT 03-12187 (ANPCyT). El trabajo se basó parcialmente en los datos obtenidos en OAFa (El Leoncito, San Juan, Argentina) en el marco del proyecto Germano-Argentino HASTA/MICA. Los autores agradecen al Consorcio SOHO/MDI por sus datos. SOHO es un proyecto conjunto de ESA y NASA. G.D.C. es becario ANPCyT. C.H.M. es miembro de la Carrera de Investigador Científico y Tecnológico (CONICET).

Referencias

- Chertok I., Fomichev V., Gorgutsa R., Hildebrandt J., Krüger A., Magun A., Zaitsev, V., 1995, *Solar Physics*, 160, 181-198.
- Correia E., Kaufmann P., Magun A., 1994, in *Infrared Solar Physics*, ed. Rabin D., Jeffries J., Lindsey C., IAU Symposium 154, pp. 125-129, Kluwer.
- Kaufmann P., Correia E., Costa J.E.R., Zodi Vaz A.M., 1986 *Astronomy & Astrophysics*, 157, 11-18.
- Kaufmann P., Raulin J.-P., Giménez de Castro C.G., Levato H., Gary D., Costa J.E.R., Marín A., Pereyra P., Silva A.V.R., Correia E., 2004, *Astrophysical Journal*, 603, L121-L124.
- Lüthi T., Lüdi A., Magun A., 2004, *Astronomy & Astrophysics*, 420, 361- 370.
- Ramaty R., Petrosian V., 1972, *Astrophysical Journal*, 178, 241-250.
- Ramaty R., Schwarz R., Enome S., Nakajima H., 1994, *Astrophysical Journal*, 436, 941-949.
- White S.M., Kundu M.R., 1992, *Solar Physics*, 141, 347-369.

POSTER PAPER

Intrinsic Collision Probabilities and Impact Velocities for Asteroids in Outer Belt Families

Gonzalo Díaz¹, Ricardo Gil-Hutton^{2,3}

(1) *Departamento de Geofísica y Astronomía - UNSJ*

(2) *Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO) - Conicet*

(3) *UNSJ*

Abstract.

In this work we obtained intrinsic collision probabilities and impact velocities for asteroids in outer belt families. For each family, the mean intrinsic collision probability with objects of the family is two to three times greater than the same value calculated for interactions with the main belt, but the mean impact velocity between members of the same family is lower than the mean impact velocity against the main belt. Furthermore, the results obtained for three objects, 133 P/Elst-Pizarro, P/2005U1 and (118401) LINEAR, suggest that the cometary activity reported could be the result of collisions with particles from the Themis family.

Resumen.

En este trabajo hemos obtenido probabilidades intrínsecas de colisión y velocidades de impacto para asteroides en familias del cinturón exterior. Para cada familia estudiada la probabilidad intrínseca media de colisión con objetos de la misma familia es dos a tres veces mayor que el valor para interacciones con objetos del cinturón principal, mientras que la velocidad media de impacto entre miembros de la misma familia es menor que el correspondiente valor para colisiones con el cinturón principal. Además, los resultados obtenidos para tres objetos, 133 P/Elst-Pizarro, P/2005U1 y (118401) LINEAR, sugieren que la actividad cometaria registrada podría ser resultado de colisiones con partículas pertenecientes a la familia Themis.

1. Introduction

The members of asteroidal families are concentrated into a reduced region of the proper elements space. The study of the collisional evolution for these objects allows us to know the process that could generate the family, and also to analyze the chance that some physical phenomena observed on these objects could be the result of a collisional process.

In this work we used the method developed by Marzari et al.(1996) to calculate the mean intrinsic collision probabilities for six families in the outer belt, interacting with objects of the same family and the main belt. The same technique was used with three particular objects which are orbiting in the outer asteroid belt, the comets 133 P/Elst-Pizarro and P/2005U1, and the asteroid (118401) LINEAR, which shown cometary activity in the past.

In section 2 we explain the computational method used, the results are described in section 3 and in section 4 we present our conclusions.

2. Computational Methods

In order to calculate the orbital evolution of each family and to record encounters between the objects, the orbits of every particle simulating the asteroidal families and the main belt were integrated numerically using the symplectic integrator of Brunini et al. (2003), where the planets from Jupiter to Neptune were taken into account. The integration was made during a time span of 30000 years for the families and 50000 years for 133 P/Elst-Pizarro, P/2005U1 and (118401) LINEAR. At each time step, of length 0.02 years, mutual distances among all the objects were calculated, and a close encounter were recorded every time the mutual distance was less than 0.02 AU.

Each family was simulated with a sample of 27 particles with semi-major axis, eccentricity and inclination distributed around the mean elements of the family in the range of $\pm\sigma$, σ is the standard deviation, and with an uniform distribution for argument of perihelion, longitude of node and mean anomaly. The osculating elements were taken from the Lowell Observatory web site. The main belt was simulated with 300 particles that statistically represent the orbital distribution of the main belt population.

The mean intrinsic collision probabilities were obtained using the method developed by Marzari et al. (1996). In this method the authors used the fact that the distribution of the cumulative number of encounters for an encounter distance less than r is proportional to r^2 . Then, assuming a distribution of the form $F(< r) = P_1 \cdot r^2$ for the cumulative number of encounters $N_{enc}(r)$, with a standard deviation for each point given by $\sqrt{N_{enc}}$ (derived assuming a Poisson distribution for the occurrence of a given number of encounters over a finite time interval), the mean intrinsic collision probability is obtained as: $\langle P_i \rangle = \frac{P_1}{n_{pair} \cdot \Delta T}$, where ΔT is the time span of the integration and n_{pair} is the number of different pairs of objects which can be formed within the interacting populations, and P_1 is obtained by fitting the $F(< r)$ function to the observed cumulative number of encounters (Marzari et al. 1996). The mean intrinsic velocity was calculated as an average of the relative velocities recorded for each encounter.

3. Results

The mean intrinsic collision probability $\langle P_i \rangle$ and the mean collision velocity $\langle V_{col} \rangle$ for the outer belt families Themis, Veritas, Meliboea, Eos, Hygiea and Koronis were obtained. The results for each family, taking into account only inter-family collisions or the interaction of each family with the main belt, are listed in Table 3.. In all the cases the mean intrinsic collision probability calculated taking into account only inter-family collisions is two to three times larger than that obtained for the interaction with the main belt. In particular, for Koronis and Themis families the mean intrinsic collision probability is in any case considerably larger than the mean value found by Bottke et al. (1995) for the main belt ($\langle P_i \rangle = 2,86 \times 10^{-18} km^{-2} yr^{-1}$), but the difference grows to a value four to five times larger in the case of inter-family collisions.

On the other hand, the mean collision velocities for all these families are sensitively less than the mean value for the main belt ($\langle V_{col} \rangle = 5,29 km/s$, Bottke et al. 1995), with the only exception for the Meliboea family. Furthermore, the mean collision velocities against the own family members are slightly less than the values obtained against the main belt.

The intrinsic collision probability errors are always less than $10^{-22} km^{-2} yr^{-1}$, which is a negligible value compared with the mean values obtained.

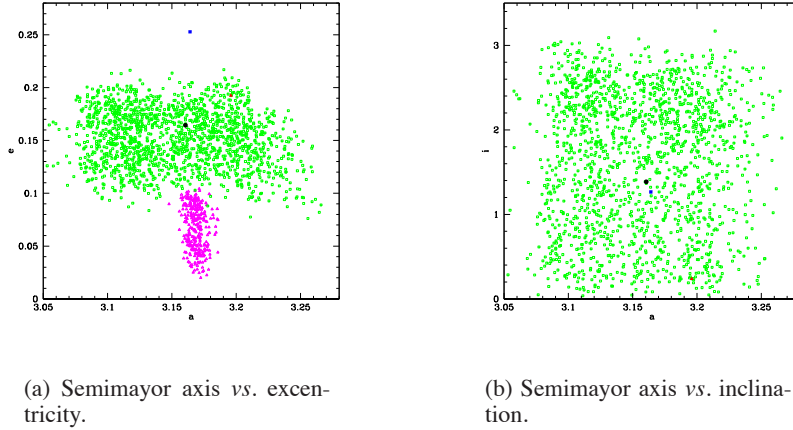


Figure 1. Osculating orbital elements of the Themis family (green squares), the Veritas family (magenta triagles), 133P/Elst-Pizarro (black point), P/2005U1 (blue square), and 118401 LINEAR (red triangle).

Table 1. Mean Intrinsic Collision Probabilities and Mean Collision Velocities for asteroids families from the outer belt.

Populations	$10^{-18} \langle P_i \rangle$ $\text{km}^{-2}\text{yr}^{-1}$	$\langle V_{col} \rangle$ km sec^{-1}
Themis vs. Themis	9.49	3.17
Themis vs. Main Belt	3.18	4.02
Veritas vs. Veritas	5.44	3.39
Veritas vs. Main Belt	2.25	4.15
Eos vs. Eos	5.35	3.73
Eos vs. Main Belt	2.88	4.39
Hygiea vs. Hygiea	4.13	3.02
Hygiea vs. Main Belt	2.84	4.11
Koronis vs. Koronis	12.50	1.55
Koronis vs. Main Belt	4.29	3.58
Meliboea vs. Meliboea	2.45	5.51
Meliboea vs. Main Belt	1.92	5.95

Figures 1(a) and 1(b) show that the position of the objects 133P/Elst-Pizarro, P/2005U1, and 118401 LINEAR in the $(avse)$ and $(avsi)$ osculating element planes are in the region occupied also by Themis and Veritas families, so there is a high probability of interaction. In Table 3. values for the mean intrinsic collision probability and the mean collision velocity for these objects are presented. We found that they follow the tendency found for the outer belt families: the mean intrinsic collision probability against objects from the Themis family (which occupied the same osculating element space) is three to five times larger than the mean value for the main belt found by Bottke et al., while the mean collision velocities are lower. Besides, compared with members of

Table 2. Mean Intrinsic Collision Probabilities and Mean Collision Velocities for three objects in the outer belt which shown cometary activity.

Populations	$\langle P_i \rangle$ $10^{-18} \text{ km}^{-2} \text{ yr}^{-1}$	$\langle V_{col} \rangle$ km sec^{-1}
133P/Elst-Pizarro vs. Themis	14.73	3.24
133P/Elst-Pizarro vs. Main Belt	3.55	3.93
P/2005U1 vs. Themis	10.97	3.92
P/2005U1 vs. Main Belt	3.72	4.80
118401 LINEAR vs. Themis	7.08	3.26
118401 LINEAR vs. Main Belt	3.24	3.95

the Themis family, the comets 133P/Elst-Pizarro and P/2005U1 have a mean intrinsic collision probability against Themis family objects that is considerably larger.

4. Conclusions

We found that the mean intrinsic collision probability for inter-family collisions is two to three times larger than against objects from the main belt. Moreover, the mean collision velocity is slower among objects of the same family than against objects from the main belt.

The results obtained for 133P/Elst-Pizarro, P/2005U1, and 118401 LINEAR, show that their mean collision probabilities with asteroids of the Themis family is three to five times larger than the value obtained against the main belt, and could suggest that the cometary activity observed in those objects have been caused for collisions with particles from the Themis family.

References

- Bottke et al. (1995), en "Hazards due to comets and asteroids", Univ. of Arizona Press, Tucson, p.337.
- Brunini, A., Di Sisto, R., and Orellana, R. (2003). *Icarus* 165, 371.
- Lowell Observatory web site: <ftp://ftp.lowell.edu/pub/elgb/astorb.html>
- Marzari, F., Scholl, H., and Farinella, P. (1996). *Icarus* 119, 192.

PRESENTACIÓN MURAL

Formación de planetas gigantes - simulaciones numéricas

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

(1) Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - UNLP

(2) Instituto de Astrofísica de La Plata

Abstract. In the present work we examine the planetesimals and gas accretion onto the cores of giant planets and their orbital migration, by means of three-dimensional N -body simulations. We initially consider a set of N planetary embryos embedded in a protoplanetary disk of gas and dust. Our results reveal that the cores of the embryos grow quickly from $0,05M_{\oplus}$ to several M_{\oplus} , and the only survivor evolves like a giant planet. This protoplanet is finally ejected due to the tidal interaction with the gaseous disc.

Resumen. En este trabajo estudiamos la acreción de planetesimales y gas sobre los núcleos de planetas gigantes, y su migración orbital mediante simulaciones de N -cuerpos en tres dimensiones. Un conjunto de embriones planetarios sumergidos en un disco de gas y material sólido crecen rápidamente de $0,05M_{\oplus}$ a varias M_{\oplus} , sobreviviendo sólo uno de ellos que evoluciona como planeta gigante. Éste finalmente es eyectado del sistema por su interacción con el disco gaseoso.

1. Introducción

La mayoría de las teorías de formación planetaria han sido desarrolladas inicialmente para explicar cómo se formaron los planetas alrededor del Sol. Pero desde 1995 se han descubierto más de 200 planetas extrasolares. Nuestro Sistema Solar ha dejado de ser el paradigma de los sistemas planetarios. Un modelo de formación planetaria debe explicar las características de nuestro sistema planetario así como las de los sistemas que se están descubriendo actualmente. La teoría más aceptada hoy para la formación de planetas gigantes es el *modelo de inestabilidad del núcleo* y es el que adoptamos en este trabajo.

El descubrimiento de los llamados “*hot Jupiters*” y las dificultades asociadas con la formación de planetas *in situ* condujo a la hipótesis de que la formación planetaria debe haberse iniciado a radios orbitales mayores que los observados actualmente y a la revalorización del papel que juega la migración a gran escala en la formación de sistemas planetarios jóvenes. La interacción protoplaneta-disco provee de un mecanismo natural de migración.

En este trabajo nos proponemos estudiar la acreción de planetesimales y gas sobre los protoplanetas, los efectos debidos a la presencia de un disco de gas y sólidos, sumado esto a la interacción dinámica entre varios embriones, mediante simulaciones de N -cuerpos en tres dimensiones.

2. Modelo de Inestabilidad del Núcleo

Propone la formación de planetas gigantes según las siguientes etapas:

- Coagulación de los granos de polvo a cuerpos de \sim cientos de metros.
- Crecimiento explosivo (*runaway*) de los cuerpos más grandes hasta planetesimales de $\sim 100Km$. $\dot{M} \propto M^{3/4}$.
- Crecimiento oligárquico autoregulado $\dot{M} \propto M^{2/3}$.
- Formación de un núcleo sólido de $\sim 10M_{\oplus}$.
- Acreción de gas sobre el núcleo para formar un planeta gigante gaseoso.

Como resultado del *crecimiento runaway* se obtiene un conjunto de embriones espaciados y orbitalmente cuasi estables (Wetherill & Stewart 1989). Luego sobreviene una etapa de *crecimiento oligárquico* en la que se enlentece el crecimiento de los embriones que comienzan a acretar gas a una tasa muy baja (Thommes et al. 2004). En las últimas dos etapas la acreción de planetesimales y gas sucede concurrentemente, a una tasa aproximadamente constante. En algún momento algún embrión eventualmente alcanza una masa de $\sim 10M_{\oplus}$. A partir de entonces la acreción gaseosa supera a la de sólidos y este proceso continúa hasta que ambas se igualan. Entonces comienza una acreción gaseosa *runaway* que finaliza con el colapso de la envoltura gaseosa sobre el núcleo del planeta. Finalmente la acreción cesa y el planeta se contrae y se enfría a su tamaño actual (Pollack et al. 1996).

3. Migración Planetaria

Entre el disco y el protoplaneta se produce un intercambio de momento angular debido a las fuerzas viscosas. Esta interacción planeta-disco, genera que las partículas cercanas al planeta sean expulsadas de su entorno. El planeta abre una brecha y el proceso conduce a una migración planetaria. Dependiendo de la masa del planeta, la migración será de tipo I o de tipo II:

- Migración tipo I: Si la masa del planeta es escasa, la viscosidad del disco tiende a llenar nuevamente la brecha abierta. El planeta orbita en una región poblada de partículas. Este tipo de migración es muy rápida (Ward 1986).
- Migración tipo II: Si el planeta es suficientemente masivo como para que la brecha no se cierre a su paso, el planeta migra acoplado a la viscosidad del disco. La masa mínima requerida para que se inicie este proceso depende de la viscosidad del disco (Ida & Lin 2004).

4. Modelo de disco

Consideramos un modelo de disco formado por una componente sólida y una componente gaseosa. La densidad superficial de la componente sólida es de la forma $\Sigma_s \propto r^{-\alpha}$, siendo r la distancia a la estrella central y α el índice de la distribución radial. La cantidad de gas es proporcional a la de sólidos.

De acuerdo a la teoría clásica de Safronov (1969), la tasa de acreción de un protoplaneta sumergido en un disco de sólidos está descrita por la aproximación de *partículas en una caja* $\frac{dM_n}{dt} = F \frac{\Sigma_s}{h} R_p^2 \left(1 + \frac{v_{esc}^2}{v_{rel}^2}\right) v_{rel}$ donde M_n es la masa del núcleo sólido, h es la altura de escala del disco de sólidos, R_p el radio del protoplaneta, v_{esc} y v_{rel}

son la velocidad de escape a partir de la superficie del protoplaneta y la velocidad relativa característica entre el protoplaneta y los planetesimales respectivamente, y F es el *factor de enfocamiento gravitacional*.

La acreción gaseosa es simulada siguiendo la ley $\frac{dM_g}{dt} = 4\pi\rho_g G\alpha (M_n + M_g)^4$, donde M_g es la masa de la envoltura gaseosa, ρ_g es la densidad gaseosa, G la constante de la gravitación, y α es un factor que ajusta los resultados de Pollack et al. 1996.

5. Simulaciones - Condiciones iniciales

Las simulaciones se realizan con el código numérico *DAEDALUS* (Santamaría 2003, Brunini & Viturro 2002) más un conjunto de subrutinas que tienen en cuenta la presencia del disco de gas y planetesimales.

Realizamos simulaciones con un conjunto de N embriones planetarios ($N = 1, 2, 4, 10, 20$) de igual masa ($0,05 M_\oplus$), dispuestos en la zona externa a la línea del hielo y separados mutuamente en $7R_h$ (R_h : radio de Hill del planeta). Los embriones tienen inicialmente bajas excentricidades e inclinaciones puesto que este es el escenario final de la etapa de acreción *runaway*. Para el disco protoplanetario asumimos una masa inicial igual a f masas solares mínimas, siendo $f = 1, 3, 5, 10$, y la densidad superficial de sólidos $\Sigma \propto r^{-3/2}$.

6. Resultados Obtenidos

En todas las simulaciones encontramos que los embriones incrementan sus masas a una tasa aproximadamente constante en tiempos que dependen de la masa inicial del disco, pero que en ningún caso superan los 10^6 años para que uno de ellos alcance una masa crítica (generalmente el que se acerca al borde interno del disco más rápidamente bajo la acción de una fuerza de migración tipo I). Este embrión evoluciona como **planeta gigante** ($M_p \sim 1,5M_J$ para los discos menos masivos, $M_p \sim 10M_J$ para los más masivos). La masa del planeta es entonces suficiente como para abrir una brecha y que la migración actuante sea de tipo II. Ésta es considerablemente más lenta, pero suficiente como para que el planeta alcance el borde interno del disco antes de que se disipe la nebulosa gaseosa. Cuando esto ocurre, el planeta presenta una excentricidad baja pero suficiente como para que su pericentro se encuentre fuera del disco y no el resto de la órbita. El planeta seguirá sufriendo impulsos en las adyacencias del apocentro, provocando un crecimiento de la excentricidad y la eyección final del sistema.

En las Figuras 1 y 2 se observan los resultados de una de las simulaciones llevadas a cabo con un conjunto de 10 embriones y $f = 10$.

7. Conclusiones

Del análisis de la evolución temporal de un conjunto de embriones planetarios sumergidos en un disco de gas y planetesimales surge que uno de ellos evoluciona como un planeta gigante **dentro del tiempo de vida de la nebulosa gaseosa**. La fuerza de migración tipo II es suficiente como para llevar a tal planeta a la zona interior al disco provocando su eyección. En una próxima etapa proponemos incorporar al modelo el efecto de la *fuerza de marea*, debido a que la interacción con la estrella central no es

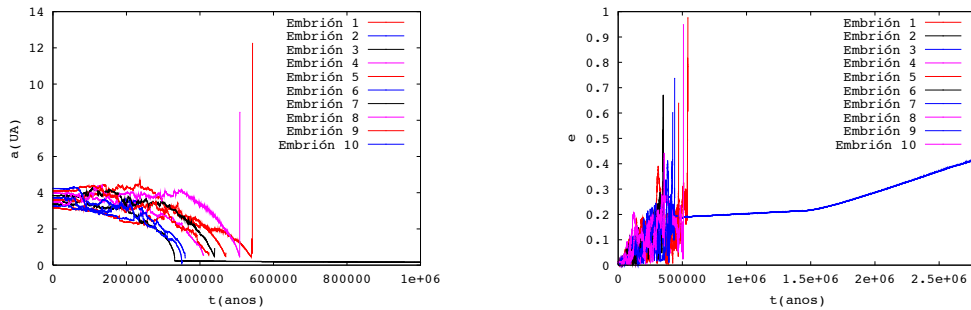


Figura 1. *Izquierda:* Superposición de la evolución de los semiejes. El embrión 3 migró hasta la zona interna del disco antes que los demás, lo cual favoreció su crecimiento. Estos también migraron hacia el interior del disco pero fueron acretados por el primero o eyectados del sistema debido a encuentros. *Derecha:* Superposición de la evolución de la excentricidad de los embriones, nótese el crecimiento final de e .

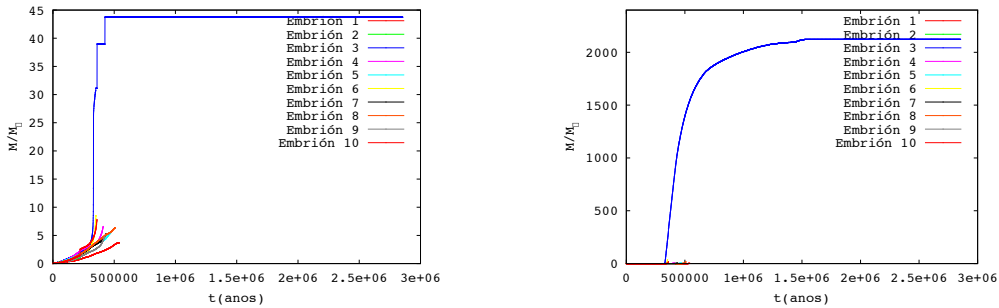


Figura 2. *Izquierda:* Evolución de la masa del núcleo de los embriones. *Derecha:* masa gaseosa.

despreciable dada la cercanía existente entre planeta y estrella ($< 0,01UA$). La fuerza de marea circulariza las órbitas e incrementa la distancia orbital, lo cual eventualmente podría contrarrestar la acción migratoria.

Referencias

- Wetherill, G.W. & Stewart, G.R., 1989 *Icarus*, 77, 330
 Thommes, E. W. Duncan, M. J. & Levison, H. F. 2003, *Icarus*, 161, 431-455
 Pollack, J.B., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., Lissauer, J.J., Podolak, M. & Greenzweig, Y. 1996 *Icarus*, 124, 62
 Ward, W. 1986, *Icarus*, 67, 164
 Ida, S. & Lin, D. N. C. 2004, *ApJ* 604, 388-413
 Safronov, V. S., 1969. Evolution of the Protoplanetary Cloud and Formation of the Earth and Planets. Nauka, Moscow [Engl. transl. NASA TTF-677, 1972]
 Santamaría, P. 2003, Práctica de la Especialidad
 Brunini, A. & Viturro, H. 2002

PRESENTACIÓN MURAL

Conexión cuasiheteroclínica entre tres órbitas periódicas de transferencia en el problema circular de tres cuerpos restringido Tierra-Luna

Alejandro Martín Leiva¹, Carlos Bruno Briozzo²
(1) *Observatorio Astronómico Córdoba (OAC) - UNC*
(2) *Facultad de Matemática, Astronomía y Física (FaMAF) - UNC*

Abstract. In this work we reconstruct numerically the stable and unstable manifolds of three unstable periodic orbits, on an adequate Poincaré section in the Earth-Moon coplanar Circular Restricted Three Body Problem. The integrations show a quasiheteroclinic connection, which would allow to find initial conditions in the neighbourhood of each fixed point permitting navigation between these orbits with a minimal fuel cost.

Resumen. En este trabajo se reconstruyen numéricamente las variedades estables e inestables de tres órbitas periódicas inestables sobre una superficie de Poincaré adecuada en el problema planar circular de tres cuerpos restringido Tierra-Luna. Las integraciones revelan una conexión cuasiheteroclínica que permitiría determinar condiciones iniciales en la vecindad de cada punto fijo que faciliten navegar entre estas órbitas con mínimo gasto de combustible.

1. Introducción

En un trabajo anterior hemos determinado y clasificado gran cantidad de comportamientos que se corresponden con órbitas periódicas (OP) de transferencia rápida entre las masas primarias en el problema planar circular de tres cuerpos restringido (PC3CR) Tierra-Luna (Briozzo & Leiva 2004).

Para este trabajo se seleccionaron tres OP inestables correspondientes a tres familias de OP para un valor de la constante de Jacobi $h = -1,5887$ y se reconstruyeron numéricamente las variedades estables e inestables de cada OP en una superficie de Poincaré adecuada. El modelo utilizado se describe en la sección 2. Las características de las OP seleccionadas, los métodos empleados y los resultados obtenidos se detallan en las secciones 3 y 4.

2. Problema de tres cuerpos restringido

Este problema 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 masas 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 coor-

denadas 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):

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

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

3. Órbitas periódicas seleccionadas

Del análisis de las curvas características de cada familia determinadas sobre una sección de Poincaré Σ , $x = 0, 836915310$; y ; \dot{y} ; $\dot{x} > 0$ se seleccionaron tres puntos fijos para un valor $h = -1,5887$ correspondientes a tres OP inestables que poseen períodos y desarrollos similares. La tabla 1 detalla las condiciones iniciales de los puntos fijos y las características principales de las tres OP. Cada condición inicial representa una OP inestable con un error relativo menor a 10^{-9} en Σ .

Tabla 1

Características principales de las OP seleccionadas. T : período; y, \dot{y} : condiciones iniciales en Σ , $x = 0, 836915310$; y ; \dot{y} ; $\dot{x} > 0$; λ_i y a_i : autovalores y autovectores correspondientes a la linealización del mapa de Poincaré alrededor de cada punto fijo para $h = -1,5887$.

OP	T	y \dot{y}	λ_1 λ_2	$a_1 = (y; \dot{y})$ $a_2 = (y; \dot{y})$
00	19,889620	-0,029709943 0,013335031	71,886 0,014	(0,28631; -0,95814) (0,45110; -0,89248)
01	19,781183	-0,018737740 -0,013771593	-49,221 -0,020	(0,43264; -0,90157) (0,37480; -0,92711)
02	19,773262	-0,007529446 -0,036078572	125,2 0,008	(0,44982; -0,89312) (0,56311; -0,82638)

Existen muchos algoritmos que permiten aproximar las variedades estables e inestables de puntos fijos en una superficie de sección. Esta tarea es dificultosa y depende de la complejidad e inestabilidad de los desarrollos y de la dimensión del sistema dinámico considerado (Parker & Chua 1989). En particular, la linealización alrededor de un punto fijo inestable en Σ , determinará dos variedades lineales definidas por las direcciones de los autovectores a_i , que serán tangentes a las variedades estables e inestables del punto fijo. Las variedades linealmente estables e inestables corresponden a los autovectores asociados con autovalores con $|\lambda| < 1$ y $|\lambda| > 1$ respectivamente (Parker & Chua 1989, Otani & Jones 1997, Verhulst 1990). La dinámica continua origina en la superficie de sección un mapa discreto P conocido como mapa de Poincaré. Así, un punto x_1 en Σ , evolucionará según el mapa P en un punto $x_2 = P(x_1)$.

Cálculo de las variedades inestables:

- 1) A partir de un punto fijo x_0 se tomó un pequeño incremento $\alpha = 5 \times 10^{-8}$

- en la dirección del autovector. Con los nuevos puntos $x_{1j}^{\pm} = x_0 \pm \alpha a_j$ se determinaron en cada caso los puntos $x_{2j}^{\pm} = P(x_{1j}^{\pm})$.
- 2) Así, se construyeron nuevos conjuntos de condiciones iniciales en Σ ; $p_m^{\pm} = (x_{2j}^{\pm} - x_{1j}^{\pm})m/1000 + x_{1j}^{\pm}$ con $0 \leq m < 1000$.
- 3) Cada punto p_m^{\pm} fue iterado 5 veces por el mapa P .

Cálculo de las variedades estables:

Se procedió de la misma manera pero se utilizó en cada paso el mapa inverso P^{-1} (Parker y Chua 1989).

Las integraciones numéricas se realizaron con una rutina en lenguaje Fortran90 con un integrador Bulirsch-Stoer de precisión 10^{-14} y las intersecciones de las trayectorias con Σ se determinaron por el método de bisección hasta lograr un error relativo de 10^{-11} .

4. Resultados

La figura 1 muestra los resultados obtenidos.

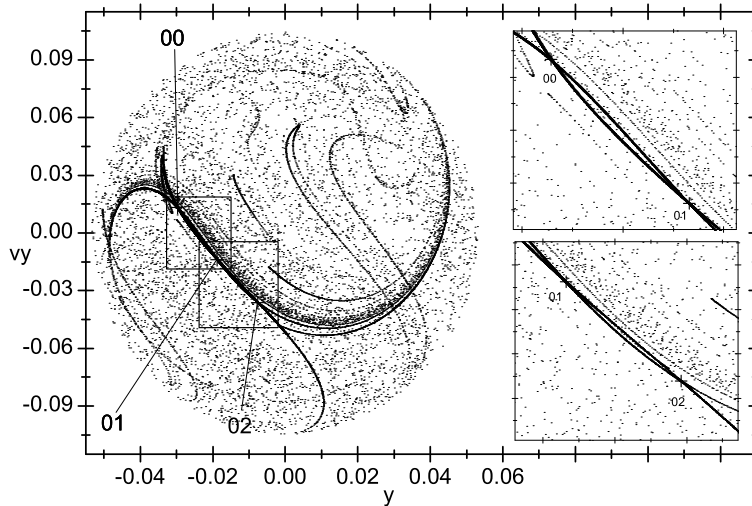


Figura 1. Reconstrucción numérica de las variedades estables e inestables en Σ de los tres puntos fijos (cruz) después de 5 iteraciones del mapa P (P^{-1}) para las variedades inestables (estables). En las primeras iteraciones, las trayectorias evolucionan como si existiera una conexión heteroclínica.

En las primeras iteraciones se puede apreciar un comportamiento cuasiheteroclínico de algunas de las variedades de los tres puntos fijos.

En el PC3CR y para el valor $h = -1,5887$, cualquier condición inicial en Σ evolucionará sin escapar del sistema y esperando el tiempo suficiente, dará origen a trayectorias que retornen tan cerca como uno desee de un punto cualquiera de Σ (Otani & Jones

1997), pero esta cuasiconexión entre las variedades permite determinar conjuntos de condiciones iniciales muy próximas de alguno de los puntos fijos que, sólo por acción de la dinámica, evolucionen a una vecindad suficientemente cercana de los otros puntos fijos en un tiempo extremadamente corto (3 o 4 iteraciones del mapa, $t \sim 80$). En esta vecindad, se podría aplicar un método de control efectivo de estabilización (Leiva & Briozzo 2006), permitiendo maniobrar entre las tres OP inestables de transferencia rápida con un gasto mínimo de combustible.

Agradecimientos. Este trabajo ha sido financiado parcialmente por el Subsidio No. 162/06 de la Secretaría de Ciencia y Tecnología de la Universidad Nacional de Córdoba.

Referencias

- Briozzo, C. B. & Leiva, A. M. 2004, BAAA, Vol. 47., 77-80.
- Leiva, A. M. & Briozzo, C. B. 2006, Acta Astronautica, **58**(8) 379-386.
- Otani, M. & Jones, A. 1997, *Guiding Chaotic Orbits*, Research Report, Dept. of Computing Imperial College of Science Technology and Medicine, Londres.
- Parker, T. S. & Chua, L. O. 1989, *Practical Numerical Algorithms for Chaotic Systems*, Springer-Verlag, Nueva York.
- Szebehely, V.: 1967, *Theory of Orbits*, Academic Press, Nueva York.
- Verhulst, F. 1990, *Nonlinear Differential Equations and Dynamical Systems*, Springer-Verlag, Nueva York.

PRESENTACIÓN MURAL

Mapas dinámicos de trayectorias rápidas para un valor dado de la constante de Jacobi en el problema de tres cuerpos restringido Tierra-Luna

Alejandro Martín Leiva¹, Carlos Bruno Briozzo²
(1) *Observatorio Astronómico Córdoba (OAC) - UNC*
(2) *Facultad de Matemática, Astronomía y Física (FaMAF) - UNC*

Abstract. Starting from the numerical integration of 1736649 trajectories we study the behaviour of 783209 trajectories in the Earth-Moon Circular Restricted Three Body Problem, for a value $h=-1.5887$ of the Jacobi constant. Many of these trajectories are of great interest because they take place between the primary masses for times shorter than 217 days, and show close approaches to the Moon. On a surface of section we show dynamical maps providing a global description of the main features of these trajectories, and showing the optimal regions to search for periodic orbits and for orbits colliding with the Moon.

Resumen. A partir de la integración numérica 1736649 trayectorias se analiza el comportamiento de 783209 trayectorias en el problema planar circular de tres cuerpos restringido Tierra-Luna para un valor de la constante de Jacobi $h = -1,5887$. Muchas de estas trayectorias resultan de gran interés porque se desarrollan entre las masas primarias en tiempos menores a 217 días y poseen gran acercamiento a la Luna. En una superficie de sección, se presentan mapas dinámicos que permiten describir en forma global las características principales de estas trayectorias y las regiones óptimas para realizar búsquedas de órbitas periódicas y órbitas que sufren colisiones con la Luna.

1. Introducción

En trabajos anteriores (Briozzo & Leiva 2004, Leiva & Briozzo 2006) hemos identificado y clasificado un gran número de órbitas periódicas (OP) y familias de OP de baja energía que realizan transferencias rápidas entre las masas primarias ($T < 174$ días) en el problema planar circular de tres cuerpos restringido (PC3CR) Tierra-Luna. Sin embargo, cuando consideramos sólo un valor fijo de la constante de Jacobi, las OP son escasas y en general, son de carácter inestable (Hénon 1997) y no brindan información sobre el comportamiento global de todas las posibles trayectorias (periódicas o no) que pueden realizar transferencias rápidas entre la Tierra y la Luna. En este trabajo utilizamos la expresión *trayectoria de transferencia* para órbitas que se desarrollan entre las masas primarias aunque no presenten acercamiento extremo a alguna de ellas.

Con el objetivo de describir estos comportamientos y de comprender más acerca de los resultados obtenidos al clasificar 66 familias de OP de transferencia rápida (Briozzo & Leiva 2004) decidimos analizar numéricamente un gran número de condiciones

iniciales que originan una gran cantidad de trayectorias de transferencia en el PC3CR correspondientes a un valor de la constante de Jacobi $h = -1,5887$. Para este valor de h las trayectorias no escapan del sistema.

2. Problema de tres cuerpos restringido

Este problema 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 masas 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 $r_2^2 = (x - 1 + \mu)^2 + y^2$.

3. Integraciones numéricas

Para estudiar el comportamiento global de las distintas trayectorias que se desarrollan entre la Tierra y la Luna se utilizó una sección de Poincaré Σ , $x = 0,836915310$; $y; \dot{y}; \dot{x}(h, y, \dot{y}) > 0$. Para $h = -1,5887$ se dividió Σ en una grilla bidimensional ($y; \dot{y}$) con un incremento $\Delta y = \Delta \dot{y} = 10^{-4}$ ($\sim 38,44$ km y 0,1 m/s respectivamente). Todas las trayectorias correspondientes a este conjunto de condiciones iniciales se integraron hasta obtener su retorno a Σ o hasta superar un tiempo $t = 50$ (287 días). Las integraciones numéricas se realizaron con una rutina en lenguaje Fortran90 con un integrador Bulirsch-Stoer de precisión 10^{-14} y las intersecciones de las trayectorias con Σ se determinaron por el método de bisección hasta lograr un error relativo de 10^{-12} (Parker & Chua 1989).

En total, se integraron 1736649 trayectorias. Este proceso se realizó con un procesador AMD 2,8 GHz con 328 Mbytes de memoria y demandó 12 días aproximadamente. 783209 órbitas retornaron a Σ en un tiempo $t < 50$ (TTR). En este trabajo, sólo se analizan estas órbitas, descartándose todas las demás. Las trayectorias que no retornan a Σ en intervalos de tiempo mayores permanecen capturadas por más tiempo alrededor de las masas primarias. La figura 1 muestra las condiciones iniciales en Σ de trayectorias que retornan en un tiempo $t < 50$.

4. Resultados y discusión

Para cada TTR se calculó el tiempo de retorno t_0 a Σ , la distancia d_{min} entre la condición inicial y el valor del punto de retorno en Σ , las distancias mínimas a la Tierra (d_E)

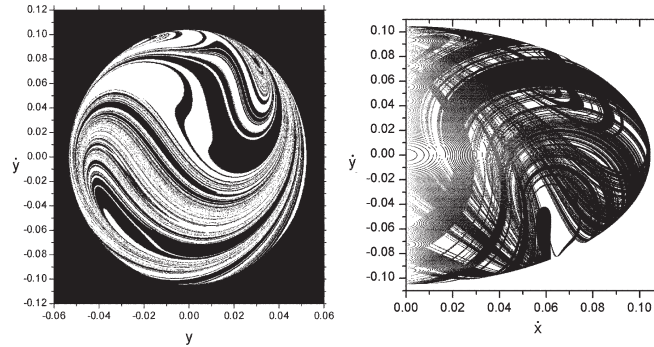


Figura 1. Izq.: mapa de condiciones iniciales en Σ de trayectorias que retornan en un tiempo $t < 50$ (regiones blancas). Der.: mapa de velocidades para estas condiciones iniciales ($h = -1,5887$).

y a la Luna (d_{moon}). La figura 2 muestra los mapas obtenidos para estas cantidades utilizando para graficar en cada caso, los valores promediados en Σ sobre una grilla de 800×800 sin suavizado.

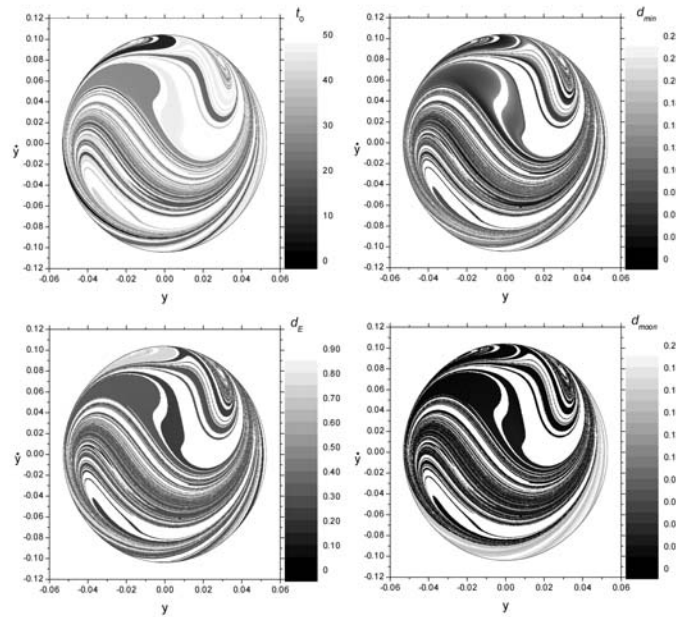


Figura 2. Mapas dinámicos de 783209 trayectorias. Los valores están promediados en una grilla de 800×800 sin suavizado. Arriba: izq.: tiempo de retorno t_0 , der.: distancia de retorno d_{min} . Abajo: Acercamiento máximo a la Tierra (izq.) y a la Luna (der.). En todos los casos, la región de color blanco corresponde a trayectorias que no retornan a Σ en $t < 50$ (ver Fig.1).

Características generales:

Tiempo de retorno t_0 : el 40 % de las trayectorias retorna a Σ en un tiempo t_0 menor que 112 días ($t_0 < 26$). El mapa revela comportamientos muy rápidos que se corresponden con trayectorias que se desarrollan alrededor de la Luna y no realizan transferencias ($t_0 < 14$). Sólo para $t_0 > 14$ aparecen transferencias y a partir de $t_0 > 20$ aumenta significativamente la cantidad y la variedad de trayectorias posibles que combinan distintos desarrollos alrededor de las masas primarias. Este análisis es consistente con los valores de los períodos de las OPs de las familias determinadas por Briozzo & Leiva (2004) para $h = -1, 5887$.

Distancia mínima de retorno d_{min} : existen trayectorias que retornan con valores $d_{min} < 5 \times 10^{-3}$; esto significa que los puntos de retorno no se alejan en más de 1922 km o 5 m/s de las condiciones iniciales. Estos puntos son excelentes candidatos para determinar OPs aplicando por ejemplo, un algoritmo de Newton-Raphson (Parker & Chua 1989).

Distancia mínima a la Tierra d_E : ninguna de las trayectorias colisiona con la Tierra. El 90 % presenta distancias $0,18 < d_E < 0,37$ (entre 60000 km y 142000 km) y son órbitas que realizan transferencias o que se desarrollan sólo alrededor de la Tierra. El resto de las trayectorias poseen una distancia mínima $d_E > 0,86$ y se corresponden con órbitas que evolucionan alrededor de la Luna o alrededor de L_1 . Nuevamente encontramos una excelente correlación entre los resultados obtenidos en este trabajo y los obtenidos por Briozzo & Leiva (2004).

Distancia mínima a la Luna d_{moon} : este mapa muestra dos comportamientos. Aproximadamente el 90 % de las trayectorias ingresan en la región lunar con distancias $d_{moon} < 0,04$ (~ 15400 km). El resto de las trayectorias poseen distancias mayores a $0,135$ (~ 51900 km). En este caso, existen TTR que realizan un *bucle* muy rápido y abierto alrededor de la Luna.

Colisiones con la Luna: El 28 % de las trayectorias tienen valores $d_{moon} < 0,00452$ que se corresponden con órbitas que pasan a menos de 1000 km de la superficie lunar (radio lunar ~ 1740 km). 57957 trayectorias colisionan con la Luna (~ 7 %).

Agradecimientos. Este trabajo ha sido financiado parcialmente por el Subsidio No. 162/06 de la Secretaría de Ciencia y Tecnología de la Universidad Nacional de Córdoba.

Referencias

- Briozzo, C. B. & Leiva A. M. 2004, BAAA, Vol. 47, 77-80.
- Hénon, M. 1997, *Generating Families in the Restricted Three Body Problem*, Springer-Verlag LNP M52, Berlin.
- Leiva, A. M & Briozzo C. B. 2006, Acta Astronautica, **58**(8) 379-386.
- Parker, T. S. & Chua L. O. 1989, *Practical Numerical Algorithms for Chaotic Systems*, Springer-Verlag, Nueva York.
- Szebehely, V. 1967, *Theory of Orbits*, Academic Press, Nueva York.

PRESENTACIÓN MURAL

Dinámica de partículas en la vecindad de exoplanetas

Francisco López García¹ y Jorge Correa¹

(1)Departamento de Geofísica y Astronomía de la Facultad de Ciencias Exactas de la UNSJ, San Juan, Argentina

Abstract. We study the dynamical behavior of test particles in a planetary system formed by a solar type star and two exoplanets orbiting it. We analyze 20 different examples, with 200 test particles each, separated in 3 groups according to the value of the planet elements: a , e and i ; inside each group we change the planet masses from $1 M_{Earth}$ to $1 M_{Jup}$. The time span is $T = 5 \times 10^5$ yr. The particles elements are also different for each group. The angular elements for planets and particles are at random. We conclude that the stability of the particles motion, in the integration time adopted, mainly depends on the order of the masses of planets.

Resumen. Se estudia el comportamiento dinámico de partículas test (sin masa) en un sistema planetario formado por una estrella tipo solar y dos exoplanetas orbitando en torno de la misma. Se analizan 20 ejemplos, con un tiempo de integración, en cada caso, de $T = 5 \times 10^5$ años. Los elementos orbitales de ambos planetas fueron: en los seis primeros casos $a = 0.388$ ua, $e = 0.2$, $i = 7^\circ$ (órbita de Mercurio) y $a = 0.723$, $e = 0.007$, $i = 3.4^\circ$ (órbita de Venus); en los ocho casos siguientes $a = 0.50$ ua, $e = 0.1$, $i = 5^\circ$ y $a = 1.0$ ua, $e = 0.1$, $i = 5.5^\circ$ y en los seis casos restantes ambos semi ejes se conservaron variando $e = 0.15$ hasta 0.4 con $\Delta e = 0,05$; el valor de i fue adoptado al azar menor que 10° . Los elementos angulares (longitud de nodo, argumento de pericentro, anomalía media) son elegidos, en todos los casos, al azar. El análisis se realizó variando en los tres grupos mencionados las masas de los dos exoplanetas desde $1 M_{Tierra}$ hasta $1 M_{Jup}$. El número de partículas analizadas en todos los ejemplos fue 200.

1. Introducción

El comportamiento dinámico de las partículas test se realiza variando las masas de los dos exoplanetas conservando constantes sus parámetros orbitales en cada uno de los grupos mencionados. La evolución dinámica de las mismas es estudiada utilizando el integrador evorb 12 que integra numéricamente un sistema de m partículas sin masa en un campo gravitatorio de n planetas masivos y una estrella central. El programa permite determinar los encuentros de las partículas con los planetas; la versión 12RC permite considerar efectos relativistas provocados por el cuerpo central, ésta se aplica cuando la distancia heliocéntrica satisface la condición $r^{1,5} > 20 \times \text{paso}$. Por esta razón es que hemos analizado el comportamiento dinámico de aquellas partículas con $a > 0.25$ UA. (Autor del código: A. Brunini, adaptación de T. Gallardo). Este integrador permite conocer los parámetros orbitales heliocéntricos del sistema formado por planetas (ra-

dios y masas) y partículas (sin radio ni masas) gravitando en torno de un cuerpo central (Sol).

2. Método

El resultado de cada integración nos permite conocer los siguientes parámetros físicos: 1) La energía del sistema formado por la estrella y los dos planetas. 2) Los elementos orbitales de cada partícula eliminada. 3) Los elementos orbitales de las partículas que colisionan. 4) Encuentros de las partículas con los planetas. 5) Evolución de los elementos orbitales heliocéntricos de los dos planetas y de las partículas. 6) Posición y velocidad. Todos estos parámetros se conocen para cada instante de salida de la integración. Cada uno de estos ítems se guarda en distintos archivos en función del tiempo (salida predeterminada) y el número de la partícula, lo cual permite estudiar la evolución individual de cada una de ellas. El paso de integración utilizado fue de 0.005 de año.

3. Resultados

El comportamiento dinámico de las partículas se analiza modificando, en cada grupo, las masas de los dos exoplanetas (desde $1 M_{Tierra}$ hasta $1 M_{Jupiter}$), dejando fijas su posición y velocidad. En los casos en que la masa de los exoplanetas es menor que $0.005 M_{Jupiter}$ el movimiento de las partículas es estable en el intervalo de tiempo considerado. Cuando aumentamos las masas de los planetas hasta un orden de $0.05 M_{Jupiter}$ sobrevive mas de la mitad de la muestra con $e < 0.25$, i.e, las órbitas de las partículas test *son estables* dentro del rango del tiempo integración de 5×10^5 años. El número de encuentros y colisiones de las partículas con el Sol y los dos planetas es muy grande, aumenta en función de las masas de los mismos. Cuando las masas planetarias superan $0.05 M_{Jupiter}$ el número de partículas que escapan (e tendiendo a 1 ó a creciente) aumenta considerablemente. La Tabla 1 sintetiza los resultados obtenidos. Por razones de espacio sólo se muestran algunos ejemplos.

NOTA: En todos los casos se representaron los distintos parámetros, a saber: el plano a - e inicial y final, evolución de las partículas que escapan, el número de encuentros con los planetas y el Sol, posición final de las partículas con movimiento estable, variación de a , e , i con el tiempo.

Agradecimientos. Los autores agradecen al árbitro (anónimo) por las sugerencias recibidas.

Referencias

- Beaugé, C., Callegari, N. Jr., Ferraz-Mello, S. & Michtchenko, T. 2005, Proceedings IAU Colloquium No. 197
- Benest, D., & Gonczi, R. 2005, Proceedings IAU Colloquium No. 197
- Butler, R., & Marcy G. 1996, ApJ, 464, 153, 156
- Ferraz-Mello, S., Michtchenko, T.A., Beaugé, C., & Callegari, Jr. 2005, Lectures on Extrasolar Planetary Systems., (preprints)

Ejemplo	Planeta	Masa (M_{sa})	a (ua)	e	i°	Región estudiada	Movimiento
1	1	$3.14 \cdot 10^{-6}$	0.388	0.206	7	$0.25 < a < 1.0$ ua	Órbitas muy estables. 5 partículas eliminadas. Colisiones: 3 Pit1; 2 Pit2
	2	$3.14 \cdot 10^{-6}$	0.723	0.007	3.4	$0 < e < 0.2$ $i < 10$	
2	1	$3.14 \cdot 10^{-5}$	0.388	0.206	7	$0.25 < a < 1.0$ ua	Órbitas estables, Sobreviven 180 partículas. Colisiones: 1 Sol; 8 Pit1 y 10 Pit2. 1 con $e \rightarrow 1$.
	2	$3.14 \cdot 10^{-5}$	0.723	0.007	3.4	$0 < e < 0.2$ $i < 10$	
3	1	$3.14 \cdot 10^{-4}$	0.388	0.206	7	$0.25 < a < 1.0$ ua	Sobreviven el 50 % de las partículas. Colisiones: 26 Sol; 4 Pit1 y 2 Pit2.
	2	$3.14 \cdot 10^{-4}$	0.723	0.007	3.4	$0 < e < 0.2$ $i < 10$	
4	1	$3.14 \cdot 10^{-3}$	0.388	0.206	7	$0.25 < a < 1.0$ ua	Todas las partículas escapan con $e \rightarrow 1$. Los planetas aumentan la excentricidad
	2	$3.14 \cdot 10^{-3}$	0.723	0.007	3.4	$0 < e < 0.2$ $i < 10$	
5	1	$3.14 \cdot 10^{-5}$	0.388	0.206	7	$0.38 < a < 1.0$ ua	Sobreviven 88% partículas Colisiones: 1 Sol; 9 Pit1; 12 Pit2 y 1 con $e \rightarrow 1$. Los planetas se desplazan en e .
	2	$3.14 \cdot 10^{-5}$	0.723	0.007	3.4	$0 < e < 0.2$ $i < 5$	
6	1	$3.14 \cdot 10^{-4}$	0.388	0.206	7	$0.38 < a < 1.0$ ua	Sobreviven 44% partículas. Eliminadas 111: 104 $e \rightarrow 1$, y 37 por colisión.
	2	$3.14 \cdot 10^{-4}$	0.723	0.007	3.4	$0 < e < 0.2$ $i < 10$	
7	1	$3.15 \cdot 10^{-4}$	0.5	0.15	7.0	$0.38 < a < 1.0$ ua	Movimiento estable 56 % Eliminadas 77 partículas: 65 $e \rightarrow 1$, 12 colisiones.
	2	$3.15 \cdot 10^{-4}$	1.0	0.20	3.5	$0 < e < 0.2$, $i < 10$	
8	1	$3.15 \cdot 10^{-4}$	0.5	0.1	5.0	$0.45 < a < 1.0$ ua.	Partículas eliminadas 65 Colisiones 15 partículas y 50 con e grande
	2	$3.15 \cdot 10^{-4}$	1.0	0.1	5.5	$0 < e < 0.25$, $i < 5$	
9	1	$3.15 \cdot 10^{-3}$	0.5	0.1	5.0	$0.4 < a < 1.0$ ua.	Ninguna partícula sobrevive. La mayoría con $e \rightarrow 1$. Los planetas se desplazan.
	2	$3.15 \cdot 10^{-3}$	1.0	0.1	5.5	$0 < e < 0.25$, $i < 5$	
10	1	$3.15 \cdot 10^{-3}$	0.5	0.1	5.0	$1.0 < a < 2.5$ ua.	Sobreviven 15 partículas con $a < 3$ ua y $e < 0.25$ Eliminadas 185, mayoría $e \rightarrow 1$.
	2	$3.15 \cdot 10^{-3}$	1.0	0.1	5.5	$0 < e < 0.25$, $i < 10$	
11	1	$3.15 \cdot 10^{-4}$	0.5	0.1	5.0	$1.0 < a < 2.5$ ua.	Sobreviven 86% partículas 5 colisiones y 23 $e \rightarrow 1$.
	2	$3.15 \cdot 10^{-4}$	1.0	0.1	5.5	$0 < e < 0.25$, $i < 10$	

Figura 1. Resultados obtenidos.

PRESENTACIÓN MURAL

8 de noviembre de 2006: Mercurio pasea sobre el disco solar (Micro eclipse anular de Sol o el segundo tránsito de Mercurio del siglo XXI)

C.C. Mallamaci¹

(1) *Observatorio Astronómico Félix Aguilar (FCEFN - UNSJ)*

Abstract. On Wednesday November 8, 2006, the second transit of Mercury over the Sun of the 21st. Century, took place. In this work we present the principal characteristics of the phenomenon occurrence, the visibility region and the local circumstances for some locations of Argentina and other countries of the world.

Resumen. El miércoles 8 de noviembre de 2006 tuvo lugar el segundo tránsito de Mercurio del siglo XXI. En este trabajo se presentan las características principales de ocurrencia del fenómeno, su geometría, la región de visibilidad y las circunstancias locales para algunas localidades de la Argentina y otros países del planeta.

1. Información general

El miércoles 8 de noviembre de 2006 el planeta Mercurio, visto desde la Tierra, cruzó por delante del disco solar. El fenómeno, conocido técnicamente como tránsito, fue el segundo de este tipo en el siglo XXI -tanto de Mercurio como de Venus - y pudo ser visto desde el continente americano, el Océano Pacífico, Australia y Asia Oriental. Pudo verse de manera completa (todas las fases, desde el primero hasta el último contacto) sólo desde el Océano Pacífico, el Este de América del Norte, una pequeñísima región del sur de Chile, Nueva Zelanda, prácticamente toda la Antártida, y una reducida región del SE de Australia. Fue completamente invisible desde Europa, África, casi toda Australia y el Oeste de Asia.

Desde una perspectiva geocéntrica, el fenómeno se desarrolló entre las horas 19:12 UT del día 8 de noviembre y las 00:10 UT del día 9, con una duración total de 4h58m. El máximo acercamiento aparente entre Mercurio y el Sol se produjo a las 21:41 UT, con una separación de $7'3''$ ($423''$) entre sus centros, y con el Sol en el cenit de un punto del Océano Pacífico sobre la Polinesia Francesa, a menos de 100 km al N de Papeete, su capital, en la Isla de Tahiti. Mercurio y el Sol mostraron un radio angular de 5 y $969''$, respectivamente [$R(\text{Merc}) = 0.0052 R(\text{Sol})$].

Un informe completo sobre este tránsito, incluidas las circunstancias locales para la República Argentina, ha sido publicado por el autor como "Tránsito de Mercurio 8-9 de noviembre de 2006", en el ámbito del Observatorio Astronómico Félix Aguilar (FCEFN - UNSJ), y puede solicitarse una copia del mismo a la dirección electrónica ccmalla@gmail.com.

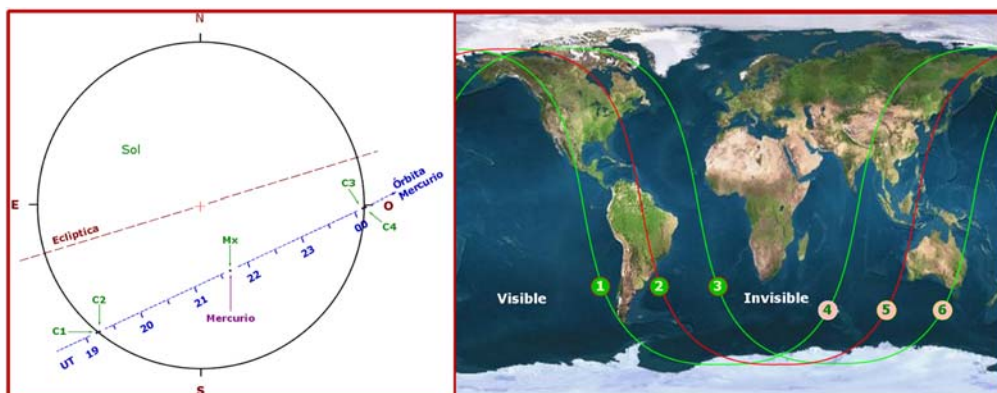


Figura 1. Recorrido, fases principales y región de visibilidad del tránsito. Las curvas 1, 2 y 3 identifican el fin, el máximo y el comienzo del tránsito a la puesta del Sol, y las curvas 4,5 6 identifican el fin, el máximo y el comienzo a la salida del Sol

Circunstancias generales geocéntricas

Fase	UT	P	Longitud	Latitud
Primer contacto exterior	Nov 08 19h12m04s	141 deg	-111,9 deg	-16,9 deg
Primer contacto interior	19h13m57s	141 deg	-112,4 deg	-16,9 deg
Mínima distancia entre centros	21h41m04s	205 deg	-149,4 deg	-16,8 deg
Último contacto interior	Nov 09 00h08m16s	269 deg	+173,6 deg	-16,8 deg
Último contacto exterior	00h10m08s	269 deg	+173,1 deg	-16,8 deg

PRESENTACIÓN MURAL

Un anillo de Sol da la bienvenida al equinoccio de septiembre (Eclipse anular de sol del 22 de septiembre de 2006)

C. C. Mallamaci¹

(1) *Observatorio Astronómico Félix Aguilar (FCEF - UNSJ)*

Abstract. On Friday September 22, 2006, the second solar eclipse of the year took place. In this poster we present the principal characteristics of the phenomenon occurrence, the visibility region and the local circumstances for some locations of Argentina.

Resumen. El viernes 22 de septiembre de 2006 tuvo lugar el segundo eclipse de sol del año. En este poster se presentan las características principales de ocurrencia del fenómeno, la región de visibilidad y las circunstancias locales para algunas localidades de la Argentina.

1. Información general

El segundo eclipse solar del año, tuvo lugar el viernes 22 de septiembre de 2006, menos de 20 horas antes de que se produjera el equinoccio de primavera para el hemisferio sur (23 de setiembre a la hora 04:03UT). Excepto por una pequeña región del Norte de Sudamérica (Guayanas y una pequeñísima región del Brasil), la faja de anularidad se desarrolló casi íntegramente sobre las aguas del Océano Atlántico y el Océano Índico sudoccidental, a lo largo de un camino de unos 13800 km de longitud y un ancho variable de entre 255 y 323 km. El primer contacto de la antisombra con la Tierra ocurrió a la hora 09:49UT, sobre el territorio de Guyana, a unos 35 km al NO de Holmia (Guyana) y a unos 30 km al NE de la frontera con el Estado de Roraima, en Brasil. El último contacto de la antisombra tuvo lugar a la hora 13:32UT, sobre las aguas del Océano Índico Sur, a unos 500 km de las Islas Kerguelen y de la Isla Heard y McDonald. El comienzo del eclipse en general (primer contacto de la penumbra con la Tierra) ocurrió a las 08:40UT sobre el Océano Atlántico Norte a mitad de camino entre las Islas de Cabo Verde y las Antillas Menores. El fin del eclipse tuvo lugar a las 14.40 UT sobre el Océano Índico suroccidental, a unos 370 km al NO de las Isla Crozet y 870 Km de la Isla Príncipe Eduardo.

Fue el eclipse Nro. 16 (de un total de 70) de la serie Saros 144, serie que no tiene ningún eclipse de tipo total. El máximo ocurrió a la hora 11:40UT, con una magnitud de 0.935, a unos 600 km al SO de la Isla de Santa Elena, en el Atlántico Sur. Visto desde el lugar del máximo, el Sol se encontrará a 66° de altura en la dirección de 31° de acimut, y la fase anular duró 7m09s. El diámetro aparente de la Luna fue un 6 % menor que el del Sol, por lo que las cuentas de Baily sólo podrían haber sido vistas en el momento del segundo y tercer contacto, o bien desde los límites externos de la zona de anularidad. La fase parcial pudo ser vista en las primeras horas de la mañana desde casi toda Sudamérica, pero únicamente desde el Uruguay y desde las regiones orientales de Argentina, Brasil y Paraguay se lo vió completo (desde el primero hasta



Figura 1. Región general de visibilidad

el último contacto), pues para el resto del subcontinente el eclipse ya estaba en progreso cuando amaneció. También se vió desde los países del Oeste y Sur de África, y desde gran parte de la Antártida. Para la República Argentina en particular, el desarrollo completo del eclipse se vió sólo desde la mitad sureste del país (provincias patagónicas -excepto Tierra del Fuego-, pampa húmeda y litoral) -aunque a baja altura sobre el horizonte (en general, a menos de 27°)-, mientras que desde la mitad noroeste (provincias andinas y centrales) sólo se vió parte del fenómeno, pues la fase de comienzo ocurrió cuando el Sol se encontraba aún bajo el horizonte. Por ejemplo, para la localidad de Capilla del Monte el Sol salió a las 10:08UT parcialmente eclipsado (6 %, ac.= 90°). El máximo para esa localidad tuvo lugar a las 10:43UT -con el Sol a 7° de altura y 86° de acimut- y el final a las 11:29UT, a 17° de altura y 79° de acimut. La magnitud del eclipse para la República Argentina varió entre 0 (en el sur) y 0.35 (en el norte). Un informe completo sobre este eclipse ha sido publicado por el autor como "Eclipse anular de Sol. 22 de setiembre de 2006", en el ámbito del Observatorio Astronómico Félix Aguilar (FCEF - UNSJ), y puede solicitarse una copia del mismo a la dirección electrónica ccmalla@gmail.com.

Circunstancias generales

Fase	UT	Longitud	Latitud
P1: Contacto exterior penumbra	08h39m56.8s		
U1: Contacto exterior sombra	09 48 31.8		
U2: Contacto interior sombra	09 54 33.1		
P2: Contacto interior penumbra	11 23 46.6		
Mx: Máximo del eclipse	@11 40 11.3 @	-009,1 deg	-20,6 deg
P3: Contacto interior penumbra	@11 55 57.1 @		
U3: Contacto interior sombra	@13 25 32.4 @		
U2: Contacto exterior sombra	@13 31 34.4 @		
P4: Contacto exterior penumbra	@14 40 15.0 @		

PRESENTACIÓN MURAL

Curvas de consumo para la navegación entre familias de órbitas periódicas de transferencia en problema circular de tres cuerpos restringido Tierra-Luna

Juan Pablo Marcuzzi¹, Alejandro Martín Leiva¹, Carlos Bruno Briozzo²
(1) *Observatorio Astronómico Córdoba (OAC) - UNC*
(2) *Facultad de Matemática, Astronomía y Física (FaMAF) - UNC*

Abstract. Using characteristic curves of low energy fast periodic transfer orbits in the Earth-Moon planar circular restricted three body problem we constructed cost curves that enable the study of maneuvers between them. In an appropriate surface of section the numerical diagrams show regions where transfer maneuvers involve lower costs and that would allow determine family members which make the propellant minimum for these maneuvers.

Resumen. A través de las curvas características de órbitas periódicas inestables sobre una superficie de Poincaré adecuada en el problema planar circular de tres cuerpos restringido Tierra-Luna, se construyeron curvas de consumo que permiten el estudio de maniobras entre ellas. Los diagramas revelan regiones de bajo consumo que permitirían determinar los miembros de cada familia que minimizan el gasto de combustible para realizar maniobras de transferencia.

1. Introducción

En la región caótica del problema de tres cuerpos restringido (PC3CR) existen infinidad de comportamientos periódicos inestables. La extrema sensibilidad a condiciones iniciales que presenta este modelo dinámico permite utilizar técnicas para navegar entre órbitas periódicas (OP) de una manera relativamente sencilla utilizando impulsos mínimos (Otani & Jones 1997, Leiva & Briozzo 2006). En particular, en este trabajo se confeccionan las curvas de consumo necesarias para maniobrar entre familias de OP de transferencia rápida y baja energía entre la Tierra y la Luna determinadas por Leiva y Briozzo en trabajos anteriores (Briozzo & Leiva 2004).

2. Problema de tres cuerpos restringido

Este problema es un caso especial del problema general de tres cuerpos donde se considera una masa infinitesimal m que no afecta el movimiento de las dos masas 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 $r_2^2 = (x - 1 + \mu)^2 + y^2$.

3. Familias utilizadas y mapa de navegación

En el PC3CR y para un valor fijo del parámetro de masas las OP integran familias monoparamétricas de parámetro h . Briozzo & Leiva (2004) determinaron y clasificaron gran cantidad de familias de OP de transferencia rápida entre la masas primarias en el PC3CR Tierra-Luna ($m_L = \mu = 0,0121505$). De este trabajo se seleccionaron las tres familias de OP más rápidas (Familias 037-043-056) y se graficaron sobre una nueva sección de Poincaré Σ_2 , $x ; y = 0 ; \dot{x} ; \dot{y} > 0$ que resulta más adecuada para el estudio de maniobras de navegación (Figura 1). Sobre Σ_2 las familias 037 y 043 son 4-periódicas mientras que la 056 es 5-periódica. El análisis se realizó definiendo tres regiones: Región terrestre (R1), Región Lunar (R2), Región Intermedia (R3A/B).

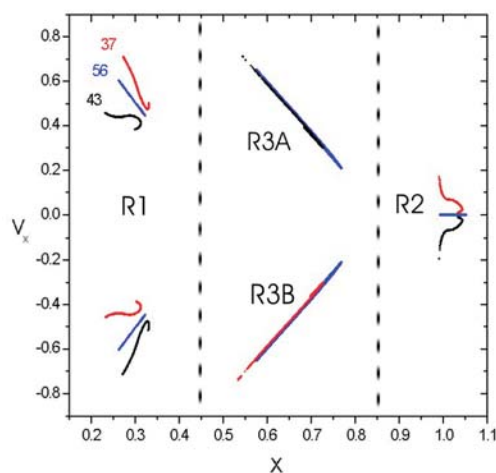


Figura 1. Sección de Poincaré Σ_2 (Mapa de Navegación). Se aprecian las condiciones iniciales de las tres familias de órbitas periódicas de transferencia más rápida en el PC3CR Tierra-Luna. Región Terrestre (R1), Región Lunar (R2), Región Intermedia (R3A/B).

3.1. Navegando a x fijo

Del mapa de navegación se advierte que, modificando adecuadamente el valor de V_x cuando el satélite se encuentra en algunas de las regiones definidas sobre Σ_2 , es posible provocar *saltos* entre diferentes curvas (familias). De la expresión para la integral de Jacobi se deduce que un incremento finito instantáneo en la velocidad $\Delta V = (\Delta V_x, \Delta V_y)$

modificará el valor de h según $\Delta h = V \cdot \Delta V + (1/2) \Delta V^2$. Así, podemos maniobrar entre dos órbitas, primero cambiando el valor de V_x y luego modificando V_y (Leiva & Briozzo 2006). En la práctica esto equivale a la aplicación de impulsos paralelos y perpendiculares a la dirección Tierra-Luna. Puesto que el gasto de combustible es proporcional a los impulsos ejercidos, entenderemos por consumo al valor absoluto de los incrementos ΔV_x y ΔV_y necesarios para pasar de un punto cualquiera a otro sobre Σ_2 . Para realizar el cómputo de los consumos necesarios para navegar, se aproximaron las curvas características de las familias en Σ_2 mediante el algoritmo interpolatorio Spline-Cúbico de condiciones nulas en los extremos.

Las transferencias a x fijo presentan la gran desventaja práctica de que la posición de la maniobra y el par de órbitas involucrado no pueden determinarse independientemente. Esto implica que, una vez fijada la posición de la maniobra (una zona de bajo consumo, por ejemplo), no podrán elegirse arbitrariamente las características de las OP (estabilidad, morfología, período) entre las cuales se pretende transferir el satélite.

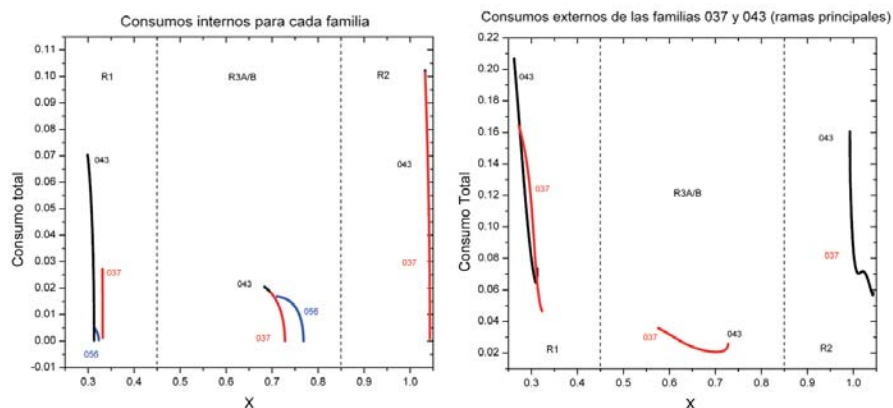


Figura 2. Gráficos comparativos del consumo interno (izquierda) y externo (derecha) de las familias 037, 043 y 056 en las diferentes regiones. El rango de cada curva de consumo indica la zona en la que es posible realizar maniobras de transferencia. La navegación interna de la familia 056 no es viable en la región lunar. Los consumos externos de las familias 037 y 043 se calcularon respecto de la familia 056 teniendo en cuenta las ramas principales de las curvas respectivas sobre Σ_2 .

4. Resultados y discusión

La figura 2 muestra los resultados numéricos obtenidos en cada región cuando se utilizan como órbitas inicial y final a OP pertenecientes a una misma familia.

La región de mínimo consumo para maniobras de navegación interna depende de la familia considerada: en el caso de la familia 056 la región óptima es la R1, mientras que para la 037 y la 043 la región R3A/B no sólo presenta bajos consumos sino que también posee el mayor rango de maniobrabilidad en x . En el caso de las transferencias externas la región óptima para las tres familias es la R3A/B donde se advierte un mínimo consumo y un rango dinámico máximo en la variable x .

Referencias

Briozzo, C. B. & Leiva A. M. 2004, BAAA, Vol. 47, 77-80.

Leiva, A. M. & Briozzo C. B. 2006, Acta Astronautica **58**(8) 379-386.

Otani, M. & Jones, A. 1997, *Guiding Chaotic Orbits*, Research Report, Dep. of Computing Imperial College of Science Technology and Medicine, Londres.

Szebehely, V. 1967, *Theory of Orbits*, Academic Press, Nueva York.

PRESENTACIÓN MURAL

Maniobras de transferencia entre familias de órbitas periódicas Tierra-Luna utilizando variedades estables e inestables

Juan Pablo Marcuzzi¹, Alejandro Martín Leiva¹, Carlos Bruno Briozzo²

(1) Observatorio Astronómico Córdoba (OAC) - UNC

(2) Facultad de Matemática, Astronomía y Física (FaMAF) - UNC

Abstract. In this paper we have determined the stable and unstable manifold of six unstable periodic orbits ($h = -1,586656$) in an appropriate surface of section in the Earth-Moon coplanar circular restricted three body problem. The cost diagrams give account of a low transfer tax on using this technique and they would allow to determine the lower cost regions in order to apply the required propellant in each maneuver.

Resumen. En este trabajo se reconstruyen numéricamente las variedades estables e inestables de seis órbitas periódicas inestables ($h = -1,586656$) sobre una superficie de Poincaré adecuada en el problema planar circular de tres cuerpos restringido Tierra-Luna. Los diagramas de consumo indican costos de transferencia bajos usando esta técnica y permiten identificar las regiones de menor consumo para aplicar los impulsos requeridos en cada maniobra.

1. Introducción

En la región caótica del problema de tres cuerpos restringido (PC3CR) existen infinidad de comportamientos periódicos inestables (OPI). Mediante el análisis de la evolución de la dinámica en una vecindad de estas OPI y sacando ventaja de la extrema sensibilidad a las condiciones iniciales para desarrollos dentro del atractor extraño es posible maniobrar entre las variedades de las OPI empleando mínimos impulsos (Otani y Jones 1997, Parker y Chua 1989).

2. Problema de tres cuerpos restringido

Este problema es un caso especial del problema general de tres cuerpos donde se asume una masa infinitesimal m que no afecta el movimiento de las dos masas 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):

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

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

Tabla 1.

Características principales de las OP seleccionadas. El subíndice r indica que se trata de una órbita hiperbólica de reflexión. T : período; x, \dot{x}, \dot{y} : condiciones iniciales en Σ_2 ; $\lambda_{u,s}$ y $a_{u,s}$: autovalores y autovectores (u : inestable, s : estable) correspondientes a la linealización del mapa de Poincaré alrededor de cada punto fijo para $h = -1,586656$.

<i>Flia</i>	T	x \dot{x} \dot{y}	λ_u λ_s	$a_u = (x; \dot{x})$ $a_s = (x; \dot{x})$
037	15,100459	0,326013150 0,477137815 1,607626312	-54,708 -0,018	(-0,830396; -0,557173) (-0,031873; -0,999491)
037r	15,483837	0,331379004 0,482502030 1,578570477	186,797 0,005	(0,876770; 0,480909) (0,870146; 0,996207)
043	15,094117	0,312030789 0,420097261 1,696452720	-54,636 -0,018	(-0,965785; -0,259343) (-0,044313; -0,999017)
043r	15,484023	0,310651226 0,397775016 1,709187570	186,937 0,005	(0,646861; 0,762607) (0,034845; 0,999392)
056	15,089434	0,315613537 0,463738148 1,665894176	95,121 0,011	(0,694844; 0,719159) (0,071083; 0,997470)
056r	16,254681	0,313964659 0,471344441 1,672555431	-6626,8500 -0,0002	(-0,756763; -0,653688) (-0,063424; -0,997986)

3. Reconstrucción de variedades y cálculo de consumos

Para un valor $h=-1,586656$ se seleccionaron seis condiciones iniciales sobre una superficie de sección Σ_2 , $x; y = 0; \dot{x}; \dot{y} > 0$ correspondientes a seis OPI de transferencia rápida entre las masa primarias (Briozzo y Leiva 2004). La tabla 1 muestra los valores de las condiciones iniciales y las características principales de cada OP.

Se reconstruyeron las variedades estables e inestables de los puntos fijos de cada OPI en dos regiones diferentes sobre Σ_2 (R1 y R3A). En la reconstrucción, se implementó el mismo algoritmo numérico que utilizaron Leiva y Briozzo para estudiar la evolución de trayectorias vecinas a través de las variedades de tres puntos fijos (Leiva y Briozzo 2006). Las integraciones numéricas se realizaron con una rutina en lenguaje Fortran90 con un integrador Bulirsch-Stoer de precisión 10^{-14} y las intersecciones de las trayectorias con Σ_2 se determinaron por el método de bisección hasta lograr un error relativo de 10^{-11} .

Las variedades numéricamente reconstruidas se ajustaron mediante el algoritmo interpolatorio Spline-cúbico (Press y col. 1992) de condiciones nulas en los extremos (figura 1). Finalmente los consumos asociados a dos pares de órbitas (figura 2) se obtuvieron calculando las diferencias ΔVx entre una rama de la variedad inestable de la OP inicial (056-T1508 y 043-T1509r) y una rama de la variedad estable de la OP destino (056-T1625r) en la zona donde se puede realizar la maniobra (intervalo común en x).

4. Resultados

Puesto que sobre Σ_2 las OPI son 4-periódicas y 5-periódicas es posible definir diferentes regiones para realizar maniobras de transferencia (Marcuzzi y col. 2006). La figura 1 muestra los resultados obtenidos al reconstruir las variedades estables e inestables de 6 órbitas distintas.

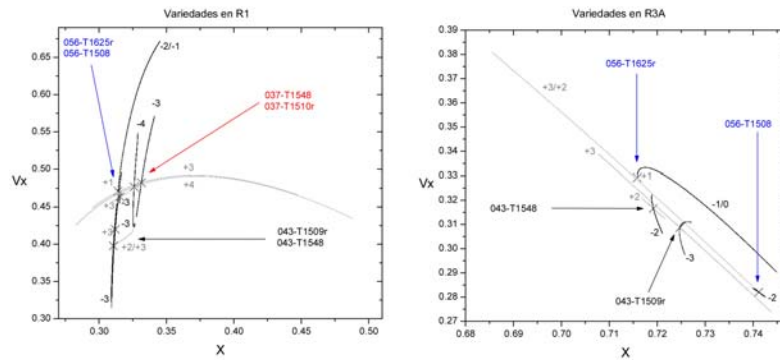


Figura 1. Variedades estables (negro) e inestables (gris) de seis puntos fijos (cruz) en la región Terrestre (R1) y cuatro en la Intermedia (R3A) para el valor $h = -1,586656$.

Considerando las posibles maniobras de transferencia orbital que pueden derivarse de la morfología de los tramos de variedades reconstruidos, se optó por calcular en R3A el consumo asociado a la transferencia entre dos pares de órbitas diferentes (figura 2).

Referencias

- Briozzo C. B., Leiva A. M.: 2004, *Catálogo de Familias de Órbitas Periódicas de Transferencia Rápida en el PC3CR Tierra-Luna*. BAAA, Vol. 47, 77-80.
- Leiva A. M. y Briozzo C. B.: 2006, *Conexión cuasiheteroclínica entre tres órbitas periódicas en el problema circular de tres cuerpos restringido Tierra-Luna*. BAAA, Vol. 49
- Marcuzzi J.P., Leiva, A. M., Briozzo C. B.: 2006, *Curvas de consumo para la navegación entre familias de órbitas periódicas de transferencia en el problema de tres cuerpos restringido Tierra-Luna*. BAAA, Vol. 49.
- Otani M., Jones A.: 1997, *Guiding Chaotic Orbits*, Research Report, Dep. of Computing Imperial College of Science Technology and Medicine, Londres.

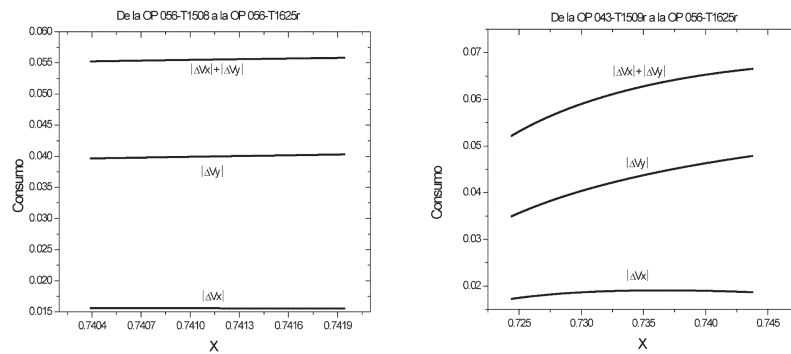


Figura 2. *Izquierda:* Consumo necesario para transferir el satélite entre órbitas pertenecientes a una misma familia. *Derecha:* Consumo necesario para transferir el satélite entre órbitas pertenecientes a familias diferentes.

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. y 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

Interacción de resonancias y transición al caos en un modelo dinámico simple

Martín Mestre¹, Pablo M. Cincotta¹ y Claudia M. Giordano¹
(1) Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata–IALP (CONICET), Argentina.

Abstract. In this paper we study the transition to global chaos in a perturbed 2D quartic oscillator. We estimate both, analitically and numerically, the intensity of the perturbation required to have the majority of the phase space dominated by a chaotic dynamics.

Resumen. En este trabajo se analiza la transición al caos global en un oscilador cuártico 2D perturbado. Se estima analítica y numéricamente qué intensidad debe tener la perturbación para que el dominio de movimiento caótico ocupe la mayoría del espacio de las fases.

1. Introducción

El objetivo de este trabajo es probar el método de solapamiento de resonancias como indicador de transición al caos global en un sistema con dinámica sencilla. Para ello se calculará el valor del parámetro perturbativo crítico a partir del cual la dinámica del sistema puede considerarse globalmente caótica y se contrastará este valor con experimentos numéricos.

2. Descripción del sistema dinámico

El sistema se describe por un Hamiltoniano con la siguiente forma:

$$\tilde{H}(\mathbf{p}, \mathbf{q}) = \frac{1}{2}(p_x^2 + p_y^2) + \frac{1}{4}(x^4 + y^4) + \epsilon x^2 y. \quad (1)$$

donde ϵ es un parámetro perturbativo que controla la intensidad de la perturbación. Para $\epsilon = 0$ se recupera el Hamiltoniano del oscilador cuártico que es integrable (ver Gradshcheyn & Ryzhik 1980, Chirikov 1979, Cincotta et al. 2003) pudiéndose así reescribir el Hamiltoniano completo en términos de las variables ángulo acción del problema no perturbado:

$$H(\mathbf{I}, \boldsymbol{\theta}) = H_0(\mathbf{I}) + \epsilon V(\mathbf{I}, \boldsymbol{\theta}) \quad (2)$$

con

$$H_0(\mathbf{I}) = A(I_1^{4/3} + I_2^{4/3}), \quad (3)$$

$$V(\mathbf{I}, \boldsymbol{\theta}) = \hat{V}(\mathbf{I}) \sum_{\mathbf{n}, \mathbf{m}, \mathbf{k}=1}^{\infty} \alpha_{\mathbf{n}\mathbf{m}\mathbf{k}} \left(\cos \left(2(\mathbf{n} + \mathbf{m} - \mathbf{1})\theta_1 \pm (2\mathbf{k} - \mathbf{1})\theta_2 \right) + \right. \\ \left. \cos \left(2(n - m)\theta_1 \pm (2k - 1)\theta_2 \right) \right). \quad (4)$$

donde se ha definido $\alpha_{\mathbf{n}\mathbf{m}\mathbf{k}} \equiv \alpha_n \alpha_m \alpha_k$, $\hat{V}(\mathbf{I}) \equiv 2^{5/2} 3 \beta^4 I_1^{2/3} I_2^{1/3}$ y el signo \pm indica que ambos términos están incluidos en la serie.

3. Resonancias a $\mathcal{O}(\epsilon)$

De las infinitas resonancias activadas a primer orden en el parámetro perturbativo fueron seleccionadas solo aquellas con coeficientes de Fourier hasta $\mathcal{O}(1/23^2)$. Luego de hacer todas las combinaciones posibles y de imponer la condición de resonancias con ancho no nulo se encontraron 6 vectores resonantes independientes. Para calcular el ancho de estas resonancias se utiliza la aproximación del péndulo simple, analizada por Chirikov (1979), Cincotta (2002). La máxima amplitud de la oscilación en energías, en términos de las componentes del vector resonante y de la energía total h es:

$$|(\Delta h_1)_{\mathbf{m}}^r| = 2^4 \beta^{3/2} \frac{|m_1|^{5/2} |m_2|^3}{|m_1^4 + m_2^4|^{11/8}} \epsilon^{1/2} \alpha_{\mathbf{n}\mathbf{m}\mathbf{k}}^{1/2} h^{r7/8}, \quad (5)$$

4. Resonancias a $\mathcal{O}(\epsilon^2)$

En regiones del espacio de fases lejanas a las resonancias de primer orden en el parámetro perturbativo, se hace una transformación canónica de forma tal que la parte del nuevo Hamiltoniano que depende de los nuevos ángulos tiene una amplitud proporcional a ϵ^2 (Cincotta et al. 2003). Al reemplazar por la expansión de Fourier de la función generatriz, se obtienen 5 nuevas resonancias con amplitud no nula.

Para calcular el ancho de las resonancias de segundo orden se aplica nuevamente la aproximación del péndulo, encontrándose que la máxima amplitud alcanzada por las oscilaciones de las energías esta dada por:

$$|(\Delta h_1)_{\mathbf{n}}^r| = 2^4 \beta^3 h^{3/4} \epsilon \frac{|n_2|^3 n_1^2}{(n_1^4 + n_2^4)^{5/4}} \cdot \left| \sum_{\mathbf{m}, \mathbf{m}'} \alpha_{\mathbf{m}} \alpha_{\mathbf{m}'} \left\{ \frac{2(2|n_1|^3 m_1' + |n_2|^3 m_2')}{|n_1 n_2| (m_1' |n_2| + m_2' |n_1|)} \pm \frac{n_1^2 m_1' m_1 + n_2^2 m_2' m_2}{(m_1' |n_2| + m_2' |n_1|)^2} \right\} \right|^{1/2} \quad (6)$$

5. Cálculo del valor crítico del parámetro perturbativo

Una vez encontrado el ancho de cada una de las resonancias encontradas se procedió a calcular los valores máximo y mínimo entre los cuales varía la energía no perturbada

h_1 . Esto se realizó para valores del parámetro perturbativo entre 0 y 0,5 y para un valor de la energía total $h = 1/(4\beta^4) \approx 0,485$. El resultado ha sido dispuesto en la figura 1. De ella puede inferirse que para un valor del parámetro perturbativo de 0,3 todas las resonancias se han solapado, con lo cual este es una cota superior al borde de estabilidad del sistema. En realidad, debido a que ante la menor perturbación, la separatriz de una resonancia se convierte en una capa estocástica de ancho finito, y a que la estimación recién realizada se basó en considerar a cada resonancia aislada del resto, es de esperar que el caos global aparezca para un valor del parámetro perturbativo menor a 0,3. Para comparar este valor analítico obtenido se realizaron experimentos

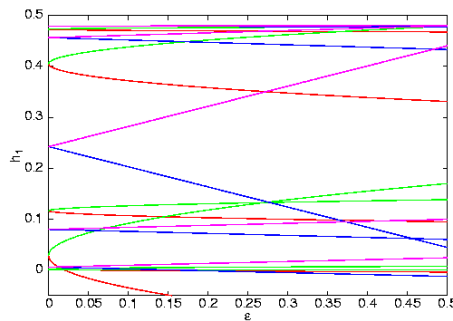


Figura 1. Anchos de resonancia en términos de ϵ

numéricos que consistieron en secciones de Poincaré para $x = 0$ y $p_x > 0$ sobre el plano (y, p_y) para distintos valores de ϵ . En todos los casos se ha usado la misma energía que en el desarrollo analítico, $h = 1/(4\beta^4)$, y se han tomado 100 condiciones iniciales distribuidas equiespaciadamente a lo largo del semieje y positivo. El tiempo de integración de cada órbita es el necesario como para poder obtener 3000 puntos de la misma. La rutina de integración usada fue DOPRI8 (Prince & Dormand, 1981, Hairer et al. 1987).

En la figura 2(a) se muestran dichas secciones de Poincaré para una perturbación nula. En el mismo se aprecia la dinámica regular propia de todo sistema integrable. Pueden apreciarse también algunas de las curvas (toros) resonantes.

La figura 2(b) muestra que una buena parte del espacio de fases tiene régimen caótico para $\epsilon = 0,1$ pero aún no se puede hablar de caos global ya que todavía persisten ciertos toros invariantes que actúan como barreras al movimiento estocástico.

Al aumentar aún más el valor del parámetro perturbativo, como se ha hecho en los gráficos 2(c) y 2(d), con valores de ϵ de 0.15 y 0.2 respectivamente, claramente se entra en un régimen de caos global. Apenas sobreviven pequeñas islas de estabilidad que, en la figura, aparecen vacías. Esto concuerda bastante bien con el estudio analítico, donde se estimó que para $\epsilon = 0,2$ la mayor parte de las resonancias se han solapado y se ha generado así, una dinámica estocástica global.

6. Conclusión

Para este modelo simple 2D, se comprobó que utilizar el criterio de solapamiento y truncar a segundo orden tanto en el parámetro perturbativo como en los coeficientes

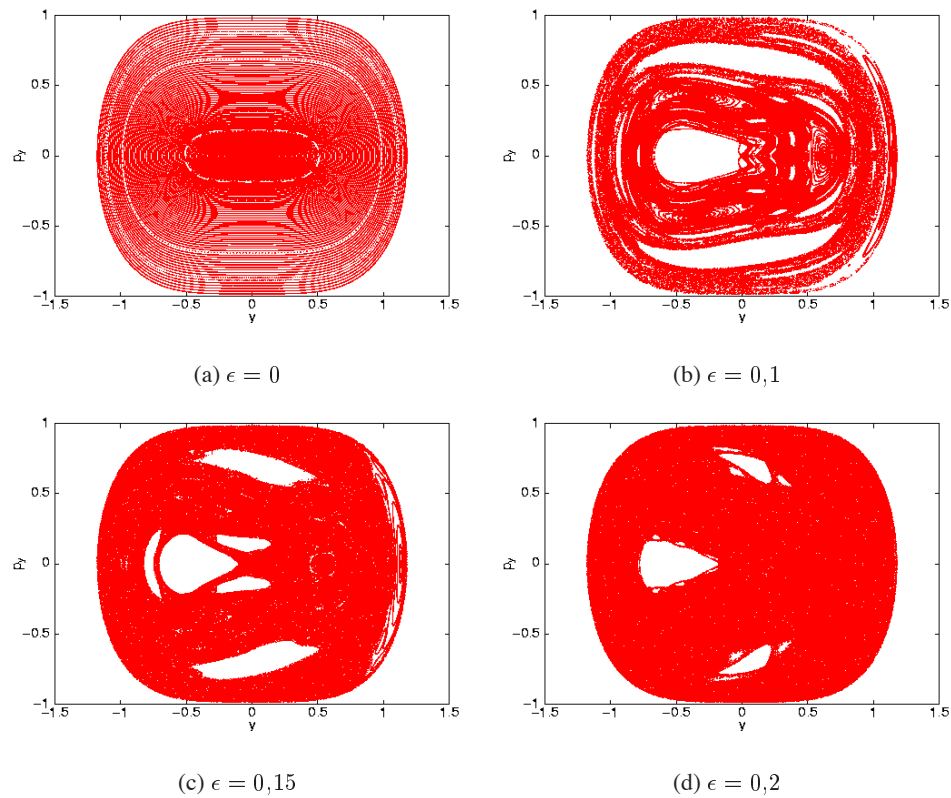


Figura 2. Anchos de resonancia

de Fourier de la perturbación, permite estimar con bastante precisión el valor de la intensidad de la perturbación en el cual ocurre la transición al caos global.

Referencias

- Chirikov, B., 1979, Phys. Rep. 52, 63
- Cincotta, P.M., Giordano, C.M. and Simó C., 2003, Phys. D, 182, 15.
- Cincotta, P.M., 2002, New AR, 46, 13.
- Gradshteyn, I. Ryzhik, Table of Integrals, Series and Products, Academic Press, New York, 1980
- Hairer, E., Nørsett, S. & Wanner, G., 1987, Solving Ordinary Differential Equations I: Nonstiff Problems (New York: Springer-Verlag)
- Prince, P. & Dormand, J. 1981, J. Comp. Appl. Math., 35, 67

PRESENTACIÓN MURAL

Comportamiento de la cromósfera solar en la línea $H\alpha$ durante el período enero/05-agosto/06

H. Missio^{1,2}, D. Davoli¹ y R. Aquilano^{1,3,4}

(1) *Observatorio Astronómico Municipal de Rosario (OAMR)*

(2) *Instituto Politécnico Superior “Gral. San Martín” (UNR)*

(3) *Instituto de Física de Rosario (CONICET-UNR)*

(4) *Facultad de Ciencias Exactas, Ingeniería y Agrimensura (UNR)*

Abstract. Using the instrument at Observatorio Astronómico Municipal de Rosario (OAMR), we analyze the solar chromospheric activity during the period January/05-August/06. The instrument is a Carl Zeiss refractor telescope of 150 mm aperture and 2250 mm of focal distance with a monochromatic filter in the $H\alpha$ line. We take as proxy for the solar activity the area covered by chromospheric “plages”. The measurements are done using photographic registers. We describe our technique and the results obtained. We observe a decrease of solar activity that corresponds to the end of cycle 23.

Resumen. Utilizando el instrumental del Observatorio Astronómico Municipal de Rosario (OAMR), analizamos la actividad cromosférica solar durante el período enero/05-agosto/06. El instrumento es un telescopio refractor Carl Zeiss de 150 mm de apertura y 2250 mm de distancia focal, con un filtro monocromático de Lyot para la línea $H\alpha$. Tomamos como representación de la actividad solar el área cubierta por “plages” cromosféricas. Las mediciones son hechas usando registros fotográficos. Describimos nuestra técnica y los resultados obtenidos. Se observa una disminución de la actividad solar que corresponde a la finalización del ciclo 23.

1. Introducción

El Observatorio Astronómico Municipal de Rosario cuenta con un telescopio refractor acodado marca Carl Zeiss de 150 mm de abertura y 2250 mm de distancia focal provisto de un filtro monocromático de Lyot para la línea $H\alpha$, con anchos de banda pasante de 0,5 y 0,25 Å. Utilizando este instrumental se realizó el seguimiento de la actividad cromosférica solar durante el período enero/05-agosto/06, lapso que se extiende desde el número de rotación sinódica NRS 2026 al NRS 2047 inclusive. Se tomó como indicador de dicha actividad el área ocupada por las “plages” expresada en grados cuadrados y las mediciones se realizaron sobre registros fotográficos en base a la metodología que se describe en la próxima sección de este trabajo. Simultáneamente con las mediciones en $H\alpha$, se determinó el número relativo de Wolf mediante observaciones de la fotosfera solar a los efectos de comparar los resultados obtenidos con los promedios mundiales de este clásico indicador de la actividad solar.

2. Metodología

La rutina fotográfica consiste en la toma de 4 fotografías diarias con un intervalo de 5 minutos entre cada exposición. Se utiliza una película diapositiva color agfachrome de 100 ASA, de respuesta aceptable en la zona roja del espectro, obteniéndose imágenes con tiempos de exposición de 1/125 y 1/250 segundos. La técnica utilizada para la medición consiste en evaluar las áreas ocupadas por las “plages” mediante la proyección de las diapositivas de la cromósfera solar sobre un diagrama polar que divide la semiesfera genérica en 900 sectores de 25,5 grados cuadrados cada uno. El error estimado para la determinación de las áreas usando este procedimiento es del orden del 15 %.

3. Resultados

Se programó una rutina diaria de seguimiento del Sol observando la cantidad de manchas solares y el número de grupos que aparecen. A partir de estas evaluaciones, se obtuvo el número de Wolf (R_w) diario y se calculó el promedio para cada rotación solar. Conjuntamente con el R_w , se determinó el valor de las zonas activas en unidades de grados cuadrados de la superficie solar (A_f) a partir de fotografías obtenidas en $H\alpha$ mediante el filtro de Lyot.

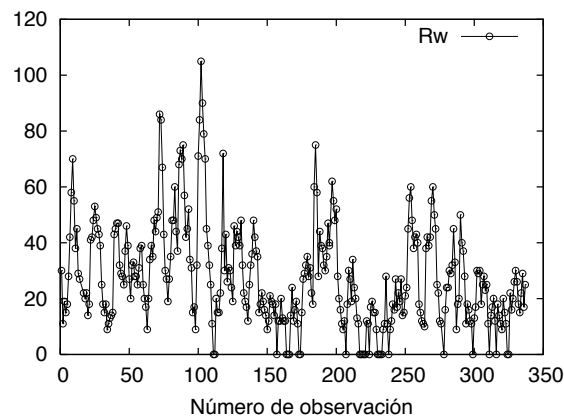


Figura 1. Actividad solar expresada por el número de Wolf durante el período enero/05-agosto/06.

A fin de cuantificar el nivel de actividad observada en cada una de las rotaciones tanto en la cromósfera como en la fotosfera solar, se calcularon los respectivos promedios de R_w y A_f en función del número de rotación sinódica y de la cantidad de observaciones realizadas durante el período enero/05-agosto/06. Luego se compararon los valores de R_w obtenidos con los promedios mundiales para dicho indicador.

La figura 1 muestra la variación de la actividad solar expresada por el número de Wolf durante el período enero/05-agosto/06. En la figura 2 se presenta la evolución de la actividad solar en términos del indicador A_f para ese mismo intervalo de tiempo. La figura 3, resume la evolución de la actividad solar según los promedios mensuales de R_w y A_f (“plages”) obtenidos en el OAMR durante el período de observación considerado.

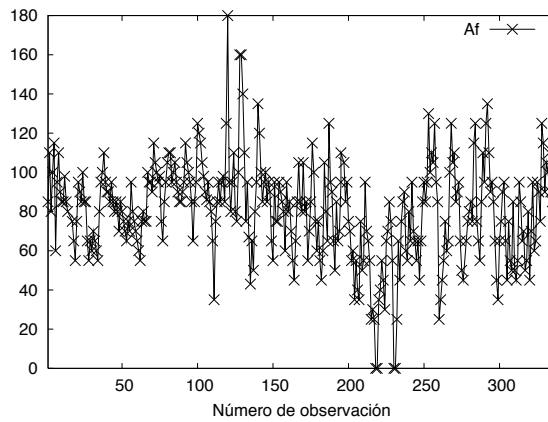


Figura 2. Actividad solar según los valores de las áreas activas cromosféricas en el período enero/05-agosto/06.

Finalmente, en la figura 4 se comparan los valores del Número de Wolf (R_w) calculados en el OAMR y los registros mundiales de dicho parámetro para el período NRS 2026 - NRS 2047 (enero/05-agosto/06).

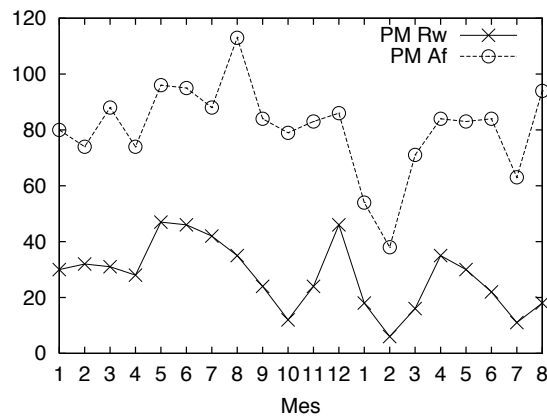


Figura 3. Promedios mensuales de R_w y A_f obtenidos en el OAMR desde enero/05 a agosto/06.

4. Conclusiones

En base a los resultados obtenidos se concluye que la actividad solar caracterizada por el área ocupada por las “plages” cromosféricas muestra una tendencia descendente durante el período de observación (enero/05-agosto/06) y que la misma es acorde con la evolución del Número de Wolf para el mismo período. El comportamiento de ambos indicadores permite inferir una disminución de la actividad solar general, conforme transcurre el final del ciclo 23.

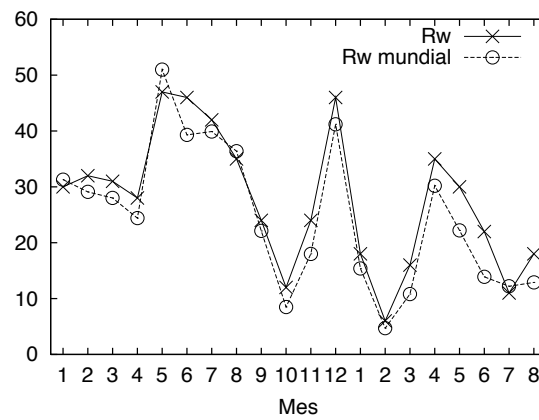


Figura 4. Comparación del promedio R_w obtenido con el promedio mundial de dicho parámetro para el período enero/05-agosto/06.

PRESENTACIÓN MURAL

Determinación de movimientos propios de cúmulos abiertos entre 200 y 500 pc basados en el catálogo astrométrico UCAC2

Rosa Beatriz Orellana ^{1,2} y María Silvana De Biasi ^{1,3}

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

(2) *IALP, Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas*

(3) *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas*

Abstract. We present a kinematical study of open clusters based on the UCAC2 catalogue position and proper motions up to magnitude $V=16.0$, for distances between 200 and 500 pc from the Sun. We determined absolute proper motions and membership of the following open clusters: NGC 752, IC 348, Collinder 132, Allesi 3 and Stephenson 1.

Resumen. Se realiza un estudio cinemático de cúmulos abiertos entre 200 y 500 pc del Sol utilizando el catálogo astrométrico UCAC2, continuando trabajos anteriores realizados con este catálogo de gran precisión en posiciones y movimientos propios hasta magnitud $V=16$. Se determinó el movimiento propio absoluto y las estrellas miembro de los siguientes cúmulos abiertos: NGC 752, IC 348, Collinder 132, Allesi 3 y Stephenson 1.

1. Introducción

La determinación precisa de los miembros reales de un cúmulo abierto resulta un trabajo necesario para poder abordar el estudio de diversos problemas relacionados con el mismo, tales como la determinación de distancias, el análisis de evolución, el estudio de los brazos espirales, etc. Dicha determinación tiene siempre una naturaleza probabilística y se basa en discriminar alguna clase de variable medida sobre la muestra. Las variables fotométricas y cinemáticas son las que se utilizan con frecuencia para determinar este tipo de estudios. Los datos cinemáticos, movimiento propio o velocidad radial, resultan ser más confiables que los fotométricos para determinar la probabilidad de pertenencia.

En este trabajo, se utilizan los movimientos propios estelares en ascensión recta (μ_{x_i}) y en declinación (μ_{y_i}) obtenidos del catálogo astrométrico UCAC2 (Zacharias et al., 2004), que contiene estrellas hasta magnitud $V=16.0$, para determinar el movimiento propio de cinco cúmulos abiertos, entre 200 y 500 pc del Sol, e identificar sus miembros. Los estudios cinemáticos anteriormente realizados con el catálogo astrométrico Tycho2 sobre estos objetos consideraban sólo estrellas hasta magnitud $V=12.0$.

2. Cúmulos seleccionados

En el rango de distancias al Sol entre 200 y 500 pc, hay 31 cúmulos abiertos conocidos sin analizar con los datos del UCAC2 (Dias et al, 2006). En esta primer etapa se

seleccionaron cinco cúmulos NGC 752, IC 348, Collinder 132, Allesi 3 y Stephenson 1. Los datos de las coordenadas de los centros de los mismos y sus diámetros fueron obtenidos de Dias et. al (2002); y sus distancias de la WEBDA (Tabla 1).

Objeto	AR(J2000.0)	DEC(J2000.0)	Diam '	Dist pc
NGC 752	01 57 41	37 47 06	75	457
IC 348	03 44 34	32 09 48	8	385
Collinder 132	07 15 20	-30 41 00	80	472
Alessi 3	07 16 29	-46 41 06	72	288
Stephenson 1	18 53 30	36 55 00	20	390

Tabla 1. Datos de los cúmulos abiertos seleccionados.

En la Figura 1. se puede observar el diagrama en ascensión recta y declinación correspondiente al cúmulo Stephenson 1.

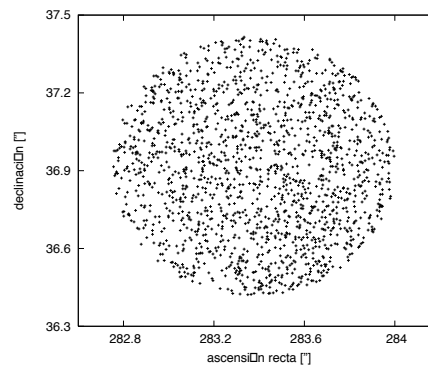


Figura 1. Stephenson 1

3. Determinación de los movimientos propios absolutos y membresía

Para determinar los movimientos propios absolutos de cada cúmulo se utilizaron los movimientos propios de las estrellas de cada región, y se aplicó el modelo de Vasilevskis - Sanders (1958,1971) modificado por la distribución espacial de Jones y Walker (1988), siguiendo el procedimiento descrito en Orellana y De Biasi (2005).

La identificación de los miembros se realizó a partir de evaluar la probabilidad de pertenencia de las estrellas de la región considerando que toda estrella con probabilidad $P_i > 0,4$ es miembro del cúmulo.

4. Resultados y Discusión

A partir de la distribución del movimiento propio μ_{xi} vs. μ_{yi} (Figura 2.)

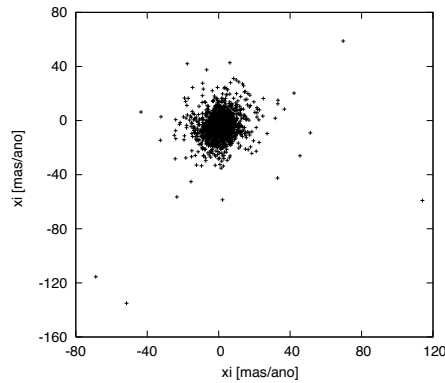


Figura 2. Stephenson 1

y trabajando con el método de Vasilevskis - Sanders modificado se determinaron los parámetros que caracterizan la función distribución para cada uno de los cúmulos analizados (Tabla 2.) y los que caracterizan la función distribución de las estrellas de campo (Tabla 3.).

Objeto	μ_{xc} [mas/yr]	μ_{yc} [mas/yr]	σ [mas/yr]	N
NGC 752	8.51	-12.11	0.73	144
IC 348	4.89	-7.71	3.45	23
Collinder 132	-2.83	4.64	1.39	152
Alessi 3	-11.89	12.80	1.98	72
Stephenson 1	1.39	-4.19	1.54	33

Tabla 2. μ_{xc} , μ_{yc} son los movimientos propios absolutos del cúmulo en x e y , σ es la desviación standard de las estrellas del cúmulo y N es el número de miembros

Región de	μ_{x0} [mas/yr]	μ_{y0} [mas/yr]	σ_x [mas/yr]	σ_y [mas/yr]
NGC 752	0.04	-5.42	5.47	7.36
IC 348	3.78	-4.76	5.13	3.75
Collinder 132	-2.82	3.01	7.40	5.01
Alessi 3	-3.07	5.97	6.67	4.02
Stephenson 1	0.08	-3.76	7.77	5.83

Tabla 3. μ_{x0} , μ_{y0} son los movimientos propios absolutos de las estrellas de campo en x e y , σ_x , σ_y son las desviaciones standard de las estrellas de campo en x e y .

Los resultados de este trabajo (Tabla 2) fueron comparados con los obtenidos por Dias et al. (2002) y Kharchenko et al. (2003), como se observa en la Tabla 4. y muestran en general un buen acuerdo.

Objeto	$\mu_{xc}O$	$\mu_{yc}O$	$\mu_{xc}D$	$\mu_{yc}D$	$\mu_{xc}K$	$\mu_{yc}K$
NGC 752	8.51	-12.11	7.5	-11.5	7.66	-12.15
IC 348	4.89	-7.71	7.29	-7.7	5.37	-7.43
Collinder 132	-2.83	4.64	-2.01	2.09	-5.9	5.09
Alessi 3	-11.89	12.80	-11.49	12.37	-11.63	12.61
Stephenson 1	1.39	-4.19	1.01	-2.89	1.66	-2.84

Tabla 4. $\mu_{xc}O$ y $\mu_{yc}O$ valores de este trabajo, $\mu_{xc}D$ y $\mu_{yc}D$ valores de Dias et al, $\mu_{xc}K$ y $\mu_{yc}K$ valores de Kharchenko et al

Las discrepancias existentes en los cúmulos IC 348 y Stephenson 1 se deben al escaso número de estrellas de la región utilizadas en la determinación de los parámetros por Dias y Kharchenko.

5. Conclusiones

Se estudiaron 5 cúmulos utilizando los datos cinemáticos del catálogo astrométrico UCAC2. El número total de estrellas estudiadas en esos campos fue de 41445, de las cuales 424 fueron consideradas miembros astrométricos. Se determinó el movimiento propio absoluto de cada cúmulo y sus estrellas miembros. Los resultados obtenidos están en buen acuerdo con los resultados de Dias et al (2002), basados en datos provenientes del catálogo astrométrico Tycho2, y con los de Kharchenko et al (2003), basados en el catálogo ASCC-2.5.

Agradecimientos

Las autoras agradecen a la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de La Plata (FCAGLP), al Instituto de Astrofísica de La Plata (IALP-CONICET), al PIP 6373 del CONICET, a la Agencia Nacional de Promoción Científica (ANPCyT) por el financiamiento de este trabajo.

Referencias

- Dias et al 2002, A&A, 389, 871
Dias et al 2006, A&A, 446, 949
Eggen, OJ, 1968, AJ, 152, 77
Jones, BF & Walker, MF, 1988, AJ95, 1755.
Kharchenko et al. 2003, A&A438, 1163
Orellana y De Biasi 2005, Boletín AAA 48, 67
Sanders, WL, 1971, A&A14, 226.
Vasilevskis, S et al 1958, AJ63, 387
Zacharias et al. 2004, AJ127, 3043.

PRESENTACIÓN MuRAL

Autoexcitación de discos de planetesimales y captura en resonancia

Pablo Santamaría^{1,2}, Adrián Brunini^{1,2}

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

(2) *Instituto Astrofísico de La Plata - CONICET*

Abstract. In this work we study, from an analytic point of view, how the mutual planetesimal interactions affect the events of the capture in resonance of a protoplanet embedded in the disc. The results obtained are applied in particular to the formation of the plutinos population on the Kuiper belt.

Resumen. En este trabajo estudiamos, dentro de un marco analítico, como las interacciones mutuas entre los planetesimales de un disco influyen sobre los eventos de captura en resonancia de un protoplaneta inmerso en el mismo. Los resultados obtenidos son aplicados en particular a la formación de la población de plutinos en el cinturón de Kuiper.

1. Introducción

Como consecuencia de la migración orbital de un planeta los planetesimales del disco pueden ser capturados en las localizaciones resonantes en movimiento medio del planeta. Si el planeta se mueve hacia el interior (exterior) del disco, la captura en resonancia puede ocurrir sólo en las resonancias interiores (exteriores) y en tanto la excentricidad inicial e del planetesimal sea menor que cierto valor crítico e_{crit} . Para excentricidades mayores la captura es un evento probabilístico cuya probabilidad decrece conforme e es mayor (ver Murray & Dermott, 1999). Así, el proceso de captura en resonancia es sensiblemente dependiente del estado de excitación inicial del disco. Dependiendo del tiempo en que el proceso comience el disco puede encontrarse en distintos estados de excitación dinámica debido a la autointeracción del mismo. La siguiente sección presenta una ecuación que permite describir tal estado de autoexcitación y, posteriormente, la aplicamos en particular a la formación de la población de plutinos en el cinturón de Kuiper.

2. Autoexcitación de discos de planetesimales

Consideremos, a una dada distancia $r = a$ sobre el plano del disco, un planetesimal de masa m cuya órbita inicial es próxima a una órbita circular. Cada encuentro con otro planetesimal introduce un pequeño cambio en la velocidad. Asumiendo que las perturbaciones están orientadas al azar, la *magnitud* del cambio puede ser obtenida considerando su valor cuadrático medio $\Delta v^2 \equiv \langle (\Delta \mathbf{v})^2 \rangle$. Promediando las ecuaciones de Gauss, resulta que dicha magnitud está relacionada con el cambio cuadrático

medio de la excentricidad según

$$\Delta e^2 = \frac{5}{6} \frac{\Delta v^2}{v_K^2}, \quad (1)$$

donde v_K es la velocidad kepleriana circular local. El cambio de velocidad puede ser modelado bajo las hipótesis de la *aproximación impulsiva*. El pasaje de un planetesimal de masa m' en las cercanías del planetesimal m produce una perturbación en la velocidad de m dada por la ecuación

$$\Delta v = \left(\frac{m'}{m + m'} \right) \frac{2Gm'}{bv_R}, \quad (2)$$

(Binney & Tremaine, 1987) siendo b el parámetro de impacto y v_R la velocidad relativa del encuentro. Si $n(m)dm$ es el número de planetesimales por unidad de volumen en el rango de masa $m, m + dm$, el número de objetos en el rango de masa m' que m encuentra con velocidades relativas $v_R(m')$ en un rango del parámetro de impacto $b, b + db$ es

$$dN = n(m') 2\pi b db v_R(m') dt dm'. \quad (3)$$

Cada encuentro produce una perturbación en la velocidad de m dada por la ecuación (2). Asumiendo eventos aleatorios se sigue que la tasa de cambio de la velocidad cuadrática media por efecto de los encuentros está dada por

$$\frac{dv^2}{dt} = 8\pi G^2 \ln \Lambda \int_0^{m_{\max}} \left(\frac{m'}{m + m'} \right)^2 \frac{m'^2 n(m')}{v_R(m')} dm', \quad (4)$$

donde $\ln \Lambda = \ln (b_{\max}/b_{\min})$ y m_{\max} es el límite superior en la distribución de masa. Esta ecuación resulta más útil si en vez de la densidad (volumétrica) consideramos la densidad *superficial* del disco y expresamos la velocidad relativa en términos de la escala de altura del disco. En primer lugar, la densidad superficial $\Sigma(m)dm$ del disco, correspondiente al rango de masa $m, m + dm$, está relacionada con la distribución de masa $n(m)$ y la escala de altura $h(m)$ del disco según la ecuación:

$$\Sigma(m) = 2 m n(m) h(m). \quad (5)$$

Por otra parte, la velocidad relativa de la población de masa m puede ser descrita por la ecuación

$$v_R = (e^2 + i^2)^{1/2} v_K, \quad (6)$$

(Lissauer & Stewart, 1993), donde e y i son las medias cuadráticas correspondientes a la excentricidad e inclinación de la población. Asumiendo la condición de equilibrio dinámico $e/i \sim 2$ (Stewart & Wethrill, 1988), y teniendo en cuenta que la escala de altura está dada por $h = ai$, resulta que

$$v_R(m) = \frac{\sqrt{5}}{a} v_K h(m), \quad (7)$$

Reemplazando las ecuaciones (5) y (7) en (4), se sigue finalmente de la ecuación (1) que la tasa de variación temporal del cambio de magnitud cuadrático de la excentricidad

e de un planetesimal de masa m debido a los encuentros con el resto de la población del disco está dada por

$$\frac{de^2}{dt} = \frac{2\sqrt{5}}{3}\pi G^2 \ln \Lambda \frac{a}{v_K^3} \int_0^{m_{\max}} \left(\frac{m'}{m+m'} \right)^2 \frac{m' \Sigma(m')}{(h(m'))^2} dm'. \quad (8)$$

En particular, asumiendo una distribución de masa de las partículas del disco según una ley de potencias $dn/dm \propto m^{-q}$ ($1 < q < 2$) (Harris & Ward, 1982) y una ley similar para la escala de altura $h \propto m^{-p}$, la tasa de cambio de la excentricidad de un planetesimal de masa m por autointeracción en las localizaciones resonantes *externas* de primer orden de un planeta ubicado a una distancia a_p sobre el plano del disco, puede ser derivada a partir de la ecuación (8), resultando

$$\frac{de^2}{dt} = \frac{4\sqrt{5}}{3} \log \Lambda \left(\frac{j}{j-1} \right)^{-1/3} n_p \left(\frac{a_p}{\Delta a} \right) \frac{N_{\max}}{e_{\max}^2} \left(\frac{m_{\max}}{m_{\odot}} \right)^2 \times \left(\frac{m_{\max}}{m} \right)^2 \frac{F(2, 5+p-q, 6+p-q; -m_{\max}/m)}{(5+p-q)} \quad (9)$$

donde el subíndice max indica el correspondiente valor asociado a la mayor masa individual m_{\max} de la distribución cuyo número es N_{\max} dentro de un ancho Δa de la posición resonante. F es la *función hipergeométrica*. Esta ecuación puede ser integrada a primer orden para obtener la evolución temporal de la excentricidad.

3. Aplicación a los plutinos

En el cinturón de Kuiper existe una población de objetos (que incluye a Plutón), llamados *plutinos*, sobre órbitas excéntricas en resonancia 2:3 con Neptuno resultado de la captura en resonancia durante la migración orbital de Neptuno hacia el exterior del disco. En este contexto, aplicamos nuestra ecuación en el marco de la migración orbital propuesta por el *modelo de Nice* (Tsiganis et al., 2005). En este modelo los cuatro planetas gigantes parten de una configuración compacta y experimentan una etapa de lenta migración (cuya duración depende esencialmente de la localización del borde interior del disco) para luego sufrir una fuerte inestabilidad dinámica producto del cruce de Saturno por la resonancia 1:2 de Júpiter. Así, dependiendo del tiempo que se retrase este cruce, Neptuno encontrará un disco en distintos estados de excitación producto de las autointeracciones. La figura 1 muestra dichos estados de excitación, con Neptuno a $a_p = 15u_A$, en función de la masa de las partículas considerando la masa máxima de la distribución igual a la masa de Plutón (y asumiendo los índices $q=3/2$, $p=1/2$). Para $t \gtrsim 10^7$ años el disco se encuentra suficientemente excitado como para que la captura por resonancia resulte en un evento de baja probabilidad. A $t = 10^6$ años, dado que la excitación aumenta conforme la masa de las partículas disminuye, existe, en este escenario, una masa mínima para la población de objetos capturados $m_{\min} \simeq 0,6 m_{\text{Plutón}}$. La sensibilidad de este valor con los índices que describen el disco y la distancia del planeta se encuentra bajo estudio.

4. Conclusiones

Habiendo modelado el mecanismo de autoexcitación de un disco de planetesimales vemos que la misma puede ser relevante para los procesos de captura si la migración

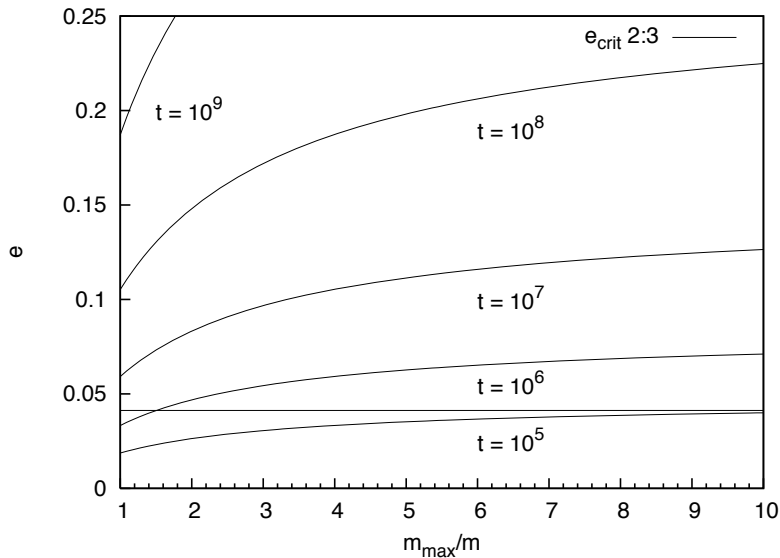


Figura 1. Evolución de la excentricidad en función de la masa individual de las partículas de un disco con $m_{\max} = m_{\text{Plutón}}$.

planetaria que origina la captura en resonancia se retarda demasiado en comenzar. En particular, existe una masa (y tamaño) mínima en los objetos capturados. Ahora bien, nuestro análisis no toma en cuenta la interacción colisional entre las partículas del disco. Dado que las colisiones inelásticas amortiguan la excitación dinámica del disco, este proceso puede tener influencia sobre las partículas de menor masa. La inclusión y análisis del mismo es un trabajo en progreso.

Referencias

- Binney, J. , Tremaine, S. , 1987, Galactic Dynamics.
 Harris, A. , Ward, W. , 1982, Ann. Rev. Earth Planet, 10, 61.
 Lissauer, J. J. , Stewart, G. R. , 1993, Growth of planets from planetesimals. Protostars and Planets III.
 Murray, C. , Dermott, S. , 1999, Solar System Dynamics.
 Stewart, G. R. , Wetherill, G. W. , 1988, Evolution of planetesimal velocities. Icarus, 74.
 Tsiganis, K. , Gomes, R. , Morbidelli, A. & Levison, H. , 2005, Nature, 435, 26.

POSTER PAPER

Temporal Evolution of Oxygen Abundance in Coronal Streamers disrupted by CMEs

A. M. Vásquez¹, J. C. Raymond²

(1) Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE) CONICET -
Universidad de Buenos Aires

(2) Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics (CfA)

Abstract. We present a study of the temporal evolution of the Oxygen abundance within equatorial streamers affected by coronal mass ejections (CMEs). We derive the Oxygen abundance from spectroscopic coronal observations performed by the Ultraviolet Coronagraph Spectrometer (UVCS/*SoHO*). We analyse UVCS data obtained before and after the CME events. Within the streamer belt core structure the Oxygen abundance usually exhibits a depleted region, presumably due to gravitational settling. The present analysis is an attempt to set observationally derived constraints on the temporal scale of the abundance depletion mechanism.

Resumen. Presentamos un estudio de la evolución temporal de la abundancia de oxígeno en “streamers” ecuatoriales afectados por eyecciones coronales de masa (CMEs). Estimamos la abundancia de oxígeno a partir de observaciones espectroscópicas coronales realizadas por el Ultraviolet Coronagraph Spectrometer (UVCS/*SoHO*). Analizamos datos del UVCS obtenidos antes y después de los eventos CME. La estructura central de los “streamers” exhibe usualmente una disminución de la abundancia del oxígeno, presumiblemente resultado del efecto gravitacional sobre el plasma encerrado en él. El presente análisis es un esfuerzo por obtener cotas observacionales sobre el tiempo característico de acción del mecanismo de disminución de abundancias.

1. Introduction

Quiescent coronal streamers present elemental abundances that differ from the photospheric values. Streamer observations during the past minimum in the OVI λ 1032 and OVI λ 1037 lines, performed with the UVCS/*SoHO* (Kohl et al. 2006), have revealed that Oxygen abundances are very much depleted within the stable closed field regions of the quiescent streamers (Raymond et al. 1997; Marocchi et al. 2001; Strachan et al. 2002; Uzzo et al. 2003). The observed abundances in the center of the streamers are depleted by a factor of order ~ 10 , or even more (see also Vásquez & Raymond 2005). These observed depletions are thought to be the result of gravitational settling (Raymond et al. 1997; Feldman 1999). We have searched the LASCO CME catalog during the period of minimum solar activity May 1996 - March 1997 for streamer disruptions caused by large mass CMEs (with estimated masses 10^{15} gram), likely to cause detectable abundance changes in the streamers. As a reference, the analysed streamers

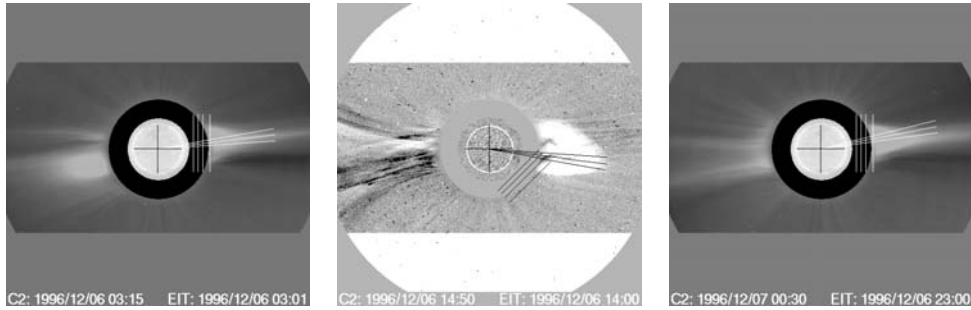


Figure 1. LASCO C2 images for 1996/12/06 - 1996/12/07. The first and third images are white light images, the second one is a differential image clearly showing the disrupting CME, after which the streamer structure is quickly restored. The selected images closely correspond to the UVCS analysed scan times. The UVCS scans slit positions at heights 1.5, 1.7, 1.9 and 2.2 R_{\odot} are over-plotted on each image.

have an estimated total mass of order 5×10^{14} gram in the height range 1.5-2.2 R_{\odot} . We then analyse the corresponding UVCS streamer data from dates just before and after the CMEs. We then derive Oxygen abundances estimates by using the strong lines of $\text{Ly}\alpha$, $\text{Ly}\beta$, $\text{OVI } \lambda 1032$ and $\text{OVI } \lambda 1037$, and discuss the temporal evolution of its value.

2. Observations

The used UVCS data corresponds to the synoptic scans of the mission, that performs 2 equatorial, 2 polar and 4 mid-latitude scans per day (8 in total), covering the whole corona. A detailed description of the mission technical and scientific aspects can be found in Kohl et al. (2006). The UVCS slit length is about $2.3R_{\odot}$ and each of the 8 scans collects data at several heights. In the present analysis we used the scans in the height range 1.5-2.2 R_{\odot} , covering the core structure of the different observed streamers (see figure 1 as an example).

We have analysed various series of observations of streamers that have been disrupted by strong CMEs. In this work we present two of them, for which preliminary results have been recently presented (Vásquez & Raymond 2006a). For the present paper all the data have been re-processed with improved line-fitting algorithms. Hence, the results presented here are an improved version of the mentioned previous analysis.

The first series corresponds to the west limb streamer observed from 1996/12/05 through 1996/12/08, that was disrupted by a strong CME occurring on 1996/12/06 at 14:50:05 UT (see figure 1). This CME is in fact the most massive recorded on the searched yearly period, with an estimated mass of $\sim 8.2 \times 10^{15}$ gram. The second series corresponds to the west limb streamer observed from 1997/02/01 through 1997/02/05. During that period this streamer was disrupted by a large CME on 1996/02/03 at 18:18:37 UT, with an estimated mass $\sim 2.8 \times 10^{15}$ gram.

3. Abundance determinations

While the coronal Ly α line is mostly excited by resonant scattering, the coronal lines Ly β , OVI λ 1032 and OVI λ 1037 are formed by both resonant and collisional excitation. We can derive their relative fraction for each line by comparing the observed intensities ratios with those expected from purely collisional or resonant ratios. Once separated we derive the Oxygen abundance, $A_O \equiv N_O/N_H$, from the following approximate expression, roughly valid when looking at isolated density-enhanced streamers (Raymond et al. 1997; Vásquez & Raymond 2005).

$$A_O \approx \frac{I_{\text{OVI,coll}} b_{\text{Ly}\beta} C_{\text{HI}} q_{\text{Ly}\beta}}{I_{\text{Ly}\beta,\text{coll}} b_{\text{OVI}} C_{\text{OVI}} q_{\text{OVI}}} \quad (1)$$

where b_{line} are the branching ratios for each line, and $C_{\text{ion}} \equiv N_{\text{ion}}/N_{\text{element}}$ and q_{line} are the temperature dependent ion concentration and collisional excitation rate of the line respectively. For each observation, these last two terms are computed by interpolating CHIANTI-5 database values at the streamer kinetic temperature, in turn estimated from the Ly α line 1/e width $\Delta\lambda$ as $k_B T [K] \equiv \frac{m_p}{2} (c\Delta\lambda/\lambda_0)^2$. For the following discussion we also define an abundance depletion factor with respect to the photosphere values, i.e. $\Gamma = A_O/A_O^{(\text{phot})}$, and we use the Feldman (1992) photosphere set as a reference.

4. Results and conclusions

For the two series of observations presented here, we have derived the depletion factor as a function of time in the height range 1.7-2.2 R_\odot , the results are displayed in figure 4.. At each height, we add up several detector rows, to cover a region representative of the streamer structure across its axis, and to improve the statistics of the sampled spectrum. In the following discussion the informed uncertainties are the statistical ones. We restrict our discussion here to the December 1996 period.

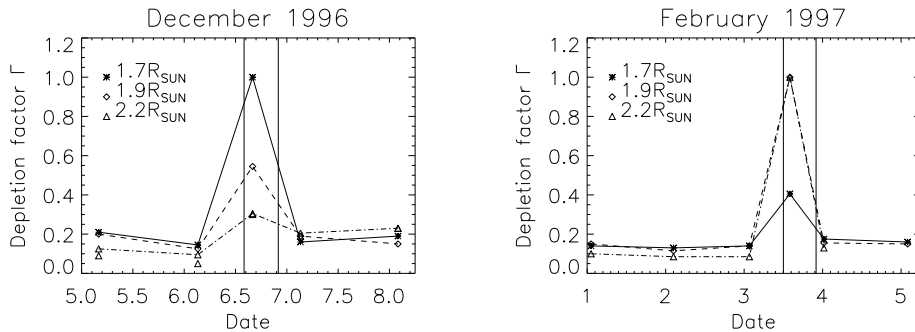


Figure 2. Temporal evolution of the derived depletion factor Γ in the height range 1.7-2.2 R_\odot for the two analysed series. In each panel, the two vertical solid lines indicate the approximate starting and ending times of the disrupting CME.

Before and after the CME lapse, the streamer exhibits a roughly constant depletion factors for both the core and full analysis. The average values being $\Gamma=0.18\pm 13\%$ at $1.7R_{\odot}$, $\Gamma=0.17\pm 27\%$ at $1.9R_{\odot}$, and $\Gamma=0.16\pm 32\%$ at $2.2R_{\odot}$. The kinetic temperature of the streamer plasma exhibits a roughly constant value of $\log_{10}T \sim 6.32$ at all heights and for all dates. As can be seen in the left panel of figure 4, the derived depletion factor is significantly larger when derived from UVCS observations closer to the CME onset (observation bracketed by the vertical lines in the figure). The abundance analysis for this scan leads to depletion factors $\Gamma = 1.00, 0.55, 0.31$ at $1.7, 1.9$ and $2.2 R_{\odot}$ respectively, with uncertainties of order 80%. These higher uncertainties are due to the fact that we need to use a mid latitude UVCS scan to reach the streamer core (see differential image in figure 1), with a lower exposure time than the equatorial scans used prior and after the CME period. The systematically larger abundance depletion factors, suggest the presence of freshly injected Oxygen ions into the corona, with Oxygen abundances significantly larger than those found normally in quiescent streamer cores away from CMEs. We thus infer that shortly after the CME the abundances may have been increased by a factor of order ~ 5 . The identification of fresh material is also supported by a significantly different (cooler) value of the kinetic temperature of order $\log_{10}T \sim 6.22$ at all heights.

The fact that after the CME disruption lapse the core abundances and temperatures return back to its prior values, suggests that the structure has relaxed back to its original thermodynamic state. Looking at the times of the different observations in this series, the analysis imposes an upper limit of about 10 hs. for the depletion mechanism to fully operate. Similarly, the analysis of the 1997 February 01-05 series of UVCS scans indicates that any significant increase in the streamer core abundances is not found some 8 hs. after the CME, an even lower constrain for the abundance depletion temporal scale. It should be pointed out that the CME of the first series is a factor 3 more massive than one in this second series. Thus the increase in abundances introduced by the former one could have been larger than the one introduced by this latter one.

References

- Kohl, J. L., Noci, G., Cranmer, S. R. & Raymond, J. C. 2006, *Astron. Astrophys. Rev.*, 13(1/2), 31
- Feldman, U. 1992, *Physica Scripta*, 46, 202
- Feldman, U., Doschek, G.A., Schüle, U., & Wilhelm, K. 1999, *ApJ*, 518, 500
- Marocchi, D., et al. 2001, *Annales Geophysicae*, 19, 135
- Noci, G. et al. 1997, *ESA SP*, 404, 75
- Raymond, J.C., et al., 1997, *Solar Physics*, 175, 645
- Strachan, L. et al. 2002 *ApJ*, 571, 1008
- Uzzo, M., et al. 2003, *ApJ*, 585, 1062
- Vásquez, A.M. & Raymond, J.C., 2005, *ApJ*, 619, 1132
- Vásquez & A.M., Raymond, J.C., 2006a, *ESA SP*-617

RESUMEN

Anisotropies in solar wind fluctuations

S. Dasso¹, W.H. Matthaeus², L.J. Milano², C.W. Smith³

(1) *Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE, UBA/CONICET) y Departamento de Física (FCEN, UBA)*

(2) *Bartol Research Institute, University of Delaware, USA*

(3) *Institute for Earth, Oceans and Space, University of New Hampshire, USA*

Abstract. In conditions of solar minimum, the solar wind (SW) emanated from high solar latitudes is fast, while the SW that comes from regions near to the solar equator is slow. The properties of the magnetic fluctuations in the SW have strong influence on the propagation of cosmic rays that travel through the heliosphere. Magnetohydrodynamic (MHD) scale fluctuations in the SW are usually highly anisotropic, and have also been found to exhibit different properties in regions of high and low SW speed. Previous studies show that magnetic correlations present distinct lobes aligned with the parallel and perpendicular (to the mean magnetic field) axes; this 'Maltese cross' pattern motivates the identification of two idealized populations: a 'slab' population with wave-vectors aligned with the main magnetic field and a 'quasi-2D' population with almost perpendicular wave-vectors. In this study we conclude that the fast SW contains practically only slab-like magnetic fluctuations, while the slow SW is practically only 2D-like. The present result will help to better understand the modulation of cosmic rays observed at Earth along the solar cycle.

Resumen. En condiciones de mínimo solar, el viento solar (VS) emanado de altas latitudes solares es rápido, mientras que aquel que proviene de regiones cercanas al ecuador es lento. Las propiedades de las fluctuaciones en el VS tienen fuerte influencia sobre la propagación de rayos cósmicos que viajan a través de la heliosfera. Fluctuaciones en escalas magnetohidrodinámicas en el VS son usualmente anisótropas, y muestran diferentes propiedades dependiendo si el VS es lento o rápido. Previos estudios muestran que las correlaciones magnéticas presentan dos lóbulos distintivos, alineados con la dirección paralela y perpendicular al campo magnético medio; esta estructura de 'cruz de Malta' motiva la identificación de dos poblaciones idealizadas: una población 'tabla' con vectores de onda alineados con el campo magnético principal y una población 'casi-2D' con vectores de onda casi perpendiculares. En este estudio concluimos que el viento rápido contiene prácticamente sólo fluctuaciones tipo 'tabla', mientras que el lento es prácticamente como 2D. El presente resultado ayudará a mejorar la comprensión de la modulación de rayos cósmicos observada en Tierra, a lo largo del ciclo solar.

RESUMEN

Millimagnitude optical transit photometry for extrasolar planet host OGLE-TR-113

R.F. Díaz¹, J.M. Fernández², S. Ramírez², D. Minniti², P.J.D. Mauas¹

(1) Instituto de Astronomía y Física del Espacio (CONICET - UBA),
Buenos Aires, Argentina

(2) Department of Astronomy, Pontificia Universidad Católica, Santiago,
Chile

Abstract. We obtained high-quality optical (V) images with VIMOS at the ESO VLT, in order to get a very precise lightcurve of the transit of planet OGLE-TR-113b in front of its parent star. We performed difference image photometry using a space-varying kernel (see C. Alard A&AS 144 363), which allows to fit variations of the PSF function throughout the CCD chip. The resulting lightcurve has a rms of about 0.002 mag, comparable to photon noise and allows to perform accurate measurements of the eclipse depth as well as the transit duration. A fit to the lightcurve provides the orbital inclination angle $i = 86,7 - 90$, and the ratios between orbit radius and stellar radius, and between planetary radius and stellar radius. Assuming the stellar radius to be $R_{\star} = 0,77 R_{\odot}$ we obtain the orbit radius $a = (0,0232 \pm 0,0038)$ AU and the planetary radius $R_p = (1,09 \pm 0,09) R_J$. The results are in good agreement with previous works. In this way, we obtain an independent confirmation of the substellar nature of OGLE-TR-113b.

Resumen. Obtuvimos imágenes de alta calidad en la banda óptica (filtro V) con el objetivo de conseguir una curva de luz de alta precisión de un tránsito del planeta OGLE-TR-113b frente a su estrella. Realizamos fotometría diferencial utilizando un *kernel* variable (ver C. Alard A&AS 144 363) que permite ajustar variaciones de la función PSF a lo largo del chip CCD. La curva de luz resultante tiene un rms de alrededor de 0.002 mag, comparable con el ruido de fotones y permite realizar una medición precisa de la profundidad del eclipse y de su duración. Un ajuste a la curva de luz provee el ángulo de inclinación $i = 86,7 - 90$ y las razones entre el radio orbital y el radio estelar, y entre el radio planetario y el radio estelar. Adoptando un valor para el radio estelar $R_{\star} = 0,77 R_{\odot}$ obtenemos el radio orbital $a = (0,0232 \pm 0,0038)$ AU y el radio planetario $R_p = (1,09 \pm 0,09) R_J$. Los resultados se encuentran en buen acuerdo con los presentados en trabajos previos. De esta forma, obtenemos una confirmación independiente de la naturaleza subestelar de OGLE-TR-113b.

RESUMEN

Evolución de arcos coronales

M.C. López Fuentes¹, C.H. Mandrini¹, J.A. Klimchuk²

(1) Instituto de Astronomía y Física del Espacio (CONICET-UBA), CC 67,
Suc. 28, 1428 Buenos Aires, Argentina

(2) Naval Research Laboratory, Code 7675, Washington, DC 20375, USA

Abstract. We study the temporal evolution of coronal loops using data from the Solar X-ray Imager (SXI) on board the Geosynchronous Operational Environmental Satellite 12 (GOES-12). The observed light curves show three distinct evolutionary phases: rise, main, and decay. The durations and characteristic timescales of these phases are much longer than the cooling times, suggesting two possible scenarios: (1) loops are monolithic and evolve quasi-statically; or (2) they are made of unresolved strands that are impulsively heated. We show that the timescale of the loop-averaged heating rate is proportional to the timescale of the observed intensity variation. The constant of proportionality is approximately 1.5 for case (1) and 1.0 for case (2). The ratios of the radiative to conductive cooling times place these loops intermediate between previously measured hotter (Yohkoh-SXT) and cooler (TRACE) loops. Our results help to complete a trend that seems to support the impulsive heating hypothesis.

Resumen. Estudiamos la evolución temporal de arcos coronales usando datos del Solar X-ray Imager (SXI) a bordo del Geosynchronous Operational Environmental Satellite 12 (GOES-12). Las curvas de luz estudiadas permiten separar la evolución de los arcos en tres fases: una de incremento, una principal y una de decaimiento. La duración y los tiempos característicos de estas fases son mucho más largos que los tiempos de enfriamiento de los arcos. Esto es consistente con dos posibles escenarios: (1) los arcos son monolíticos y evolucionan cuasiestáticamente, o (2) están formados por múltiples arcos delgados no resueltos que evolucionan impulsivamente. Mostramos que la escala de tiempo de la variación de la tasa de calentamiento (promediada en el arco) es proporcional a la de variación de la intensidad. La constante de proporcionalidad es aproximadamente 1.5 para el caso (1), y 1 para el caso (2). El cociente entre los tiempos de enfriamiento por radiación y conducción de estos arcos los sitúa a medio camino entre los arcos más calientes observados previamente con el Yohkoh-SXT y más fríos observados por el TRACE. Nuestros resultados ayudan a completar un cuadro que parece apoyar la hipótesis del calentamiento impulsivo.

RESUMEN

Los arcos coronales como sistemas críticos autoorganizados

M.C. López Fuentes¹, J.A. Klimchuk²

(1) Instituto de Astronomía y Física del Espacio (CONICET-UBA), CC67,
Suc. 28, 1428 Buenos Aires, Argentina

(2) Naval Research Laboratory, Code 7675, Washington, DC 20375, USA

Abstract. We developed a numerical model that explains the evolution of coronal loops observed with GOES-SXI (see Lopez Fuentes, Klimchuk and Mandrini, ApJ, 2006, in press) in terms of Self-organized Critical Systems (SOC). We are inspired by the idea originally proposed by Parker (1988, ApJ, 330, 474), that coronal loops are made of elemental magnetic strands that wrap around each other due to photospheric convection. In our code the magnetic strength between neighbor strands increase until a threshold is reach and strands reconnect, releasing energy and heating the plasma. The number and intensity of these release events increase and a critical steady-state is reached. At some point, the photospheric dispersion makes the “feeding” mechanism inefficient and the loop decays. We model the plasma response and we obtain synthetic light curves that qualitatively reproduce the observed loop evolution.

Resumen. Motivados por la evolución de arcos coronales observados con el Solar X-ray Imager (SXI) a bordo del GOES-12 (ver “Evolución de arcos coronales” por López Fuentes, Mandrini & Klimchuk, en los resúmenes de este Boletín), en este trabajo desarrollamos un modelo numérico que explica la evolución observada en términos de sistemas críticos autoorganizados. El esquema se basa en la idea propuesta originalmente por Parker (1988, ApJ, 330, 474), que considera que los arcos están formados por tubos de flujo magnético elementales que interactúan entre sí debido a los desplazamientos producidos por la convección fotosférica. El programa utilizado simula el aumento del esfuerzo magnético entre tubos vecinos, de modo que cuando se alcanza cierto límite los tubos se reconectan liberando la energía magnética acumulada y calentando el plasma. El número e intensidad de estos eventos aumenta hasta alcanzar un estado estacionario (fase principal). Este estado se pierde cuando la dispersión fotosférica vuelve ineficiente el mecanismo de alimentación y el arco entra en la fase de decaimiento. Modelando la respuesta del plasma obtenemos curvas de luz que coinciden cualitativamente con las de los arcos observados.

RESUMEN

On the origin of the 28 October 2003 X17 event and its companion event

C.H. Mandrini¹, P. Démoulin², B. Schmieder², E.E. de Luca³, E. Pariat²,
W. Uddin⁴
(1) *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, Buenos Aires, Argentina*
(2) *Obs. de Paris, LESIA, Meudon, France*
(3) *SAO, Cambridge, MA 02138, USA*
(4) *ARIES, Manora Peak, NainiTal, India*

Abstract. An X17 flare started at 11:01 UT on 28 October, 2003, in active region (AR) NOAA 10486. This event was accompanied by a filament eruption and one of the fastest coronal mass ejections (CMEs) observed during the extreme activity period of October-November 2003. Combining chromospheric, coronal and magnetic field data with modeling, we concentrate in the study of two events that started before the X17 flare. One of them, which appears in UV images one hour before the major event, is associated with localized magnetic reconnection occurring at a magnetic null point. This event lasts as long as the X17 flare and our analysis indicates that it is independent of it. The other one, visible in $H\alpha$ and UV images and simultaneous with the previous one, is related to a large scale quadrupolar reconnection process. This process is similar to the one proposed by the breakout model for the initiation of CMEs, but it takes place at quasiseparatrices and not in null points. These results will be published in *Solar Physics*.

Resumen. El 28 de octubre de 2003 a las 11:01 UT se inició un evento X17 en la región activa (AR) NOAA 10486. Esta fulguración fue acompañada por la erupción de un filamento y una de las eyecciones de masa (CME) más rápidas del período de actividad extrema de octubre y noviembre de 2003. Combinando datos cromosféricos, coronales y del campo magnético con su modelado, nos concentramos en el estudio de dos eventos que se iniciaron antes de la fulguración X17. Uno de los eventos se observa en las imágenes en UV una hora antes que el evento mayor y está asociado a un proceso de reconexión del campo localizada en un punto de campo magnético nulo. Este evento dura tanto como la fulguración X17 y nuestro análisis indica que es independiente de la misma. El otro evento, visible en las imágenes en $H\alpha$ y UV y simultáneo con el anterior, está relacionado con un proceso de reconexión magnética cuadrupolar de gran escala. El mecanismo es similar al propuesto en el modelo de "breakout" para el inicio de las CMEs, pero tiene lugar en cuasiseparatrices y no en puntos de campo nulo. Este trabajo se encuentra en prensa en la revista *Solar Physics*.

RESUMEN

Mean lifetime of the Jupiter family comets near the Earth

P. S. Pais¹, J.A. Fernández¹

(1) Departamento de Astronomía, Facultad de Ciencias, UdelaR,
Montevideo, Uruguay

Abstract. We want to determine an average lifetime of Jupiter family comets (JFCs) near the Earth. By near the Earth we talk about JFCs that present a perihelion distance $q < 1.3$ AU. By average lifetime we mean the number of revolutions with a perihelion distance smaller to 2.0 AU. For $q < 2.0$ AU we consider that a the comet is sufficiently far from the Sun for not sublimating its ices. The idea is to analyze the asymmetry that is observed when we plot for these comets the perihelion averages in a period of 2000 years centered at present. Therefore some process exists by which if the comet does not lower its perihelion quickly, we cannot observe it. To check this we consider a sample of clones with different average lifetimes. The best fit with the observed sample gives 175 revolutions, in agreement with some recent estimations.

Resumen. Queremos determinar una vida media para los cometas de la familia de Júpiter (JFCs) cercanos a la Tierra. Por cercanos a la Tierra nos referimos a JFCs que presentan una distancia perihélica $q < 1.3$ UA. Por vida media entendemos el número de revoluciones con una distancia perihélica menor a 2.0 UA. Para $q < 2.0$ UA consideramos que el cometa está suficientemente lejos del Sol como para no sublimar sus gases. La idea es analizar la asimetría observada cuando graficamos los perihelios promedios en un período de 2000 años centrado en el presente. Por lo tanto existe algún proceso por el cual si el cometa no baja el perihelio rápidamente, no lo observamos. Para verificar esto consideramos clones de la muestra original de cometas con diferentes vidas medias. El mejor ajuste a la muestra observada nos da 175 revoluciones, en concordancia con algunas estimaciones recientes.

Parte II
Estrellas y Sistemas Estelares

ORAL PAPER

The interesting binary system GJ375

R.F. Díaz¹, F. González², C. Cincunegui¹, P.J.D. Mauas¹
(1) Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE)
(2) Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO)

Abstract. We study the spectroscopic binary system GJ375 using medium resolution *echelle* spectra obtained at the Jorge Sahade telescope at CASLEO. Using the method described by González & Levato (4) we separate the composite spectra and confirm that the spectral types of both components are similar (dMe3.5). Precise measurements of the orbital period ($P = 1.87844$ days) and minimum masses ($M_1 \sin^3 i = 0,33 M_\odot$ and $M_2 \sin^3 i = 0,35 M_\odot$) are obtained. Using photometric data from the ASAS database (7) we find variations of around 0,04 mag, the amplitude of which changes periodically with time, showing a period of around 700 days. We interpret this as signs of cyclic stellar activity in the system, with both components in phase.

Resumen. Estudiamos el sistema binario espectroscópico GJ375 usando espectros *echelle* de resolución media obtenidos con el telescopio Jorge Sahade en CASLEO. Usando el método presentado por González & Levato (4) separamos los espectros compuestos y verificamos que los tipos espectrales de ambas componentes son similares (dMe3.5). Obtenemos medidas precisas del período orbital ($P = 1.87844$ días) y de las masas mínimas ($M_1 \sin^3 i = 0,33 M_\odot$ y $M_2 \sin^3 i = 0,35 M_\odot$). Utilizando observaciones fotométricas de la base ASAS (7) encontramos variaciones de alrededor 0,04 mag, cuya amplitud varía periódicamente con el tiempo, presentando un período de alrededor de 700 días. Estos hechos son interpretados como signos de actividad estelar cíclica en este sistema, con ambas componentes en fase.

1. Introduction and observations

The binary nature of GJ375 was reported recently by Christian & Mathioudakis (2), who obtained a high-resolution double-lined spectrum of the system.

As part of an ongoing programme to study chromospheric activity in late-type main sequence stars, we obtained medium resolution optical *echelle* spectra of GJ375 using the REOSC spectrograph in the 2.15 m telescope at the Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO). The detector was a 1024 x 1024 pixel TEK CCD camera. We employed a 300 μm -width slit which provided a resolving power of $R = \lambda/\delta\lambda \approx 13200$. The details of the reduction and calibration processes were presented by Cincunegui & Mauas (3). The final products are flux calibrated spectra covering the entire optical range (between 3500 Å and 7500 Å).

The spectral resolution obtained is enough to resolve the double features in the spectra of GJ375. In this work we analyze 20 spectra, obtained periodically since 2000.

2. Spectra separation and orbital parameters

The composite spectra were separated using the iterative method presented by González & Levato (4). The method allows to compute the individual spectra and the radial velocities (RVs) of the two stellar components of the binary system.

The obtained spectra were checked to confirm the spectral type of the components. We found that both stars are very similar, and similar to AD Leo. Therefore, the spectral types of the components must be around M3.5.

Using the obtained values of RV we fit a keplerian orbit to the system. In Figure 1 we show the RVs, phased to the obtained period, and the resulting fit. The orbital parameters are presented in Table 1. Since the minimum mass of the components is close to the expected value for M-type dwarves, which is around $0,4 M_{\odot}$ for M2 and $0,22 M_{\odot}$ for M5 (1), we conclude the orbit must be nearly edge-on.

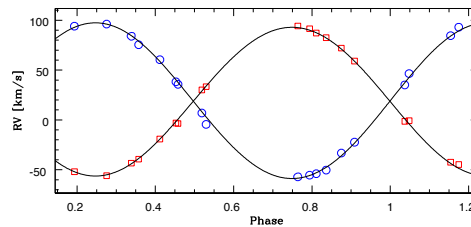


Figura 1. RVs measurements phased to the orbital period $P = 1,8784425$ days. The empty squares represent measurements of the primary while the circles are measurements of the secondary. In all cases the error bars are smaller than the symbols. The solid line is the best fit to the data.

Table 1. Orbital parameters

T_0 [HJD]	$2452779,751 \pm 0,005$
P [days]	$1,87844246 \pm 0,0000049$
V_0 [km s^{-1}]	$18,81 \pm 0,32$
K_1 [km s^{-1}]	$74,58 \pm 0,68$
K_2 [km s^{-1}]	$78,07 \pm 0,66$
e	$0,0072 \pm 0,0070$
$M_1 \sin^3 i$ [M_{\odot}]	$0,3541 \pm 0,0068$
$M_2 \sin^3 i$ [M_{\odot}]	$0,3382 \pm 0,0068$
$a \sin i$ [R_{\odot}]	$5,665 \pm 0,035$

3. ASAS photometry and activity cycle

We studied the photometry of GJ375 provided by ASAS (7) searching for eclipses. The ASAS data covers the period between 2002 and 2006, with gaps during the year 2005. A Lomb-Scargle periodogram of the ASAS data gives a False Alarm Probability (FAP) of about 1,1% for a period $P_{\text{phot}} = 1,876667$ days, very similar to the orbital period. However, the shape of the curve is unlike that of eclipsing binaries. Even more, the amplitude of the variations changes with time. In Figure 2 we present the photometry correspondig two different epochs, phased to the orbital period. Between epochs 2002.5 and 2003.5 (left panel) the amplitude is about 30 mmag and falls to about 15 mmag between epochs 2005 and 2006. Note also that during the period of minimum variability the mean brightness is smaller by about 20 mmag.

This cannot be explained easily with the model of a eclipsing binary system in mind. However, given that in such a close system the orbital period and the rotational period of the stars must be the same due to the action of tidal forces, the photometric variations can be understood as being produced by the presence of active regions in the stellar surface.

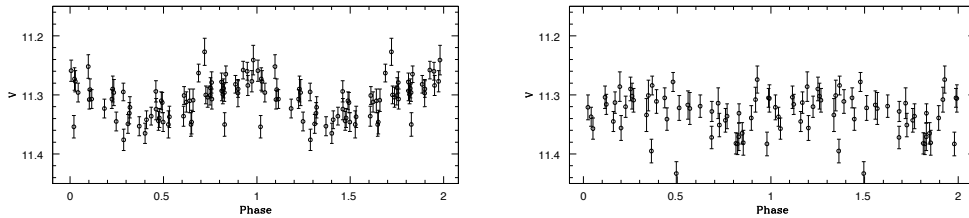


Figure 2. ASAS photometry phased to the orbital period for two different epochs. *Left*: 2002.5 - 2003.5 *Right*: 2005 - 2006

We studied the amplitude of the photometric variability as a function of time. To do this, we considered each photometric measurement and all the measurements obtained within 60 days of it. We phased them to the orbital period and measured the amplitude of the variation and mean magnitude from a sinusoidal fit to the data. The time assigned to this measurements is mean time of the measurements. The results of this computation are shown in Figure 3, left panel (note the axis inversion for the mean magnitude).

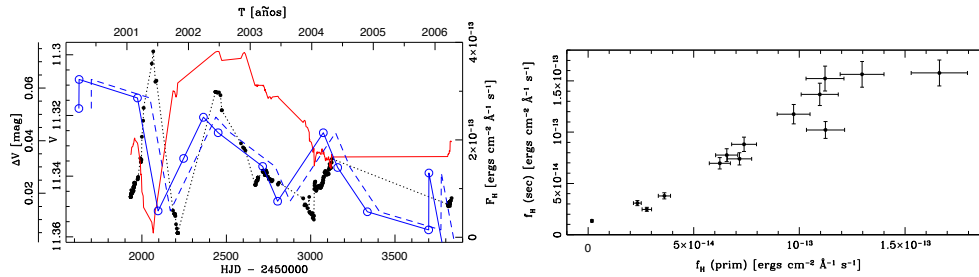


Figure 3. *Left*: Mean magnitude (solid red line), amplitude of the photometric variation (dotted line and filled circles) and flux in the H CaII (solid line and empty circles) as a function of time. The dashed line represents the H line flux displaced in time (see text). *Right*: Comparison of the fluxes in the H CaII line for both components.

Both the amplitude (solid thick red line) and mean magnitude (dotted line and filled circles) have cyclic behaviours, though the period of the latter seems to double that of the former, and only one complete cycle has been observed. Apparently, the relation between photometric amplitude and mean magnitude changes from cycle to cycle. During the first photometric minimum, the amplitude is at a clear maximum. However, the photometric maximum observed includes two amplitude minima and a maximum.

To study whether the observed cyclicality belongs to one of the components or both, we compare the fluxes in the H CaII, a well-known activity indicator. The line fluxes were computed from the separated spectra by integration of the flux in a 1 \AA window around the H line. In Figure 3 (right panel) we present the relation between the fluxes

for both components. We consider an 8 % error in the line fluxes. We find the fluxes are correlated, and we conclude that the activity cycles of the components must be in phase.

In the left panel of Figure 3 we also show the sum of the H line fluxes of the components as a function of time (solid blue line and empty circles). It can be seen that the magnetic activity also presents a cyclic behaviour with a period of roughly 700 days, and that the variation is similar to that shown by the photometric amplitude. However, the position of the minima and maxima do not coincide, occurring the former about 0.2 years ahead in time. The displaced line flux is shown as a dashed (blue) line. This time-lag between photometric and magnetic variations has been observed for stars of different spectral types, from β Com (GOV) to ϵ Eri (K2V) (see, for example, 5; 6). In particular, Gray et al. (5) showed that the timelag between magnetic variations, and variations observed in photometry and temperature is anticorrelated with effective temperature (see their figure 8). For the coolest star in their sample (ϵ Eri) the timelag of temperature variations is about 0.3 years. Apparently, GJ375 falls in the same trend.

Referencias

- Allen, C. W. 1964, *Astrophysical Quantities* (Astrophysical Quantities, London: Athlone Press (2nd edition), 1964)
- Christian, D. J. & Mathioudakis, M. 2002, *AJ*, 123, 2796
- Cincunegui, C. & Mauas, P. J. D. 2004, *A&A*, 414, 699
- González, J. F. & Levato, H. 2006, *A&A*, 448, 283
- Gray, D. F., Baliunas, S. L., Lockwood, G. W., & Skiff, B. A. 1996, *ApJ*, 465, 945
- Gray, D. F., Baliunas, S. L., Lockwood, G. W., & Skiff, B. A. 1996, *ApJ*, 456, 365
- Pojmanski, G. 2002, *Acta Astronomica*, 52, 397

PRESENTACIÓN ORAL

Sistemas estelares en equilibrio con algoritmos genéticos

E. Gularte^{1,2}, D. D. Carpintero^{1,3}

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

(2) *CONICET, Argentina*

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

Abstract. In 1979, M. Schwarzschild showed that it is possible to build an equilibrium triaxial stellar system. He used linear programming in order to achieve his goal. On the other hand, genetic algorithms are ideal tools to find a solution to this problem, due to the large multidimensional space in which the solution resides. In this work, we use a genetic algorithm to reproduce an equilibrium spherical stellar system from a suitable set of predefined orbits, obtaining the best solution attainable with the provided set.

Resumen. La existencia de sistemas estelares triaxiales en equilibrio fue demostrada por M. Schwarzschild en 1979. Para lograr este resultado, se basó en la técnica de programación lineal. Por otra parte, los algoritmos genéticos son ideales para encontrar una solución a este problema, ya que dicha solución reside en un espacio de muchas dimensiones. Usamos aquí un algoritmo genético para reproducir un sistema esférico estelar en equilibrio a partir de un dado conjunto de órbitas, obteniendo la mejor solución posible dado dicho conjunto.

1. Introducción

Un problema a enfrentar en los actuales estudios de sistemas estelares realistas es la falta de funciones de distribución (densidades en el espacio fase) que permitan construir dichos sistemas, para su posterior uso en experimentos numéricos. En un trabajo seminal, Schwarzschild (1979) construyó numéricamente un modelo de sistema estelar triaxial en equilibrio a partir del perfil de densidad y su correspondiente potencial. Para ello, integró un conjunto de órbitas representativas del sistema. Luego buscó, mediante programación lineal, una superposición de dichas órbitas que diera como resultado una distribución de masa acorde con el perfil de densidad. El problema de encontrar la superposición óptima de órbitas dadas que reproduzca un sistema en equilibrio con perfil dado de densidad equivale a una optimización en un espacio de muchas dimensiones, ideal para ser resuelto por medio de algoritmos genéticos (Charbonneau 1995). En este trabajo, se aplicará esta estrategia para hallar dicha solución óptima.

2. Algoritmos genéticos

Los algoritmos genéticos (Charbonneau 1995 y referencias en el artículo) son optimizadores que permiten explorar el espacio de soluciones, obteniendo en general el valor óptimo buscado sin necesidad de proveer, como en la mayoría de optimizadores

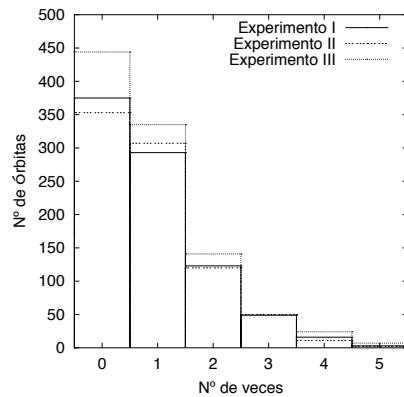


Figura 1. Distribución orbital de los individuos más aptos.

tradicionales, valores iniciales que eviten que quede atrapado en máximos o mínimos locales. Otra ventaja frente a otros optimizadores es su capacidad para explorar espacios de soluciones de muchas dimensiones, situación en la que el único método práctico es alguna variedad del método de Montecarlo.

Los algoritmos genéticos incorporan, en lenguaje matemático, las nociones biológicas de evolución natural. Mediante operaciones de selección natural, cruce genético y mutación, se manipulan cadenas de números que codifican las variables del problema, alcanzando soluciones que van mejorando sin pausa a medida que el algoritmo avanza. Es esencial para ello la elección de la *función de aptitud*, que determina a través de su valor numérico cuándo una solución está más cerca o más lejos de ser óptima. El algoritmo comienza recibiendo un conjunto de puntos elegidos al azar en el espacio de las posibles soluciones (población de individuos), para cada uno de los cuales se ha calculado su aptitud. Luego, se eligen progenitores para la generación de nuevos individuos (soluciones) según sus aptitudes. A la nueva generación se la somete a operadores numéricos que simulan cruces de genes y mutaciones; la población así obtenida tiene una aptitud promedio mayor que la previa. El procedimiento se repite, obteniéndose como solución el individuo más apto de la última generación. En este trabajo, hemos utilizado el algoritmo genético PIKATA (Charbonneau y Knapp 1996).

3. Aplicación a un sistema estelar

El objetivo es encontrar una combinación lineal de órbitas cuya masa total se distribuya según el perfil de densidad inicial. (Si cada órbita está integrada un suficiente número de períodos orbitales como para cubrir razonablemente bien el espacio fase disponible, esta solución en principio garantizaría que el sistema está en equilibrio.) Así, en términos de algoritmos genéticos, un individuo consistirá en una dada combinación lineal de órbitas, y una población en un conjunto de dichas combinaciones. Para definir la función de aptitud, dividimos el espacio de configuración en N celdas rectangulares centradas en los puntos $\{\mathbf{r}_i\}_{i=1,\dots,N}$, y comparamos en cada celda la masa del modelo inicial con la de la posible solución. La función de aptitud A viene así dada por $A^{-1} = \sum_{i=1}^N |M_{\text{obs } \mathbf{r}_i} - M_{\text{teó } \mathbf{r}_i}|$, donde $M_{\mathbf{r}_i}$ es la masa en la celda \mathbf{r}_i . La forma funcional fue elegida luego de alguna experimentación acerca del mejor indicador. Una

vez elegida A , se generan condiciones iniciales en el espacio fase (1000 en todos nuestros ejemplos). A partir de estas últimas, se integran las órbitas en el potencial dado (en nuestro caso, el modelo esférico e isotrópico de Dehnen (1993) con $\gamma = 3/2$). Aproximadamente 100 períodos orbitales fueron suficientes para asegurar razonablemente que la masa se distribuya en las celdas accesibles a la órbita. Se calcula luego la masa que cada órbita aporta en cada celda; para ello, basta con obtener salidas de la integración en instantes separados por un Δt constante, calcular los números de ocupación en cada celda, y distribuir la masa de la órbita según dichos números. Luego se genera al azar una población inicial de combinaciones de órbitas (50.000 en nuestros experimentos). Para evitar la exploración de combinaciones lineales exóticas, se limitó a 5 el número de veces que una órbita puede ser elegida. Se introduce esta población inicial en el programa PIKAIA, y se realiza la corrida evolutiva durante 100 generaciones; al finalizar, se obtiene la combinación lineal del individuo más apto. En nuestro caso, los parámetros que regulan los procesos de selección, cruce y mutación fueron dejados en sus valores estándar (Charbonneau y Knapp 1996). El plan de reproducción, en cambio, fue el de reemplazo del peor individuo en lugar del reemplazo generacional completo. Se verifica finalmente que el sistema así generado esté en equilibrio, dejándolo evolucionar en un experimento de N -cuerpos, y comparando los perfiles de densidad inicial y final.

4. Resultados y conclusiones

Para el primer experimento (experimento I) se tomó un conjunto de condiciones iniciales obtenidas de la función de distribución esférica e isotrópica de Dehnen (1993) con $\gamma = 3/2$. Este caso fue elegido para estudiar un sistema para el cual hay una solución conocida: un individuo que consistiere en una combinación lineal en la que cada órbita es elegida una sola vez, reproduciría el sistema en equilibrio. Un segundo experimento (experimento II) consistió en tomar como condiciones iniciales las posiciones obtenidas de la función de distribución de Dehnen, pero con velocidades circulares orientadas al azar. Integrando estas condiciones iniciales en el potencial de Dehnen se obtienen órbitas que pertenecen al sistema en estudio, pero su distribución no sigue a la distribución en equilibrio. Un tercer experimento (experimento III) fue corrido con condiciones iniciales pertenecientes a una esfera homogénea de densidad y radio unitarios y velocidades circulares orientadas al azar. Una vez más, se integraron estas condiciones iniciales en el potencial de Dehnen, obteniéndose así órbitas del sistema pero con una distribución lejana a la de equilibrio. En estos dos últimos experimentos, se busca verificar si se puede reproducir una situación de equilibrio sin tener un conjunto de órbitas que reproduzcan la función de distribución. En la Fig. 2 pueden verse histogramas del número de órbitas que fueron elegidas una, dos, etc. veces en la combinación lineal de mayor aptitud de cada experimento. Sorpresivamente, el experimento I no arrojó como resultado una mayoría de órbitas elegidas una vez: existe una combinación lineal que (dado el conjunto de órbitas inicial) reproduce mejor el perfil de densidad que la simple superposición de cada órbita. La Fig. 2 muestra los perfiles de densidad generados por el individuo más apto, junto con el perfil teórico como referencia. Puede apreciarse que en el experimento II la densidad obtenida es fiel al modelo, a pesar de que no se contaba con el material ideal para ello. El experimento III, por su parte, es menos fiel en la parte central, evidenciando un pobre aporte de órbitas de baja energía por parte de la distribución homogénea. La Fig. 3 muestra los perfiles de densidad luego de haber hecho evolucionar cada modelo durante 10 tiempos dinámicos; puede verse

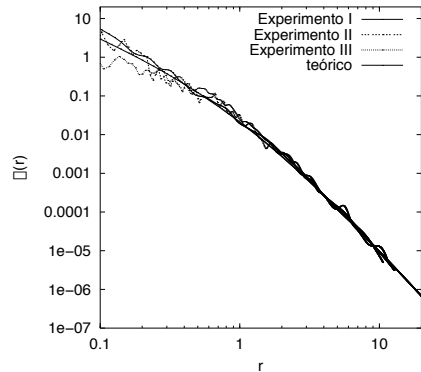


Figura 2. Densidades de los individuos más aptos.

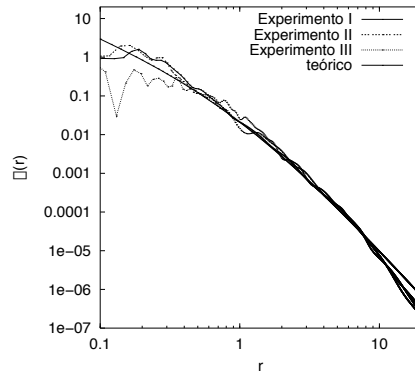


Figura 3. Densidades finales luego de la evolución.

que, efectivamente, los sistemas se mantienen en equilibrio, excepto en el experimento III, donde se nota una esperable evolución central.

Puede concluirse que el método de Schwarzschild resuelto mediante algoritmos genéticos arroja resultados robustos cuando la distribución espacial es consistente con el sistema buscado, a pesar de que la distribución en velocidades no sea la ideal. En estos casos, la mejor solución, dado el conjunto de órbitas inicial, da efectivamente sistemas en equilibrio. Esto permite planear a futuro la aplicación de esta estrategia a sistemas más complejos, en los que la triaxialidad y el caos complican la búsqueda de soluciones estacionarias.

Agradecimientos. Este trabajo fue realizado gracias a los aportes de la Universidad Nacional de La Plata, del Instituto de Astrofísica La Plata del CONICET, y de la Agencia Nacional de Promoción Científica y Tecnológica.

Referencias

- Charbonneau, P. 1995, *ApJSS*, 101, 309
 Charbonneau, P. y Knapp, B. 1996, *A User's Guide to PIKAIA 1.0*, NCAR Technical Note 418+IA, National Center for Atmospheric Research
 Dehnen, W. 1993, *MNRAS*, 265, 250
 Schwarzschild, M. 1979, *ApJ*, 232, 236

POSTER PAPER

Spectroscopic determination of fundamental parameters of small angular diameter galactic open clusters

A.V. Ahumada^{1,2}, J.J. Clariá^{1,2}, E. Bica³, M.C. Parisi^{1,2}, M.C. Torres¹ & D.B. Pavani⁴

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

(2) *CONICET*

(3) *Instituto de Física, UFRGS, Porto Alegre (Brazil)*

(4) *IAG, Universidade de Sao Paulo (Brazil)*

Abstract. We present integrated spectra obtained at CASLEO (Argentina) for 9 galactic open clusters of small angular diameter. Two of them (BH 55 and Rup 159) have not been target of previous research. The flux-calibrated spectra cover the spectral range $\sim 3600\text{-}6900$ Å. Using the equivalent widths (EWs) of the Balmer lines and comparing the cluster spectra with template spectra, we determined $E(B-V)$ colour excesses and ages for the present cluster sample. The parameters obtained for 6 of the clusters show good agreement with previous determinations based mainly on photometric methods. This is not the case, however, for BH 90, a scarcely reddened cluster, for which Moffat & Vogt (1975b) derived $E(B-V) = 0.51$. We explain and justify the strong discrepancy found for this object. According to the present analysis, 3 clusters are very young (Bo 14, Tr 15 and Tr 27), 2 are moderately young (NGC 6268 and BH 205), 3 are Hyades-like clusters (Rup 164, BH 90 and BH 55) and only one is an intermediate-age cluster (Rup 159).

Resumen. Presentamos espectros integrados obtenidos en CASLEO (Argentina) de 9 cúmulos abiertos galácticos de pequeño diámetro angular. Dos de ellos (BH 55 y Rup 159) no registran ningún estudio previo. Los espectros, calibrados en unidades de flujo, abarcan el rango entre $\sim 3600\text{-}6900$ Å. 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. Los parámetros obtenidos para 6 de estos objetos presentan buen acuerdo con determinaciones previas usando métodos principalmente fotométricos. Este no es el caso, sin embargo, para BH 90, un cúmulo escasamente enrojecido, para el cual Moffat & Vogt (1975b) derivan $E(B-V) = 0.51$. Explicamos y justificamos la fuerte discrepancia encontrada en este objeto. De acuerdo al presente análisis, 3 cúmulos son muy jóvenes (Bo 14, Tr 15 y Tr 27), 2 son moderadamente jóvenes (NGC 6268 y BH 205), 3 tienen edades similares a las Hyades (Rup 164, BH 90 y BH 55) y sólo uno es de edad intermedia (Rup 159).

1. Spectroscopic observations

As part of a program of systematic observation of galactic open clusters of small angular diameter, we determine here reddening and age for 9 selected clusters located in the

fourth galactic quadrant or very close to it (Table 1). Integrated spectra of these clusters were obtained with the 2.15 m telescope at CASLEO (Argentina), using the REOSC spectrograph and a CCD Tectronix chip of 1024x1024 pixels. We used a grating of 300 grooves mm^{-1} producing an average dispersion of $\sim 3.46 \text{ \AA}/\text{pixel}$. The slit width was $4.2''$, providing a resolution (FWHM) of $\sim 14 \text{ \AA}$. The reduction of the spectra was carried out with the *IRAF* package at the Observatorio Astronómico of the Universidad Nacional de Córdoba.

2. Analysis of the cluster spectra

A first reddening independent age estimate was obtained from EWs of the Balmer lines in absorption in each spectrum by interpolating these values in the age calibration of Bica & Alloin (1986). We then selected an appropriate set of template spectra from the library of Piatti et al. (2002, hereafter PBCSA) 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). The derived reddening values are listed in Table 1, together with the age inferred from the Balmer lines, the age of the PBCSA's 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.

Bochum 14 is projected in the direction of the galactic center. The best comparison is found with the (2-4) Myr PBCSA's template, correcting the observed spectrum for $E(B-V) = 1.55$. Moffat & Vogt (1975a) derived $E(B-V) = 1.62$ and they report O6 as the earliest spectral type in the cluster, which indicates that Bochum 14 is extremely young (Table 1).

As far as we are aware, no previous data exist for BH 55 (van den Bergh & Hagen 1975). The observed cluster spectrum, corrected for $E(B-V) = 0.20$, compares very well with the 500 Myr PBCSA's template. This age is also compatible with the depth of the Balmer lines (Table 1). However, since the CaII H and K lines suggest an age slightly older than that of the template, we adopted 600 Myr for BH 55 (Table 1).

As BH 55, Ruprecht 159 has not been previously studied either. Despite the S/N ratio being rather low, the integrated cluster spectrum shows typical features of intermediate-age clusters. The solution for Rup 159 yields an age of 3-4 Gyr and $E(B-V) = 0.25$ by template match (Figure 1, left). However, since CaII H and K lines better resemble those of the 1 Gyr template, an age of 2 Gyr was finally adopted (Table 1).

BH 90, also known as Bochum 8, is a small group of stars in Carina. Moffat & Vogt (1975b) measured photoelectrically only 8 stars in the cluster field. Assuming that most of them are B-type stars, they derived $E(B-V) = 0.51$ and a distance from the Sun of 1.42 kpc. However, the positions of these stars in the (U-B, B-V) diagram are also compatible with the ones being practically unreddened A-F types. A comparison of the blue and red DSS plates of BH 90 keenly suggests this possibility. In Figure 1 (right) we compare the observed cluster spectrum, corrected for $E(B-V) = 0.10$ and 0.02 , with the 0.5 Gyr and 1 Gyr PBCSA's templates, respectively. The comparison with the 0.5

Gyr template is clearly better, although the Balmer lines in the template are somewhat deeper than in the cluster spectrum.

Table 1. Cluster parameters

Cluster	E(B-V)	t_{Balmer} Myr	$t_{Template}$ Myr	$t_{Adopted}$ Myr	$t_{Literature}$ Myr	Ref
Bochum 14	1.55 ± 0.10	< 10	2-4	3.0 ± 1.0	1	(1)
BH 55	0.20 ± 0.03	400-500	500	600 ± 200	-	-
Ruprecht 159	0.25 ± 0.05	1000-5000	3000-4000	2000 ± 1000	-	-
BH 90	0.08 ± 0.03	500-1000	500; 1000	600 ± 300	-	-
Trumpler 15	0.50 ± 0.10	< 10	2-4	5 ± 3	6	(2)
Ruprecht 164	0.10 ± 0.04	500-1000	500	800 ± 200	1000	(3)
BH 205	0.31 ± 0.02	10-50	5-10; 20	10 ± 5	13	(3)
NGC 6268	0.43 ± 0.03	50-100	45-75	60 ± 15	220	(4)
Trumpler 27	2.40 ± 0.80	< 10	2-4	3 ± 4	10	(5)

References: (1) Battinelli et al. (1994). (2) Carraro (2002). (3) Kharchenko et al. (2005). (4) Clariá et al. (2006). (5) Bakker & The (1983).

Trumpler 15 (Cr 231 or BH 104) is a young cluster in Carina. The age and reddening values here derived (Table 1) show good agreement with those derived photometrically by Carraro (2002).

The observed spectrum of Ruprecht 164 (BH 119) shows a general resemblance to the 0.5 Gyr PBCSA's template, if it is previously corrected for $E(B-V) = 0.10$. The Balmer lines indicate an age between 0.5 and 1 Gyr, while the presence of the G band in the observed spectrum evidences that the cluster is slightly older than the template. The values finally adopted for Rup 164 are entirely compatible with those recently obtained by Kharchenko et al. (2005).

BH 205 is a small group of stars projected practically in the galactic center direction. Kharchenko et al. (2005) derived $E(B-V) = 0.30$ and an age of 13 Myr. Both values match with the results here derived (Table 1).

NGC 6268 (Cr 323 or BH 112) is located at less than 14° from the galactic center in Scorpius. We obtained the best comparison with the (45-75) Myr PBCSA's template, correcting the observed spectrum for $E(B-V) = 0.43$. The Balmer lines also indicate an age between 50 and 100 Myr. This reddening is in very good agreement with that obtained by Kharchenko et al. (2005) and even with the one very recently derived by Clariá et al. (2006) from UBV-DDO photometry of red cluster giants. Nevertheless, the resulting age for NGC 6268 in these two studies is somewhat older (~ 200 Myr).

Trumpler 27 (Cr 336, BH 237 or ESO393-SC9) is also projected in the galactic center direction. Our observation corresponds to the compact part of the object. According to Moffat et al. (1977), this is a very young open cluster affected by a high and variable reddening. These results were confirmed here from the integrated spectrum of the cluster (Table 1)

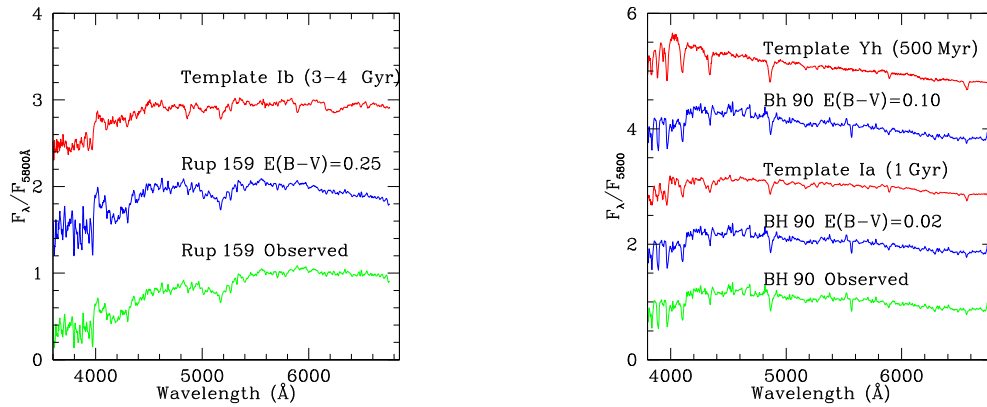


Figure 1. *Left:* observed spectrum of Rup 159 (bottom), the spectrum corrected for $E(B-V) = 0.25$ (middle) and the 3-4 Gyr template. *Right:* (from bottom up) observed spectrum of BH 90, the cluster spectrum corrected for $E(B-V) = 0.02$, 1 Gyr template, cluster spectrum corrected for $E(B-V) = 0.10$ and 0.5 Gyr template.

References

- Bakker, R. & The, P.S. 1983, *A&AS*, 52, 27
 Battinelli, P., Brandimarti, A. & Capuzzo-Dolcetta, R. 1994, *A&AS*, 104, 379
 Bica, E. & Alloin, D. 1986, *A&AS*, 66, 171
 Carraro, G. 2002, *MNRAS*, 331, 785
 Clariá, J.J., Mermilliod, J.-C., Piatti, A.E. & Parisi, M.C. 2006, *A&A*, 453, 91
 Kharchenko, N.V., Piskunov, A.E., Roeser, S., Schilbach, E. & Scholz, R.D. 2005, *A&A*, 438, 1163
 Moffat, A.F.J., Fitzgerald, M.P. & Jackson, P.D. 1977, *ApJ*, 215, 106
 Moffat, A.F.J. & Vogt, N.N. 1975a, *A&AS*, 20, 155
 Moffat, A.F.J. & Vogt, N.N. 1975b, *A&AS*, 20, 125
 Piatti, A.E., Bica, E., Clariá, J.J., Santos Jr., J.F.C. & Ahumada, A.V. 2002, *MNRAS*, 335, 233 (PBCSA)
 Seaton, M.J. 1979, *MNRAS*, 187, 73p
 van den Bergh, S. & Hagen, G.L. 1975, *AJ*, 80, 11

PRESENTACIÓN MURAL

Fotometría CCD de los cúmulos abiertos NGC 2432 y NGC 6400

J. A. Ahumada

Observatorio Astronómico de Córdoba, javier@oac.uncor.edu

Abstract. Broad-band Johnson-Cousins photometry of the galactic open clusters NGC 2432 y NGC 6400, two objects that have received little attention so far, is presented. The data were obtained with the 2.15-m telescope at CASLEO and the 1-m telescope at CTIO. Color-magnitude diagrams of the clusters are presented and analyzed by means of renormalized Padova isochrones fitting (Girardi et al. 2000).

Resumen. Se presenta fotometría en varias bandas de Johnson y Cousins de los cúmulos abiertos galácticos NGC 2432 y NGC 6400. Los datos fueron obtenidos con los telescopios de 2.15 m de CASLEO y SMARTS de 1 m de CTIO. Ambos objetos han recibido hasta ahora poca atención por parte de los observadores. Se muestran los diagramas color-magnitud de los cúmulos, analizados por medio del ajuste de isócronas renormalizadas de Padua (Girardi et al. 2000).

1. Observaciones

Fueron realizadas con los telescopios de 2.15 m de CASLEO (San Juan, Argentina), y de 1 m (ex YALO, ahora SMARTS) de Cerro Tololo (Chile). El detector de CASLEO es el CCD TEK 1024 en modo directo con reductor focal (escala: $0.813''/\text{pixel}$, diámetro del campo circular: $\sim 9'$). En CTIO se utilizó la recientemente instalada (julio de 2005) cámara OSU Y4KCam con un CCD de $4K \times 4K$, que con una escala de $0.289''/\text{pixel}$ cubre un campo cuadrangular de unos $20' \times 20'$. NGC 2432 = C0738–189 ($\alpha_{2000} = 07^{\text{h}} 40.9^{\text{m}}$, $\delta_{2000} = -19^{\circ} 04.8'$) fue observado desde CASLEO en los filtros *BVRI* estándar de Johnson y Cousins, en las noches del 11–12 de enero de 1997 y 23–24 de abril de 2001, y desde CTIO en *BV* en la noche del 23–24 de abril de 2006. NGC 6400 = C1737–369 ($\alpha_{2000} = 17^{\text{h}} 39.6^{\text{m}}$, $\delta_{2000} = -36^{\circ} 57.7'$) fue observado desde CASLEO en la noche del 20–21 de abril de 2001 en *BVRI*, y desde CTIO en la del 21–22 de abril de 2006 en *BV*. La calidad de las noches estuvo entre regular y buena, con un FWHM de las imágenes estelares entre 2 y $2.5''$ (CASLEO) y 1.5 – $2.3''$ (CTIO). Se observaron además campos de comparación a $\sim 20'$ de cada cúmulo, y se tomaron numerosas imágenes de estrellas estándar de Graham (1982) en cada noche.

2. Reducción de los datos

Las imágenes se procesaron siguiendo la metodología usual. Sin embargo, las imágenes del Y4KCam requirieron un paso adicional dado que los cuatro cuadrantes de 2K de lado del CCD se leen independientemente: esto se traduce en diferentes niveles de *bias*. Por ello, en primer lugar se comenzó dividiendo cada imagen original de CTIO

en cuatro partes, luego se las corrigió por separado con el *overscan* correspondiente, y finalmente se las unió de nuevo para continuar el procesamiento. Fue imposible, sin embargo, eliminar completamente las diferencias. Dado que los objetos son relativamente pequeños, las imágenes ya procesadas de CTIO fueron recortadas en la forma de cuadrados de $\sim 10'$ de lado, para tener áreas comparables con las observadas en CASLEO.

3. Fotometría

La fotometría de las imágenes se llevó a cabo con los algoritmos de DAOPHOT incorporados en IRAF (Stetson 1987). El procedimiento fue el corriente: las magnitudes de las estrellas estándar se determinaron con fotometría de apertura, en tanto que las magnitudes instrumentales de las estrellas de cúmulo se obtuvieron con el ajuste de la PSF en cada imagen. Para la transformación de las magnitudes instrumentales al sistema estándar se utilizaron, en todos los casos, ecuaciones de la forma:

$$M = m + c_0 + c_1 \times X + c_2 \times C, \quad (1)$$

donde M y m son las magnitudes estándar e instrumental, X es la masa de aire y C es un índice de color apropiado. En Ahumada (2003, 2005) se presentaron los coeficientes de transformación c_i para CASLEO. En el caso de CTIO, el promedio de las dos noches de abril de 2006 arrojó estos valores:

Tabla 1
Coeficientes medios para CTIO (dos noches)

	c_0	σ	c_1	σ	c_2	σ
B	+1.98	0.12	-0.21	0.11	-0.18	0.01
V	+1.89	0.09	+0.09	0.08	+0.02	0.01

En donde fue posible, los colores y magnitudes obtenidos en noches y observatorios diferentes fueron combinados. Para NGC 2432 los promedios de las diferencias, en el sentido CTIO menos CASLEO, resultaron de 0.029 mag en V y -0.020 mag en $(B - V)$, en tanto que para NGC 6400 son algo mayores.

4. Análisis de los diagramas color-magnitud

La Fig. 1 muestra algunos de los diagramas color-magnitud de los cúmulos así como de sus campos de comparación. El análisis de dichos diagramas siguió las líneas descritas en Ahumada (2003). En primer lugar, se delimitó el número de estrellas graficadas para definir con mayor claridad las secuencias observadas. Luego se procuró el ajuste de isócronas teóricas de tres metalicidades, ($Y = 0.25$, $Z = 0.008$), solar y ($Y = 0.30$, $Z = 0.03$) de Girardi et al. (2000); las isócronas están renormalizadas a los valores solares $(B - V) = 0.65$ y $M_V = 4.84$ como se describe en el citado artículo. Se puede entonces definir un error en los parámetros de los cúmulos, originado en el desconocimiento de la metalicidad de los mismos, con las diferencias en color y magnitud entre las posiciones de las tres isócronas. Los parámetros adoptados son los correspondientes al ajuste de la isócrona de metalicidad solar. Por su parte, a la incerteza en las edades se define con la diferencia entre las edades de las isócronas utilizadas. Este error

debe sumarse al intrínseco de la fotometría, definido como la semisuma de las barras de error mínima (correspondiente al extremo brillante de magnitudes) y máxima (extremo débil). Los errores fotométricos que resultan son: para NGC 2432, 0.027 mag en V y 0.078 mag en $(B - V)$, y para NGC 6400, 0.013 mag en V y 0.033 mag en $(B - V)$.

NGC 2432. Los diagramas de este cúmulo muestran una secuencia larga pero no claramente discernible, ya que el campo de comparación aparece también como una extensa secuencia que se superpone con la del objeto. Sobre todo, la parte inferior de la secuencia del cúmulo está pobremente definida. La Fig. 2 (*izquierda*) muestra el diagrama V vs. $(B - V)$ de NGC 2432 para las estrellas hasta $2'$ de su centro y observadas dos veces: la forma de la secuencia no es muy clara, aunque no son pocas las estrellas que la definen. En la parte superior aparecen algunas estrellas separadas que complican un tanto el análisis, pero en nuestra opinión se trata de un cúmulo de edad intermedia, con $\log(\text{edad}) = 8.8$, o bien $6.3_{-1,3}^{+4,9} \times 10^8$ años. Se derivaron: $E(B - V) = 0.27_{-0,21}^{+0,10}$ y $A_V = 0.84_{-0,65}^{+0,31}$, en tanto que $E(V - R) = 0.17$ y $E(V - I) = 0.34$ si se adoptan relaciones estándar respecto de $E(B - V)$. El módulo aparente de distancia de NGC 2432 es $12.30_{-0,43}^{+0,03}$; el módulo verdadero es $11.46_{-0,78}^{+0,65}$ y la distancia es $2.0_{-0,7}^{+0,6}$ kpc. El cúmulo está a unos 60 pc por sobre el plano galáctico y a unos 9.7 kpc de su centro. Un examen comparativo de las distribuciones radiales de estrellas del cúmulo y del campo de comparación arroja un diámetro aparente de unos $2'$, equivalente a unos 2.3 pc a la distancia calculada.

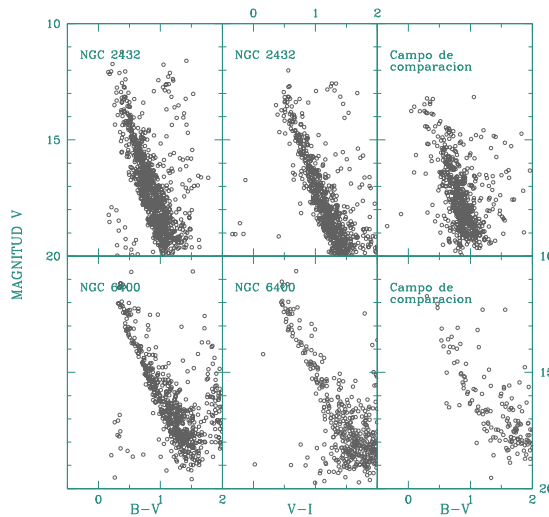


Figura 1. Algunos diagramas color-magnitud.

NGC 6400. Los diagramas de este objeto muestran una secuencia larga, brillante, bien definida. El campo de comparación aparece sobre todo como un conjunto de estrellas débiles y enrojecidas, en el que todavía parecen detectarse estrellas del cúmulo, que se manifiestan como una secuencia delgada. En la Fig. 2 (*derecha*) se muestra el diagrama V vs. $(B - V)$ de NGC 6400 con las estrellas hasta $3'$ de su centro y observadas dos

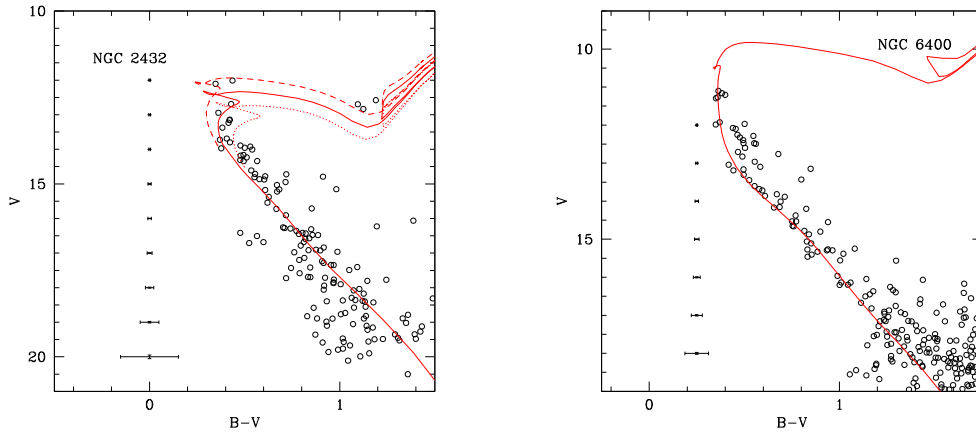


Figura 2. *Izquierda:* Diagrama color-magnitud de NGC 2432 con, de izquierda a derecha, las isócronas de metalicidad solar de Girardi et al. (2000) para $\log(\text{edad}) = 8.7, 8.8$ y 8.9 . *Derecha:* Diagrama de NGC 6400 con la isócrona de metalicidad solar para $\log(\text{edad}) = 8.3$.

veces. La secuencia del cúmulo no aparece muy poblada, aunque está bien definida hacia el azul, y sugiere un objeto más bien joven; hacia el rojo de la secuencia se aprecia cierta dispersión. Una isócrona de la misma edad ($\log(\text{edad}) = 8.30$) para las tres metalicidades ajusta aceptablemente la secuencia; por lo tanto, en este caso se adoptó como el error en el logaritmo de la edad al paso de las isócronas de Girardi et al. (2000). La edad es, entonces, $2.00^{+0.24}_{-0.22} \times 10^8$ años. Los otros parámetros derivados son: $E(B - V) = 0.48^{+0.04}_{-0.03}$, $A_V = 1.49^{+0.13}_{-0.10}$, y los enrojecimientos en $(V - R)$ y $(V - I)$ son 0.30 y 0.60, respectivamente. El módulo aparente de distancia de NGC 6400 es, considerando la incerteza en la metalicidad y los errores fotométricos, $11.80^{+0.31}_{-0.21}$; el módulo verdadero es $10.31^{+0.34}_{-0.43}$ y la distancia es 1.2 ± 0.2 kpc. El cúmulo está a unos 100 pc por debajo del plano galáctico y a unos 7.4 kpc del centro de la Galaxia. Sus límites parecen extenderse más allá de los $4'$ de radio.

Referencias

- Ahumada, J. A. 2003, RMxAA, 39, 41
 Ahumada, J. A. 2005, AN, 326, 3
 Girardi, L., Bressan, A., Bertelli, G., & Chiosi, C. 2000, A&AS, 141, 371
 Graham, J. A. 1982, PASP, 94, 244
 Stetson, P. B. 1987, PASP, 99, 191

PRESENTACIÓN MURAL

Análisis orbital de sistemas estelares triaxiales autoconsistentes

R. Aquilano^{1,2,3}, J. C. Muzzio^{4,5}, H. D. Navone^{1,2,3} y A. Zorzi^{1,2,3}

(1) Instituto de Física de Rosario (CONICET-UNR)

(2) Facultad de Ciencias Exactas, Ingeniería y Agrimensura (UNR)

(3) Observatorio Astronómico Municipal de Rosario (OAMR)

(4) Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas (UNLP)

(5) Instituto de Astrofísica de La Plata (CONICET)

Abstract. Following Muzzio (2006), we obtained model stellar systems of 1,000,000 bodies that simulate two different Hubble type elliptical galaxies. Random samples of orbits were then classified as regular, partially chaotic or fully chaotic using Lyapunov exponents; the subsequent frequency analysis of the regular orbits allowed us to classify them and to find the resonant ones. Finally, we compared the orbital composition of the two systems.

Resumen. Obtuvimos modelos de sistemas estelares de 1.000.000 cuerpos que simulan galaxias elípticas de dos tipos de Hubble diferentes siguiendo el método de Muzzio (2006). Utilizando exponentes de Lyapunov, clasificamos muestras de órbitas elegidas al azar como regulares, parcialmente caóticas y totalmente caóticas; el subsiguiente análisis de frecuencias de las órbitas regulares nos permitió clasificarlas y hallar los casos resonantes. Finalmente, comparamos la composición orbital de ambos modelos.

1. Introducción

Aunque el método de Schwarzschild (1979) es probablemente el más popular para estudiar la estructura orbital de sistemas estelares, sus hipótesis de partida pueden afectar los resultados que se obtengan. Así, Muzzio et al. (2005) han mostrado que la dificultad de ese método para acomodar porcentajes elevados de órbitas caóticas puede deberse a la hipótesis habitual en el mismo de suponer una relación de semiejes constante para todo el sistema. Alternativamente, Voglis et al. (2002), Kalapotharakos et al. (2005), Muzzio et al. (2005) y Muzzio (2006), siguiendo colapsos no disipativos con códigos de N-cuerpos, han creado sistemas que son perfectamente estables y, al mismo tiempo, contienen fracciones elevadas de órbitas caóticas.

Los sistemas estudiados con estos métodos son relativamente escasos, por lo que hemos emprendido una investigación que aspira a cubrir los distintos grados de achatamiento que presentan las galaxias elípticas en la clasificación de Hubble. En este trabajo presentamos los primeros resultados obtenidos para sistemas similares a los tipos E4 y E6 de dicha clasificación.

2. Metodología

Los sistemas se crean partiendo de una distribución inicial de 1.000.000 de cuerpos esférica, con densidad creciente hacia el centro según r^{-1} y distribución de velocidades Gaussiana. Se sigue su colapso con un código de N-cuerpos cuadrupolar obteniéndose sistemas elipsoidales tanto más triaxiales cuanto menor es la velocidad de dispersión inicial.

Tabla 1. Relaciones entre ejes

Para los porcentajes de partículas más ligadas de la primera columna se da el valor del semieje mayor y las relaciones respecto a éste de los semiejes intermedio y menor, todos ellos evaluados como valores cuadráticos medios

%	E4			E6		
	a	b/a	c/a	a	b/a	c/a
20	0.076	0.52	0.52	0.080	0.44	0.36
40	0.116	0.50	0.50	0.127	0.47	0.35
60	0.148	0.54	0.54	0.163	0.55	0.39
80	0.184	0.61	0.60	0.213	0.60	0.41
100	0.727	0.69	0.69	0.424	0.70	0.45

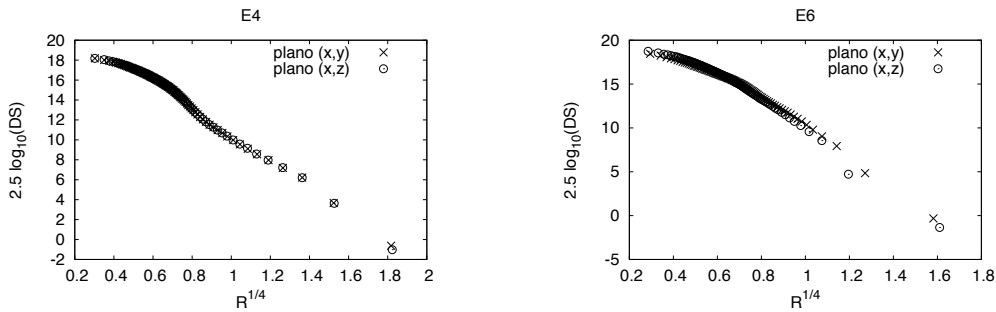


Figura 1. Densidad superficial de los modelos E4 y E6 en función de $R^{1/4}$ en concordancia con la Ley de Vaucouleurs, donde R es el radio elíptico.

Se los deja evolucionar algunos centenares de tiempos de cruce (T_{cr}) hasta que alcanzan el equilibrio, luego de descartar los cuerpos no ligados y un pequeño porcentaje (1 %-3 %) de los menos ligados. A continuación se aproxima el potencial con una función interpolatoria, también cuadrupolar, con lo que se tiene así un potencial con una distribución de cuerpos, en espacio y velocidad, consistente con el mismo. Se puede entonces tomar muestras al azar de esos cuerpos y usar sus posiciones y velocidades para determinar órbitas representativas del sistema.

Se determinan luego los exponentes de Lyapunov de esas órbitas con la subrutina LIA-MAG (Udry y Pfenniger, 1988) integrándolas 10000 unidades de tiempo (u.t.); como comparación, los tiempos de cruce son de 0.45 y 0.41 u.t., respectivamente, para la E4 y la E6. Las frecuencias características de las órbitas que, según los valores de dichos exponentes, resultan ser regulares se obtienen a continuación con la subrutina de Sidlichovsky y Nesvorny (1997). Con esas frecuencias, se clasifican las órbitas regulares en tubos de eje mayor (LAT), tubos de eje menor (SHAT) y cajas y cajitas (BBL), según el método de Muzzio (2006); finalmente, se determinan las principales familias de órbitas resonantes (cajitas).

3. Resultados

El sistema E6 resultó tener una velocidad de rotación de figura (su momento angular total es nulo) lenta, pero significativa, de -0.00257 ; el sistema E4, en cambio, no tiene rotación apreciable. Las tablas y gráficos adjuntos presentan nuestros resultados.

Tabla 2. Porcentajes de los diferentes tipos de órbitas en los modelos E4 y E6

	Órbitas Regulares			Órbitas Caóticas	
	LAT (%)	SHAT (%)	BBL (%)	PCH (%)	FCH (%)
E4	51.77 ± 1.22	1.86 ± 0.33	11.04 ± 0.77	19.08 ± 0.96	16.26 ± 0.90
E6	2.51 ± 0.30	5.46 ± 0.44	28.50 ± 0.87	7.60 ± 0.51	55.93 ± 0.95

LAT: tubos de eje mayor; SHAT: tubos de eje menor; BBL: cajas y cajitas
PCH: parcialmente caóticas; FCH: totalmente caóticas

Tabla 3. Porcentajes de las principales órbitas resonantes en E4 y E6

Principales órbitas resonantes		
Resonancias	E4	E6
(2,0,-1)	0.00 %	3.24 ± 0.56 %
(3,-2,0)	2.60 ± 0.48 %	6.07 ± 0.76 %
(2,1,-2)	0.00 %	6.17 ± 0.77 %
(3,-3,1)	0.00 %	0.81 ± 0.29 %
(5,-3,0)	0.00 %	4.75 ± 0.68 %
Órbitas cerradas	0.65 ± 0.24 %	0.20 ± 0.14 %
Total de órbitas regulares	(1078) 64.67 ± 1.17 %	(989) 36.47 ± 0.92 %
Total de órbitas caóticas	(589) 35.33 ± 1.17 %	(1723) 63.53 ± 0.92 %
Total de órbitas analizadas	1667	2712

4. Conclusiones

Los resultados obtenidos para la galaxia E6 son similares a los reportados para un sistema análogo por Muzzio et al. (2005) y Muzzio (2006). Sin embargo, el porcentaje total de órbitas caóticas (63.5 %) es el más alto del que tengamos conocimiento (Muzzio, 2006, había hallado 56.6 %). Muzzio (2006) concluyó que la rotación hacía desaparecer los escasos tubos externos de eje mayor de su modelo, pero en nuestro caso se distinguen algunos (esquina superior derecha del mapa de frecuencias); dado que la velocidad de rotación del sistema aquí estudiado es sólo la cuarta parte de la del modelo de Muzzio (2006), quedaría confirmado que la existencia de tubos externos requiere una muy baja, o nula, velocidad de rotación.

Las propiedades de la galaxia E4 están claramente vinculadas a la similitud de sus semiejes intermedio y menor, que la hacen casi un sistema con simetría rotacional. De ahí el elevado porcentaje de órbitas parcialmente caóticas (19.1 %) ya que, probablemente, obedecen a alguna integral similar a la componente del momento angular según el eje mayor. También esto explica el altísimo porcentaje de tubos de eje mayor (51.6 %), así como que las relaciones de frecuencias del eje intermedio al menor son todas próximas a la unidad. La única resonancia significativa, aparte de los tubos, parece ser la $3 f_x - 2 f_y = 0$.

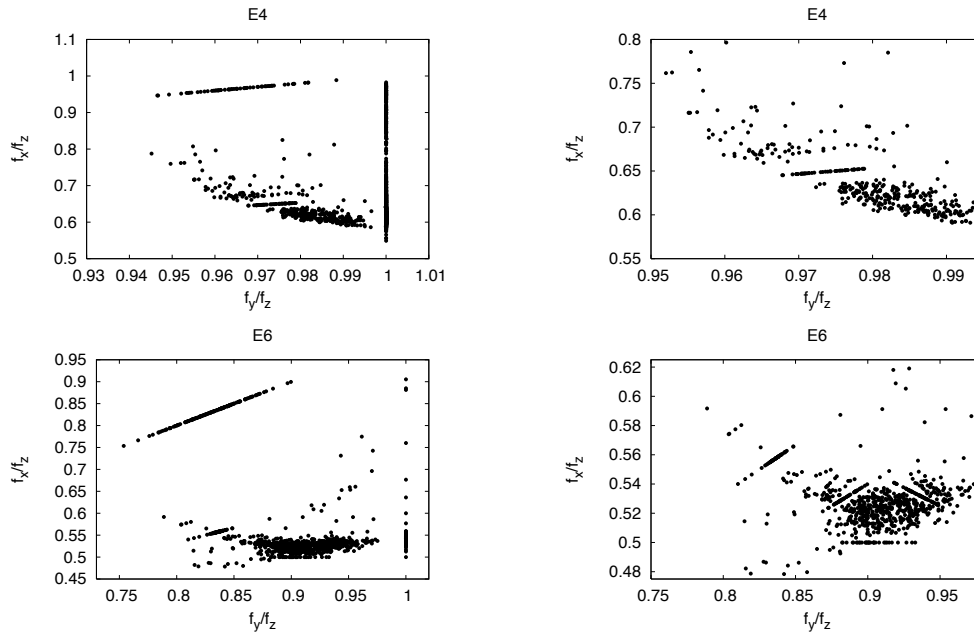


Figura 2. Mapa de relaciones de frecuencias en los modelos estudiados.

El menor porcentaje total de orbitas caóticas (35.4 %) es seguramente debido al menor achatamiento y la casi nula triaxialidad.

Referencias

- Kalapotharakos C. & Voglis N. (2005), *Celest. Mech. Dynam. Astron.*, 92, 157.
 Muzzio, J.C., Carpintero, D.D. & Wachlin, F.C. (2005), *Celest. Mech. and Dynam. Astron.*, 91, 173
 Muzzio, J.C. (2006), *Celest. Mech. and Dynam. Astron.*, en prensa
 Schwarzschild, M. (1979), *ApJ*, 232, 236
 Sidlichovsky, M. & Nesvorný, D. (1997), *Celest. Mech. Dynam. Astron.*, 65, 137
 Udry, S. y Pfenniger, D. (1988), *A&A*, 135
 Voglis N., Kalapotharakos C. & Stavropoulos I. (2002), *MNRAS*, 337, 619

PRESENTACIÓN MURAL

Una órbita espectroscópica para la binaria simbiótica Hen3-1761

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

(1) Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - UNLP

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

(3) Comisión de Investigaciones Científicas de la Provincia de Buenos Aires (CIC)

(4) Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET)

Abstract. We present an spectral analysis of the eclipsing symbiotic binary Hen3-1761 with a period of 560 days determined photometrically and confirmed by our spectrograms. We have obtained for the first time an spectroscopic orbit based on the radial velocity curves of the red giant component. In 1998-99 the hot component underwent a ~ 2 mag eruption which was covered by most of our spectroscopic observations. We have also studied spectral changes as a function of both the hot component activity and the orbital motion.

Resumen. Presentamos un análisis espectral de la binaria simbiótica eclipsante Hen3-1761, con un período de 560 días obtenido fotométricamente y confirmado por nuestros espectros. Hemos determinado por primera vez una órbita espectroscópica de este sistema, en base a la curva de velocidades radiales de la componente gigante roja. En 1998-1999 la componente caliente del sistema sufrió una erupción de ~ 2 mag, la cual ha sido cubierta por nuestras observaciones. Se presenta un análisis de las líneas de emisión presentes y sus variaciones en función de la actividad de la componente caliente y del movimiento orbital.

1. Introducción

Las estrellas simbióticas son binarias interactuantes con una estrella gigante evolucionada que transfiere material a una compañera compacta caliente y una envoltura gaseosa, parcialmente ionizada, que rodea al sistema. La configuración típica de una binaria simbiótica es una enana blanca recibiendo material de la gigante roja a través del viento. El material acumulado sobre la superficie de la estrella caliente crea inestabilidades que originan eventos eruptivos tipo nova.

A partir del comportamiento del continuo en el IR, estos objetos se dividen en simbióticas tipo S (*stellar* con una gigante roja normal y las tipo D (*dusty*), con una variable Mira y abundante polvo. Las simbióticas tipo S tienen períodos orbitales de 2-3 años, en cambio para las tipo D son mucho más largos y prácticamente desconocidos. El conocimiento de los elementos orbitales es fundamental para comprender el fenómeno simbiótico, pero de los 200 sistemas galácticos conocidos, solo se han determinado elementos orbitales en unos 30 objetos (Belczynski et al. (2000)).

En el presente trabajo se ha calculado por primera vez la órbita de la componente gi-

gante del sistema tipo S, Hen3-1761. Brandi et al.(1998) han clasificado a la gigante como tipo M5 y a la componente caliente como un objeto compacto con $T \sim 10^5 K$. El material utilizado consistió en espectros obtenidos con el espectrógrafo echelle REOSC-DC y el telescopio de 2.15 m "Jorge Sahade" del CASLEO (San Juan, Argentina), durante los años 1994-2005.

2. Órbita espectroscópica

La curva de velocidad radial de la componente gigante se obtuvo en base a las mediciones de las líneas de absorción correspondientes a FeI, TiI, NiI, SiI, CoI y VI en la región de longitudes de onda mayores que 6000 Å. Las variaciones de velocidad radial son consistentes con el período de 560 días obtenido a partir de la curva de luz (Mikolajewska, comunicación privada). En la tabla 2. se muestran los parámetros orbitales que resultan de considerar una órbita circular y los correspondientes al mejor ajuste para una órbita de baja excentricidad ($e=0.05$).

Tabla 1
Soluciones orbitales para la gigante roja en Hen3-1761

$P^{(1)}$ (días)	K (kms^{-1})	γ_0 (km.s^{-1})	e	ω ($^\circ$)	$T_{\text{sp conj}}$ (JD 24...)	$\Delta T^{(2)}$ (días)	$a \text{ sen } i$ (UA)	$f(M)$ [M_\odot]
560,0	$7,3 \pm 0,3$	$54,9 \pm 0,2$	0 ⁽³⁾		49381,36	-8,6	0,38	0,023
560,0	$7,3 \pm 0,4$	$54,9 \pm 0,2$	$0,05 \pm 0,04$	$-13,2 \pm 59$	49384,18	-5,7	0,37	0,022

(1) período fotométrico; (2) $\Delta T = T_{\text{sp conj}} - T_{\text{phot min}}$; $T_{\text{phot min}} = 2452750$; (3) valor adoptado.

3. Análisis espectral

3.1. Velocidades radiales de las líneas de emisión

La figura 1 muestra para las emisiones del hidrógeno una notable dispersión en las velocidades radiales pero con valores siempre mayores que la velocidad baricentral del sistema. Tal comportamiento fue observado también en la simbiótica CI Cyg (Kenyon et al.,1991).

Las líneas de emisión del HeII y del [OIII] parecen seguir una variación en velocidades radiales opuesta a la de la gigante M y con un corrimiento 0.25 de fase. El mismo comportamiento del [OIII] fue observado en AR Pav (Quiroga et al. 2002).

3.2. Perfiles de las líneas de emisión

Varias de nuestras observaciones espectroscópicas fueron tomadas durante la fase de la erupción óptica ocurrida en 1999. El aumento de brillo estuvo acompañado por grandes cambios de intensidad y ancho de las alas del HeII y [OIII].

En la figura 2 se muestran las variaciones de las líneas de HeII $\lambda 4686$ y de [OIII] $\lambda 5007$. En 1998-99, época del máximo de luz, las líneas se han debilitado y ensanchado notablemente. Cuando el brillo de la estrella decrece, el [OIII] se intensifica alcanzando un máximo en agosto de 2001 para luego disminuir en abril de 2004. Puede verse además cómo se hace visible la línea de FeII $\lambda 5018$ durante la época activa.

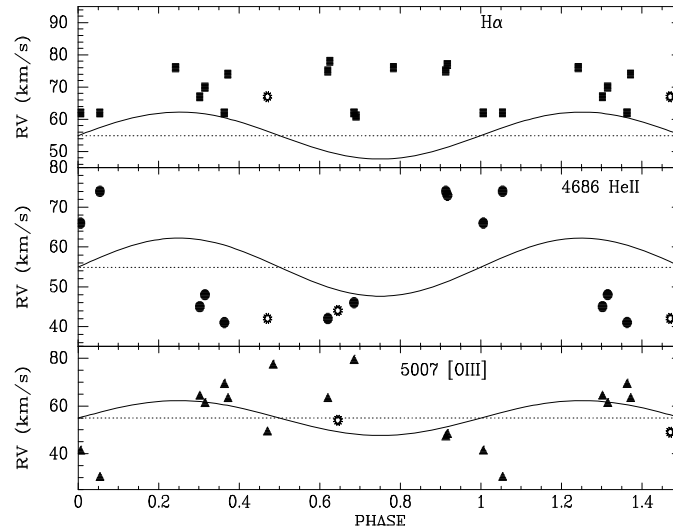


Figura 1. Velocidades radiales de $H\alpha$, $\lambda 4686$ HeII y $\lambda 5007$ [OIII]. Líneas llenas: curva teórica obtenida para la órbita de la gigante. Línea punteada: velocidad baricentral. Asterisco: fase activa del sistema.

El perfil del $H\alpha$ no muestra grandes cambios durante la erupción, pero sí a lo largo de las fases. La figura 2 muestra cómo el perfil desarrolla siempre una asimetría hacia el ala azul, la cual se resuelve en una absorción que corta la emisión en las fases 0.01, 0.90 y 0.91, correspondientes al eclipse cuando la gigante está de frente al observador.

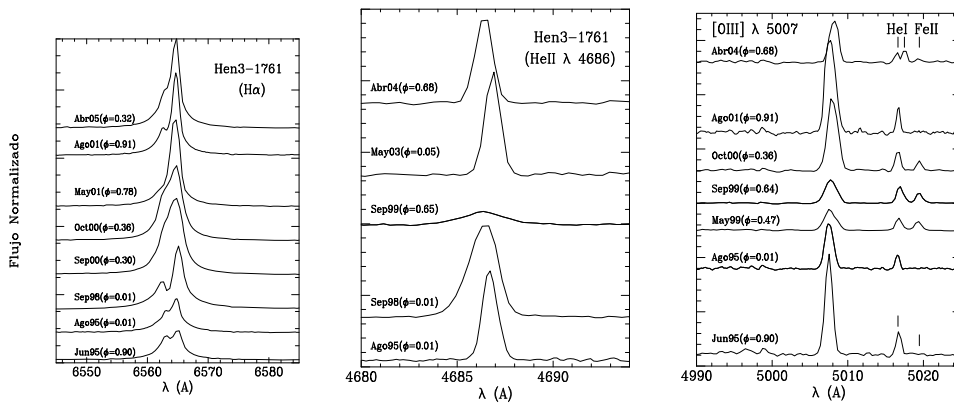


Figura 2. Variaciones en los perfiles de las emisiones.

4. Conclusiones

- Se ha determinado por primera vez la órbita espectroscópica de Hen3-1761 en base a las velocidades radiales de la gigante M del sistema. El período de 560

días, determinado fotométricamente, es confirmado por nuestras observaciones, como el período orbital.

- Durante la erupción se observa una disminución en la intensidad de las líneas nebulares del HeII y [OIII] y a la vez un ensanchamiento de sus alas. Esto se debe probablemente a una disminución de la temperatura de la estrella caliente en el máximo óptico y a un aumento de la profundidad óptica en el viento desarrollado por la estrella caliente durante la actividad.
- La absorción observada en los perfiles de $H\alpha$ se supone que es permanente y proveniente del material rico en hidrógeno que rodea al sistema y con una mayor concentración hacia el plano orbital, tal como se ha observado en AR Pav y FN Sgr (Quiroga et al., 2002, Brandi et al., 2005). El hecho de que la absorción se destaca más nítidamente en los eclipses se atribuye a que gran parte de la región de emisión es ocultada por la gigante. En cambio en el resto de las fases la absorción es rellenada por la fuerte emisión.
- Se planea continuar con el estudio de este objeto a fin de tratar de determinar la curva de velocidades radiales de la componente caliente y obtener de este modo estimación de las masas. Asimismo determinar los parámetros físicos de la componente caliente tales como temperatura y luminosidad y su evolución durante la fase activa.

Referencias

- Belczynski, K., Mikołajewska, J., Munari, U., Ivison, R.J., Friedjung, M. 2000, A&AS146, 407
- Brandi, E., Barbá, R., García, L.G., Beltrán, N. 1998, A&AS, 132, 281
- Brandi, E., Mikołajewska, J., Quiroga, C., Belczynski, K., Ferrer, O.E., García, L.G., Pereira, C.B. 2005, A&A, 440, 239
- Kenyon, S., Oliverson, N. A., Mikołajewska, J.; Mikołajewski, M., Stencel, R. E., García, M. R. & Anderson, C. M. 1991, AJ, 101, 637
- Quiroga, C., Mikołajewska, J., Brandi, E., Ferrer, O.E. & García, L.G. 2002, A&A, 387, 139.

PRESENTACIÓN MURAL

Análisis de actividad cromosférica de estrellas tardías a partir de observaciones UV.

A. P. Buccino^{1,2} y P. J. D. Mauas^{1,3}

(1) Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, C.C. 67
Suc. 28 (1428) Buenos Aires, Argentina

(2) Becaria de CONICET.

(3) Miembro de la carrera de investigador de CONICET

Abstract. The purpose of this work is to study the chromospheric activity of the latest main sequence stars, which are generally observed in low dispersion. In this work, we present a calibration between Mount Wilson index and the Mg II line-core flux, measured on simultaneous low resolution IUE spectra.

Resumen. El objetivo de este trabajo es estudiar la actividad cromosférica de las estrellas más tardías de secuencia principal que, por lo general, son observadas en baja dispersión. En este trabajo, presentamos una calibración entre el índice de Mount Wilson y el flujo en el centro de las líneas de Mg II medido sobre espectros de baja resolución IUE, basado en observaciones simultáneas.

1. Introducción

El satélite *International Ultraviolet Explorer* (IUE) provee una densa base de datos en el rango 1150-3350 Å, correspondientes al período 1978-1995. Las líneas de Mg II h y k (2803 y 2796 Å) son líneas cromosféricas que se originan de manera similar a las líneas de Ca II (3968 y 3934 Å), las cuales son utilizadas desde hace 40 años por el Observatorio Mount Wilson para analizar la actividad magnética en estrellas. El objetivo primordial de este trabajo es incorporar los espectros de baja resolución IUE al estudio de variabilidad magnética de estrellas frías. En particular, aquellas estrellas más rojas que sólo han podido ser observadas en baja resolución por este satélite. Una de las ideas principales de este trabajo es obtener una calibración entre el índice de Mount Wilson S y el flujo en el centro de las líneas de Mg II medido sobre espectros de baja resolución.

2. Antecedentes

En Buccino y Mauas (2004), hemos presentado una calibración que permite calcular el índice S a partir del flujo en el centro de las líneas de Mg II (F_{MgII}^{high}), integrado sobre espectros de alta resolución IUE en ventanas de 1.70 Å de ancho. Esta calibración (ver Fig. 1) fue realizada con observaciones cuasisimultáneas. De esta manera, se garantiza que los espectros corresponden a la misma fase de actividad de la estrella. Para esta

calibración se utilizaron 117 espectros de estrellas enanas correspondientes a clases espectrales F3V a K3V ($0.50 \leq (B-V) \leq 1.00$).

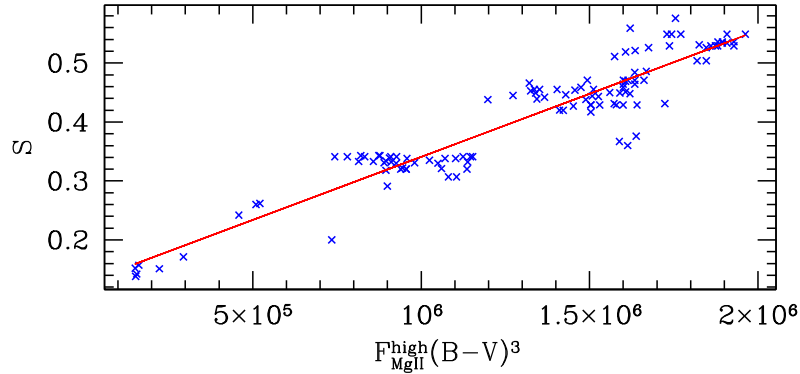


Figura 1. Calibración entre el índice S y el flujo de las líneas de Mg II sobre espectros de alta resolución.

Entonces, el índice S puede calcularse a partir del flujo en el centro de las líneas de Mg II aplicando la relación:

$$S = aF_{MgII}^{high}(B - V)^\alpha + b, \quad (1)$$

donde los valores que mejor ajustan a los datos de la Fig. 1 están dados por los parámetros: $a = (2.14 \pm 0.07) 10^7$, $b = (0.13 \pm 0.01)$ y $\alpha = (3.0 \pm 0.1)$, expresando el flujo en $\text{erg/cm}^2/\text{s}$.

3. Observaciones

De la base de datos IUE, se puede obtener espectros de baja resolución ya sea como espectros obtenidos en baja dispersión directamente con el espectrógrafo (*low*) así como los de alta dispersión remuestreados (*rebinned*) al mismo paso que los observaciones de baja resolución *low*. González-Riestra et al. (1999) indican que el ‘remuestreo’ sobre los espectros de alta resolución IUE es realizado de manera de conservar el flujo en el intervalo en que se hace esta concatenación. Sin embargo, los espectros remuestreados no fueron convolucionados con la Point Spread Function (PSF) de los espectros de baja dispersión. En consecuencia, los espectros remuestreados (*rebinned*) presentan una mejor resolución que los de baja dispersión. En la Fig. 2, se verifica que ambos espectros no resultan iguales. Sin embargo, para estudiar la actividad de la estrella, sólo es necesario conocer el flujo de las líneas de Mg II (F_{MgII}^{low}) integrado desde 2790 a 2810 Å (rectángulo punteado). Para espectros remuestreados y de baja dispersión cuasimultáneos, el F_{MgII}^{low} integrado sobre ambos espectros difieren en 1-2%. Por lo tanto, pueden considerarse indistinguibles a la hora de calcular el índice de Mount Wilson a partir de los mismos.

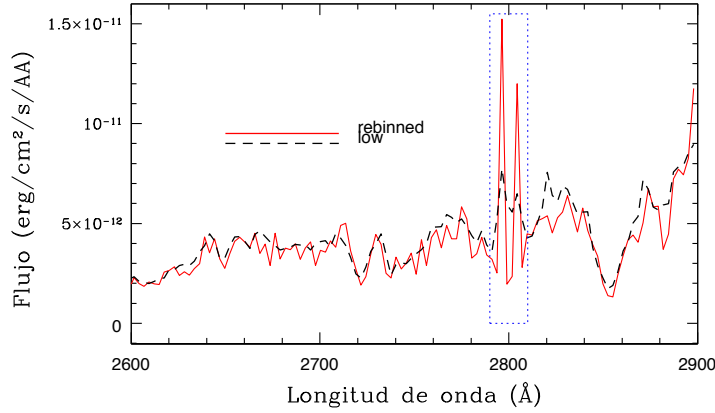


Figura 2. Espectros cuasisimultáneos de IUE en baja dispersión y remuestreado, corresponden a la estrella K2V ϵ Eridani (HD 22049).

4. Calibración entre el índice S y el flujo de Mg II para espectros de baja resolución

Para un conjunto de 1628 observaciones IUE correspondientes a estrellas de secuencia principal de clase espectral F a K, analizamos la relación entre el flujo en las líneas de Mg II integrado sobre los espectros de alta resolución F_{MgII}^{high} y el integrado sobre los correspondientes espectros remuestreados F_{MgII}^{low} . Observamos que no existe una relación unívoca entre ambas magnitudes. Esto podría deberse a que el rango de integración del flujo de Mg II sobre los espectros remuestreados podría tener contribuciones fotosféricas.

Efectivamente, la diferencia entre ambos flujos integrados de Mg II y la emisión del continuo $F_{contMgII}^{low}$ (2763 a 2778 y 2810 a 2825 Å) obtenido sobre los espectros remuestreados presentan una relación lineal: $F_{MgII}^{low} - F_{MgII}^{high} = A(F_{contMgII}^{low}) + B$, donde $A = 0.22 \pm 0.01$ y $B = (3.53 \pm 0.16) \times 10^6$, expresando el flujo en $\text{erg/cm}^2/\text{s}$.

Sustrayendo esta contribución fotosférica, obtuvimos una calibración análoga a la Ec. 1 (ver Fig. 3) entre el índice S y F_{MgII}^{low} :

$$S = aF_{MgII}^{low}(B - V)^\alpha + b, \quad (2)$$

donde los parámetros que mejor ajustan a los puntos de la Fig. 3 están dados por $a = (1.64 \pm 0.01) 10^7$, $b = (0.24 \pm 0.01)$ y $\alpha = (4.0 \pm 0.1)$ con un coeficiente de correlación $R=0.98$. Esta calibración, que no incluye el continuo presenta la ventaja de poder incluir a las estrellas más tardías, donde el continuo presenta una baja relación señal/ruido. El índice S que se desprende de esta calibración tendrá una desviación standard del 15 %.

5. Aplicación de la calibración

Como aplicación de la calibración presentada en las ecuaciones Ec. 1 y 2, se muestra en la Fig. 4 el índice S para la estrella AD Leo, la cual es una estrella M muy activa

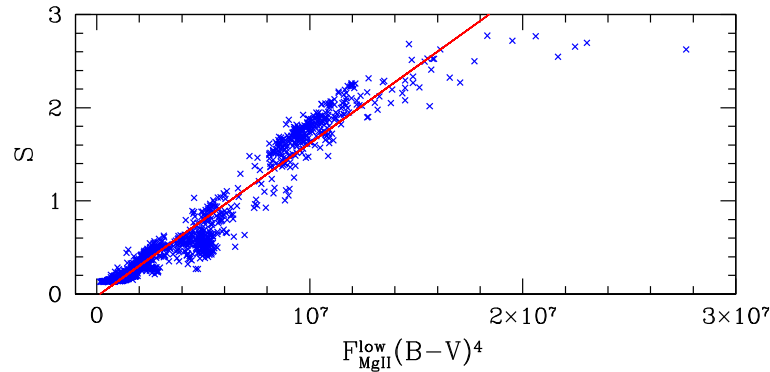


Figura 3. Calibración del índice S y el flujo de Mg II medido sobre espectros de alta remuestreados (1641 espectros de estrellas F a M).

que suele presentar fulguraciones (Flare star). Esta estrella presenta 51 observaciones IUE de baja resolución y 15 en alta. Los puntos verdes (\times) en la Fig. 4 indican el S

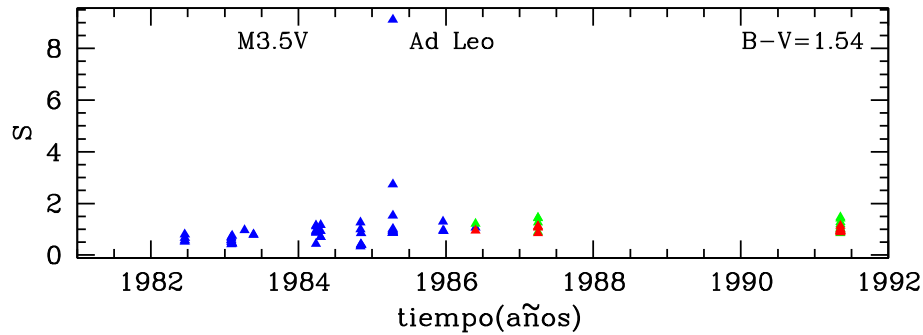


Figura 4. Índices de actividad S de AD Leo (M3.5V).

obtenido a partir de los espectros remuestreados con la Ec. 2 y los puntos rojos (\square), los índices obtenidos de los correspondientes espectros de alta dispersión (Ec. 1). Dentro del error estadístico, se puede decir que la similitud entre estos puntos resulta satisfactoria. Los puntos azules (\triangle) corresponden a índices obtenidos de espectros de baja dispersión (Ec. 2). Se puede ver que a principios 1985 en un lapso de un día se observa una variación del índice S de 0.86 a 9.12, esta brusca variación indica que ha habido una fulguración de gran magnitud. Si analizamos los datos correspondientes al estado ‘tranquilo’ de la estrella, la estrella presenta un nivel medio de actividad cromosférica dado por $\langle S \rangle \sim 0.9$ y una variabilidad de aproximadamente 50 % mensual.

Referencias

- Buccino, A. P., Mauas, P. J. D. 2004, BAAA, 47, 110.
 González-Riestra, R., Cassatella, A., Solano, E., Altamore, A., Wamsteker, W. 2001. A&AS, 141, 343.

POSTER PAPER

A possible activity cycle in Proxima Centauri

C. Cincunegui^{1,2}, R. F. Díaz^{1,2}, P. J. D. Mauas^{1,3}

(1) *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, C.C. 67
Suc. 28 (1428) Buenos Aires, Argentina*

(2) *Fellow of the CONICET*

(3) *Member of the Carrera del Investigador Científico, CONICET*

Abstract. Several late-type stars (stars with a radiative core and an outer convective layer) present activity cycles resembling the Solar one.

This work aims at studying whether an activity cycle can be detected in the dM5.5e star Proxima Centauri, which is supposed to be completely convective. We present periodical medium-resolution echelle observations covering the complete visual range, which were taken at the CASLEO Argentinean Observatory. These observations are distributed along 7 years. We analyze the activity levels to look for a period of activity.

We find strong evidence of a cyclic activity, with a period of ~ 442 days. We also estimated that the Ca II *S* index varies around 130 % due to activity variations outside of flares.

Resumen. Muchas estrellas de tipo espectral tardío (estrellas con un núcleo radiativo y una zona convectiva exterior) presentan ciclos de actividad similares al del caso solar.

En este trabajo se estudia si es posible detectar un ciclo de actividad en la estrella dM5.5e Proxima Centauri, que se supone que es totalmente convectiva. Se presentan observaciones echelle periódicas en resolución media, tomadas en el Observatorio Argentino CASLEO, que cubren todo el rango visual. Estas observaciones se distribuyen a lo largo de 7 años. Se analizan los niveles de actividad para buscar un período de actividad.

Encontramos fuerte evidencia de una actividad cíclica, con un período de ~ 442 días. También estimamos que el índice *S* del Ca II varía alrededor de 130 % debido a variaciones de actividad no producidas por fulguraciones.

1. Introduction

It is generally accepted that magnetic activity in late-type stars, and in particular activity cycles like the one observed in the Sun, are the product of the $\alpha\Omega$ dynamo. Therefore, the presence and characteristics of activity cycles are closely related to the existence and depth of an outer convection zone. Since this depth depends on spectral type – from F stars which have shallow convection zones to middle M stars which are totally convective –, it is of special interest to study these cycles in stars of different spectral types, and in particular in middle-M stars, to determine whether there is an onset of cyclic activity.

To date, activity cycles have been detected in several late-type stars, mainly measuring variations in the well known S index, essentially the ratio of the flux in the core of the Ca II H and K lines to the continuum nearby. However, these observations are mainly concentrated on stars ranging from F to K, due to the long exposure times needed to observe the Ca II lines in the red and faint M stars.

As a contribution to the subject, we explore the existence of an activity cycle in the dM5.5e star Prox Cen, using observations we made at the CASLEO Observatory, which span 7 years.

2. Activity measurements

We process the observations according to the method outlined in Cincunegui & Mauas (2004), obtaining flux-calibrated spectra. There is a total of 60 individual observations, which have been carried out in 24 nights distributed in 7 years.

To reproduce Mount Wilson's S index we integrated the fluxes in our spectra around the K and H Ca II lines. We normalized these fluxes by the average flux in two 20 Å continuum passbands, centered at 3901 and 4001 Å. However, Prox Cen is a very red and faint star ($B - V = 1.807$ and $V = 11.01$). Therefore, the Ca II lines are very hard to observe with a good signal-to-noise ratio. To overcome this problem, it is worth noting that in Prox Cen $H\alpha$ and the other Balmer lines are observed in emission, as is the case for the most active late-type stars. Therefore, we constructed an index A from the $H\alpha$ profile, as the ratio between the average flux in a 1.5 Å passband centered in the line and the average flux in a 20 Å nearby continuum window, centered at 6605 Å, in a similar way to the definition used for S .

In order to check whether A can be used as an activity index for this red star, we explored the relation between A and S , which is shown in Fig 1. We estimated the errors in the flux-calibration method employed at 10%. Using a non-linear χ^2 minimization to fit a straight line considering the errors in both coordinates, we found a very good correlation between both indexes, with a correlation coefficient of 0.94 and a slope of 0.19 for errors of 17% in S and 12% in A . In spite of the much lower sensitivity of $H\alpha$, as indicated from the small slope, we chose the A index to study activity in this star because of the much better signal-to-noise ratio.

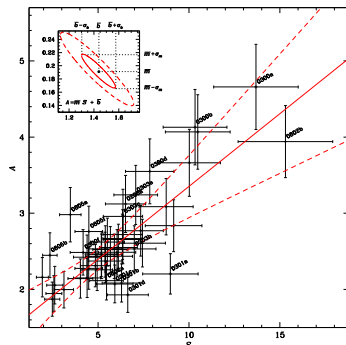


Figure 1. Comparison of the Ca II index, S , and the $H\alpha$ index, A , for the 47 spectra in which both spectral features have been measured.

Visual inspection of the temporal series of observations in the Ca II H and K and $H\alpha$ lines reveals the possible occurrence of several flares. Using these considerations, we separated the flaring spectra from the “normal” ones. We excluded these flaring spectra from the rest of the analysis.

3. Behaviour of $H\alpha$ with time

For the non-flaring spectra, we calculated a nightly average of the A index, which we examine to determine the possible presence of an activity cycle. Using this data, we first calculated the Lomb-Scargle periodogram (Scargle, 1982). It can be seen in Fig 2 that there is a distinct peak at 442 days, with a significance of 65 %.

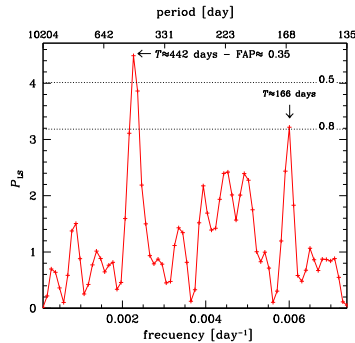


Figura 2. Lomb-Scargle periodogram of the data. The False Alarm Probability levels of 50 % and 80 % are shown.

We also applied several techniques in the time domain to check the existence of this period. In all of them we find periods compatible within 10 % with the one of ~ 442 days. One should keep in mind that solar activity is not exactly periodic, since each cycle has a different length and intensity. Therefore, we believe that the agreement found between different methods is quite remarkable.

We also fit the data, by least-squares, with an harmonic function with a period of 442 days. As measured from minimum to maximum, the amplitude of the period is around 25 % in A . If we translate this amplitude to the S index, we find a variation of about 130 % in a cycle, to be compared with a solar variation for S of only ~ 30 %. This much larger variability is consistent with the fact that Proxima Centauri is an extremely active star.

4. Comparison with solar data

Finally, we checked the accuracy of the results using the sunspot numbers taken from the National Geophysical Data Center. To do so, we took a sample of the solar data with the same phase intervals that we have in our data for Proxima, we added gaussian noise with errors of 10 % at each point, and we computed the Lomb-Scargle periodogram. We repeated this procedure 1000 times with random starting dates. For each periodogram, we considered as the detected period the one with maximum significance.

In Fig 3 we plot with a dotted line the histogram of these detected periods. The full line shows only the periods with $FAP \leq 0.35$. We see that the correct period (10 to 12 years) was detected in 62 % of the periodograms and in 44 % of the cases with a $FAP \leq 0.35$. Only in 6 % of the cases a “false” period was detected with a $FAP \leq 0.35$.

Therefore, if this star has a cyclic behaviour similar to the solar one, the probability of detecting it in our observations is $P \sim 60$ % and the probability of detecting it with a $FAP \leq 0.35$ is $P \sim 45$ %. On the other hand, if a period is detected with a $FAP \leq 0.35$, its value is correct with a probability of $P \sim 90$ %.

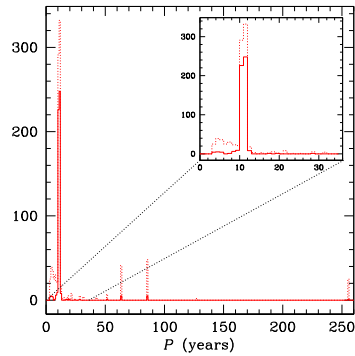


Figura 3. Histogram of the detected periods for a sample of 1000 different sets taken from the Sun. The full line shows only the periods with $FAP \leq 0.35$ and the dotted line shows all the cases.

5. Discussion

In this work we found strong evidence of a cyclic activity in the dMe star Proxima Centauri, with a period of ~ 442 days $\pm 10\%$. We were also able to determine that the activity variations outside of flares amount to 130% in S , four times larger than for the Sun.

The possible existence of an activity cycle in this star is mentioned in three previous papers, although only one (Benedict et al. 1998) gave an estimation of an activity cycle of about 1100 days. We believe that our value of ~ 442 days for the cycle is more reliable, in particular because all the methods we employed give similar values for the period, and because we estimated, using solar data, that if a cycle is present, the period we found is the correct one with a probability $P \sim 90\%$.

The activity cycles measured in earlier stars (F to K) are all longer than 2.5 years (Baliunas et al. 1995), to be compared to the one we found for Proxima Centauri, of only 1.2 years. On the other hand, the variation of the activity levels is much larger for this star than for earlier-type ones. The dynamo models show that the generation of activity in M stars is a very different phenomenon than in earlier stars, i.e., stars with a radiative core and an outer convection zone. It is desirable to confirm the existence of a cycle in Prox Cen and its period, and to explore other M stars near the limit where fully convection begins, in order to constrain the dynamo at work in these stars.

References

- Baliunas et al. 1995, ApJ, 438, 269
 Benedict, G. F. et al. 1998, AJ, 116, 429
 Cincunegui, C. & Mauas, P. J. D. 2004, A&A, 414, 699
 Scargle, J. D. 1982, ApJ, 263, 835

POSTER PAPER

Photometric and kinematic study of red giants in open clusters located in the galactic center direction

J.J. Clariá¹, J.-C. Mermilliod², A.E. Piatti³ & M.C. Parisi¹

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

(2) *Laboratoire d'Astrophysique de l'école Polytechnique de Lausanne, (Switzerland)*

(3) *Instituto de Astronomía y Física del Espacio (Argentina)*

Abstract. We present CORAVEL radial velocities and high precision UBV and DDO photoelectric photometry for a sample of red giant candidates of the open clusters NGC 6192, NGC 6208 and NGC 6268. We discovered 3 new spectroscopic binaries and determined mean radial velocity, reddening and metallicity for the three clusters. We also examined the properties of a sample of 42 inner disk open clusters projected towards almost the same direction.

Resumen. Presentamos velocidades radiales CORAVEL y fotometría fotoeléctrica UBV y DDO de alta precisión de candidatas a gigantes rojas de los cúmulos abiertos NGC 6192, NGC 6208 y NGC 6268. Descubrimos 3 nuevas binarias espectroscópicas y determinamos velocidad radial media, enrojecimiento y metalicidad para los tres cúmulos. Examinamos además las propiedades de 42 cúmulos abiertos del disco interior proyectados casi en la misma dirección.

1. Cluster membership and interstellar reddening

37 potential members of the red-giant branches of NGC 6192, NGC 6208 and NGC 6268 were observed in the UBV system, while 22 of them were also observed in the DDO system. The observations were carried out at La Silla and Cerro Tololo Inter-American observatories (Chile), using pulse-counting photoelectric photometers. CORAVEL radial velocities (RVs) were obtained at La Silla for 24 red giant candidates in the three clusters. Five stars of NGC 6192 have RVs in the narrow range $-8.8 \text{ km/s} < VR < -6.4 \text{ km/s}$, including two new spectroscopic binaries (SBs). Three stars of NGC 6208 - including a new SB - and three stars of NGC 6268 show similar RVs so that their physical membership to NGC 6208 and NGC 6268, respectively, is highly probable. Mean radial velocities are: $-7.7 \pm 0.38 \text{ km/s}$ (NGC 6192), $-32.21 \pm 0.28 \text{ km/s}$ (NGC 6208) and $-15.11 \pm 0.08 \text{ km/s}$ (NGC 6268).

We have also evaluated photometric membership probabilities by applying criteria A and B defined by Clariá & Lapasset (1983). We adopted the colour excesses for the main sequence (MS) stars and true distance moduli derived by Loktin et al. (2001). The predicted luminosity class (LC) for each cluster star was determined from the Straižys' (1992) calibration. Table 1 presents the results: (1) Star designation. (2) $E(B-V)_{GK}$ derived from Janes's (1977) iterative method. (3) Standard deviation of the $E(B-V)_{GK}$

colour excess. (4) LC each star should have in order to be a cluster member. (5) MK spectral type derived from the calibration of Clariá et al. (1994). (6) Results from applying criteria A and B. (7) Radial velocity (km/s). (8) Final membership status assigned to each star. There is a good agreement between the photometric analysis and the kinematic data. The mean $E(B-V)$ values derived here are: 0.63 ± 0.02 (NGC 6192), 0.31 ± 0.02 (NGC 6208) and 0.43 ± 0.02 (NGC 6268). The present measurements allow us to resolve the strong discrepancies existing in the literature regarding the reddening of NGC 6192.

2. Colour-magnitude diagrams and metal content

The colour-magnitude diagram (CMD) of NGC 6192 (Fig. 1, left) was built with the CCD UBV data reported by King (1987). Using $E(B-V) = 0.63$, the best fit is obtained with the Padova isochrone (Girardi et al. 2000) for $\log t = 8.25$ ($Z = 0.019$) and $V-M_V = 13.00$. Because there are no modern UBV data available for NGC 6208, we have computed $(B-V)$ indices from the $(g1-y)$ indices of Paunzen & Maitzen (2001). The number of members appears to be small and the MS fit is not well constrained (Fig. 2, middle). Given $E(B-V) = 0.32$, one solution results in $V-M_V = 11.15$ and $\log t = 9.10$ ($Z = 0.008$). Likewise, for NGC 6268 we have computed $(B-V)$ indices from $(g1-y)$ (Paunzen 2006, Fig. 3 right). Using $E(B-V) = 0.38$, we obtained $V-M_V = 11.25$ and $\log t = 8.35$ for the Padova isochrone for $Z = 0.019$. We have computed for each cluster giant the cyanogen anomaly ΔCN defined by Piatti et al. (1993). The resulting mean ΔCN values for the cluster giants imply: $[Fe/H] = +0.29 \pm 0.06$ (NGC 6192), -0.05 ± 0.05 (NGC 6208) and $+0.22 \pm 0.06$ (NGC 6268). Therefore, NGC 6192 and NGC 6268 lie in the metal-rich side of the metallicity distribution of open clusters, while NGC 6208 is found to be of nearly solar metal content.

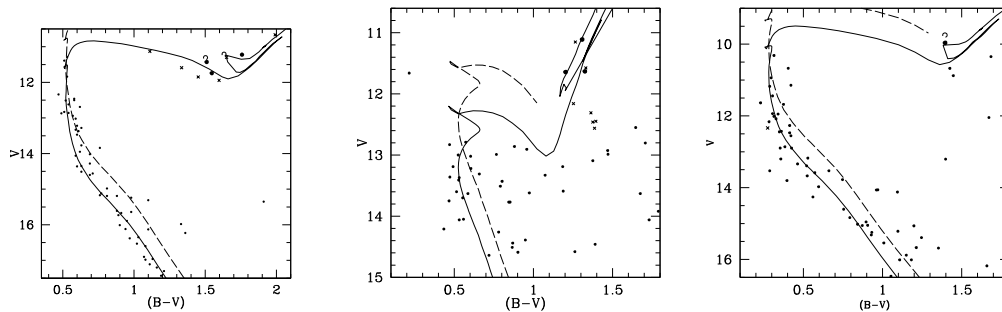


Figura 1. CMDs for NGC 6192 (*left*), NGC 6208 (*middle*) and NGC 6268 (*right*). The Padova isochrones for $\log t = 8.25$ ($Z = 0.019$), 9.10 ($Z = 0.008$) and 8.35 ($Z = 0.019$) have been adjusted to $E(B-V) = 0.63$, 0.32 and 0.38 and $V-M_V = 13.00$, 11.15 and 11.25 , respectively. The dashed curves are the same isochrones shifted by 0.75 mag to reproduce the upper binary ridge. For the red giants, filled and open circles stand for single and binary members respectively, while crosses stand for non-members.

3. Open clusters aligned along the line-of-sight to NGC 6192

We have found 42 open clusters with known properties whose galactic coordinates differ within $\pm 10^\circ$ from those of NGC 6192. Their distribution in the Galactic (X,Y) plane is shown in Fig. 2 (left). NGC 6192 is located on or slightly behind the Carina spiral arm as seen from the Sun, while NGC 6208 and NGC 6268 are placed in front of this feature. Fig. 2 (right) shows the relation between the visual absorption and the distance from the Sun, including that relation for Baade's Window. Note that BH 222 and Westlund 1 (W1) are the farthest open clusters of the selected sample. At the distance of these two clusters, the visual absorption towards Baade's Window - not far from the direction of NGC 6192 - is between 4 and 8 mags smaller. In spite of being located at approximately the same distance, these two clusters appear to be affected by very different visual absorptions. The reddening of W1 - the most massive compact young cluster identified in the Local Group up to now (Clark et al. 2005) - is produced in front of the Carina spiral arm, probably caused by a single small dark cloud. Note also that NGC 6216, located farther than 4 kpc from the Sun, is reddened as would be expected if it were situated exactly in the Baade's Window direction.

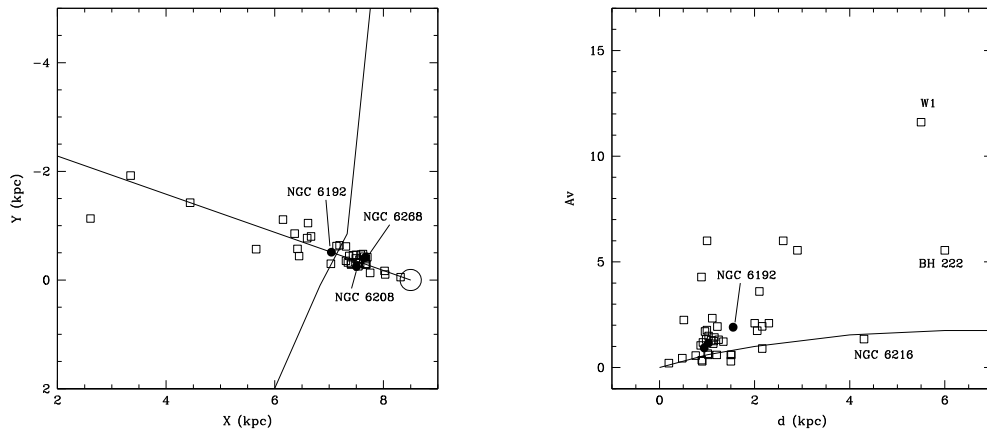


Figure 2. Rectangular (X,Y) coordinates of inner disk open clusters located in the direction of NGC 6192 (*left*). The Carina spiral arm, the line-of-sight from the Sun to NGC 6192 (straight line) and the position of the Sun are indicated. Visual interstellar absorption vs. distance from the Sun (*right*). The relationship for the Baade's Window is indicated.

Table 1. Photometric membership results

Star	$E(B - V)$ (mag)	$\sigma_{(B-V)}$ (mag)	LC (Pred)	MK (DDO)	Criteria		RV km/s	Membership
					(A)	(B)		
NGC 6192								
4	0.28	0.04	II-III	K1 III	NM	M	+45.28	NM
9	0.60	0.06	II-III	G8 III	M	M	-8.16	M
28	0.55	0.04	II	K3/4 III	NM	PM	+24.81	NM
45	0.63	0.05	II-III	G5 II	M	M	-8.06	M
91	0.62	0.04	II-III	G5/8 II	M	M	-8.82	M
96	0.63 ^a	-	II-III	G2 III	-	M	-6.40	M
137	0.67	0.03	II-III	G8/K0 III	M	M	-7.17	M
253	0.27	0.04	II-III	G5/8III-IV	NM	PM	-19.32	NM
255	0.70	0.04	II-III	K0IV-V	PM	NM	-88.51	NM
265	0.41	0.02	II-III	K2 IV	NM	NM	-59.69	NM
274	0.56	0.04	II-III	K1 III	NM	M	-	NM
NGC 6208								
19	0.31	0.05	III	K0/1 III-IV	PM	M	-32.17	M
27	0.40	0.02	III	G5 III	NM	M	-69.01	NM
31	0.29	0.04	III	G5/8 III	PM	M	-32.83	M
48	0.33	0.06	III	K0/1 III	PM	M	-31.63	M
133	0.24	0.03	III	K1/2 III	M	M	+29.30	NM
NGC 6268								
13	0.36	0.04	III	G9 IV-V	M	NM	-2.59	NM
22	0.53	0.03	III	G8/9 III-IV	NM	PM	-	NM
44	0.41	0.03	III	G8 II-III	M	M	-15.28	M
48	0.22	0.03	III	K0/1 IV	NM	PM	-	NM
73	0.46	0.03	III	K0 II-III	NM	M	-	NM
76	0.46	0.04	III	G8 III	PM	M	-15.03	M

^a Outside the range of Janes (1977) calibration

References

- Clariá, J.J., Lapasset, E., 1983, *J. Astrophys. Astron.*, 4, 117
Clariá, J.J., Piatti, A.E., Lapasset, E., 1994, *PASP*, 106, 436
Clark, J.S., Neguerela, I., Crowther, P.A., Goodwin, P., 2005, *A&A*, 434, 949
Girardi, L., Bressan, A., Bertelli, G., Chiosi, C., 2000, *A&A*, 141, 371
Janes, K.A., 1977, *PASP*, 89, 576
King, D.J., 1987, *The Observatory*, 107, 107
Loktin, A., Gerasimenko, T., Malisheva, L., 2001, *A&A Trans.*, 20, 605
Paunzen, E., 2006, private communication
Paunzen, E., Maitzen, J.M., 2001, *A&A*, 373, 153
Piatti, A.E., Clariá, J.J., Minniti, D., 1993, *J. Astrophys. Astron.*, 14, 145
Straižys, V., 1992, *Multicolor Stellar Photometry*, Pachart Publishing House, Arizona

POSTER PAPER

Analysis of the age-position distribution of star clusters of the Large Magellanic Cloud

J.J. Clariá¹, A.V. Ahumada¹, M.C. Parisi¹, J.F.C. Santos Jr.², E. Bica³, A.E. Piatti⁴, M.C. Torres¹

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

(2) *SOAR Telescope (Chile), UFMG (Brazil)*

(3) *Instituto de Física, Porto Alegre (Brazil)*

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

Abstract. Integrated spectra in the range (3600-6800) Å for a sample of 17 blue concentrated Large Magellanic Cloud (LMC) clusters are presented. Cluster reddening values are estimated using the available extinction maps, while cluster ages are derived from the template matching and equivalent width (EW) methods. Combining the present sample with additional ones obtained under similar conditions, it is found that cluster deprojected distances from the LMC center are related to age in the sense that inner clusters tend to be younger.

Resumen. Se presentan espectros integrados en el rango 3600-6800 Å de 17 cúmulos azules y concentrados de la Nube Mayor de Magallanes (NMM). Usando conocidos mapas de extinción interestelar, se estiman los enrojecimientos asociados a los 17 objetos, en tanto que las edades se determinan aplicando los métodos de “ajuste de templates” y de los “anchos equivalentes”. Al combinar la presente muestra con otras previamente obtenidas en condiciones similares, se encuentra que las distancias deproyectadas de los cúmulos al centro de la NMM están relacionadas con las edades de los mismos, siendo los cúmulos de la región interior más jóvenes que los de la región exterior.

1. Analysis of the cluster spectra

Spectra of 17 blue concentrated LMC clusters were obtained with the 2.15 m telescope at the Complejo Astronómico El Leoncito (Argentina). We employed a CCD camera of 1024x1024 pixels attached to a REOSC spectrograph. The dispersion and spectral coverage were 3.46 Å/pixel and ~3600-6800 Å, respectively. Cluster ages were derived by two methods: the template matching method (see, e.g., Ahumada et al. 2000) 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). The EWs of H Balmer, K CaII, G band (CH) and Mg I (5167+5173+5184 Å) were measured using IRAF task *splot*. The sum of EWs of the three metallic lines (Sm) and of the three Balmer lines (Sb) were then formed. Both quantities prove to be useful for the discrimination of old, intermediate-age and young systems (SP). The clusters were age-ranked according to the calibrations provided by

SP. Since the EW of each Balmer line is a bivaluated function of age with a maximum of around 300 Myr, we used Sm to get a first age estimate. We then used Sb to get a second age estimate guided by the previous Sm one. The average of these two estimates is given in column 5 of Table 1.

Since the continuum distribution of the observed clusters is also affected by reddening, we firstly derived an $E(B-V)$ value for each cluster from the Burstein & Heiles (1982) extinction maps. Next, we corrected the observed spectra accordingly and applied the template matching method. Three clusters (SL237, SL508 and SL709) have their spectra affected by a bright star, which was taken into account according to different procedures. Table 1 presents the adopted reddenings, the ages determined from the two abovementioned methods, together with estimations from the literature (when available), and the averages finally obtained.

2. Age vs. spatial distribution

Piatti et al. (2003) carried out observations in the Washington system for 6 LMC clusters, which increased up to 37 the total sample of clusters with uniform estimates of age and metallicity. These parameters were determined using CMDs and theoretical isochrones. Fig. 1 (left) shows the spatial projected distribution of the clusters in our sample and the sample of 37 clusters previously studied (upper panel). Right ascensions and declinations are relative to the LMC center, considered as the position of the cluster NGC 1928. The lower panel discriminates between clusters of different ages in the whole sample of 53 clusters (NGC 1839 is present in both samples). Note that the general tendency is for the older clusters to lie in the outer disk regions of the galaxy, while the younger ones tend to be located not far from or in the bar. This effect is easily observed when the deprojected galactocentric distance is plotted against age, as shown in Fig. 1 (right). This distance was calculated using an inclination between the outer LMC disk and the plane of the sky of 45° and a position angle of the line of nodes of 7° (Lyngå and Westerlund 1963). This tendency is compatible with the findings of Smecker-Hane et al. (2002) who derived the LMC star formation history from HST observations of field stars.

3. Age vs. integrated colours

Integrated UBV colours of 624 LMC associations and clusters were obtained by Bica et al. (1996) from photoelectric photometry observations. We used these data to check the trend of (U-B) and (B-V) with age according to the present estimates. For clusters with integrated photometry, Fig. 2 shows this comparison for the present sample and for one presented in Piatti et al. (2003), totaling 53 clusters with uniform age estimates. The colour gap seen in both (U-B) and (B-V) is a real feature first identified by van den Bergh (1981). The gap is probably a natural consequence of cluster evolution with increasing metallicities towards the present, and epochs of reduced cluster formation between ≈ 300 Myr and ≈ 1 Gyr. At least in the LMC bar, such a period of reduced cluster formation is not observed for the field stars (Smecker-Hane et al. 2002).

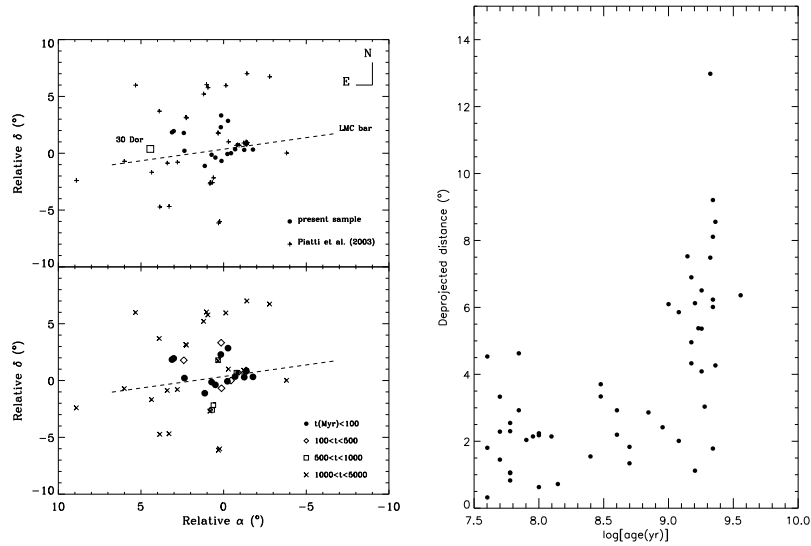


Figure 1. *Left*: Spatial distribution of LMC clusters with ages in a homogeneous scale. The positions of the bar and 30 Dor are indicated. *Right*: Deprojected distance from the LMC center (in degrees) as a function of age for the same sample.

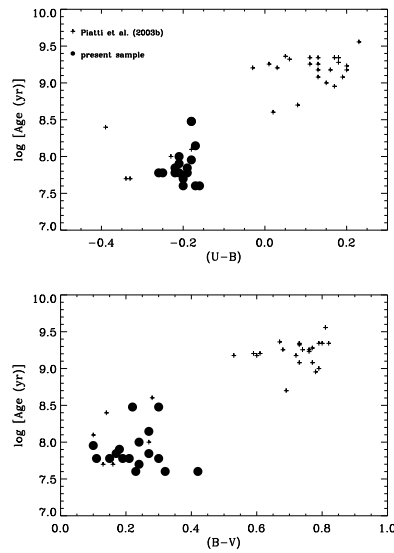


Figure 2. Distribution of cluster age with integrated colours for the 17 LMC clusters plus the sample used by Piatti et al. (2003).

References

Ahumada, A.V., Clariá, J.J., Bica, E., Piatti, A.E., 2000, A&A, 141, 79
 Alcaino, G., Liller, W., 1987, AJ, 94, 372

Table 1. Derived parameters for the cluster sample

Cluster	E(B-V)	$t_{literature}$ (Gyr)	Ref.	$t_{Sh,Sm}$ (Gyr)	$t_{template}$ (Gyr)	$t_{adopted}$ (Gyr)
NGC 1804	0.08	0.08 ± 0.01	1	0.035 ± 0.004	0.05 ± 0.01	0.06 ± 0.02
NGC 1839	0.06	0.10 ± 0.01	1	0.09 ± 0.02	0.06	0.09 ± 0.03
		0.033 ± 0.008	2			
		0.125 ± 0.025	4			
SL 237	0.07	0.038 ± 0.004	1	0.04 ± 0.02	0.05 ± 0.01	0.04 ± 0.02
		0.027 ± 0.009	2			
NGC 1870	0.08	0.09 ± 0.01	1	0.033 ± 0.004	0.05 ± 0.01	0.06 ± 0.03
		0.07 ± 0.03	2			
NGC 1894	0.09	0.071 ± 0.008	1	0.10 ± 0.08	0.13 ± 0.03	0.10 ± 0.03
NGC 1902	0.04	-		0.07 ± 0.03	0.06	0.07 ± 0.03
NGC 1913	0.09	0.024 ± 0.002	1	0.03 ± 0.02	0.06	0.04 ± 0.02
NGC 1932	0.05	-		0.2 ± 0.2	0.04 ± 0.02	0.3 ± 0.2
NGC 1943	0.08	0.14 ± 0.02	1	0.08 ± 0.06	0.28 ± 0.08	0.14 ± 0.06
		0.10 ± 0.01	3			
NGC 1940	0.06	-		0.06 ± 0.02	0.06	0.06 ± 0.02
NGC 1971	0.06	0.10 ± 0.01	1	0.05 ± 0.01	0.05 ± 0.01	0.06 ± 0.02
SL 508	0.06	0.10 ± 0.01	1	0.07 ± 0.04	0.06	0.07 ± 0.04
NGC 2038	0.06	0.13 ± 0.02	1	0.039 ± 0.008	0.06	0.08 ± 0.05
SL 709	0.06	-		0.3 ± 0.2	0.13 ± 0.03	0.3 ± 0.2
NGC 2118	0.07	-		0.05 ± 0.02	0.06	0.05 ± 0.02
NGC 2130	0.05	-		0.03 ± 0.02	0.06	0.04 ± 0.02
NGC 2135	0.05	-		0.085 ± 0.008	0.05 ± 0.01	0.07 ± 0.02

References: (1) Pietrzyński & Udalski (2000); (2) Alcaïno & Liller (1987); (3) Bono et al. (2005); (4) Piatti et al. (2003b)

- Bica, E., Clariá, J.J., et al., 1996, ApJS, 102, 57
 Bono, G., Marconi, M., Cassisi, S., et al., 2005, ApJ, 621, 966
 Burstein, D., Heiles, C., 1982, AJ., 87, 1165
 Lyngå, G., Westerlund, B.E., 1963, MNRAS, 127, 31
 Piatti, A.E., Bica, E., Geisler, D., Clariá, J.J., 2003a, MNRAS, 344, 965
 Piatti, A.E., Bica, E., Geisler, D., Clariá, J.J., 2003b, MNRAS, 343, 851
 Pietrzyński, G., Udalski, A., 2000, AcA, 50, 337
 Santos Jr., J.F.C., Piatti, A.E., 2004, A&A, 428, 79 (SP)
 Smecker-Hane, T.A., Cole, A.A., et al., 2002, ApJ, 566, 239
 van del Bergh, S., 1981, A&AS, 46, 79

POSTER PAPER

The second Balmer discontinuity in early type stars

A. Cruzado¹, A. Vazquez^{1,2}, A. Ringuelet¹

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

(2) *Comisión Nacional de Actividades Espaciales (CONAE)*

Abstract. The purpose of this work is to search for theoretical correlations between the size of the Balmer Discontinuity (BD) and the thermodynamical state of the circumstellar material that surrounds early type stars. By applying the Implicit Integral Method, the transfer equation is solved in spherical geometry, consistently with the statistical equilibrium equations for different distributions of density and temperature in the medium. We obtain the emergent flux as a function of λ together with the state of the material throughout the stellar photosphere and the circumstellar envelope. We distinguish between the photospheric component of the BD, D^* , and the circumstellar one, d . The parameter $A = \frac{N_2/N_3}{(N_2/N_3)^*}$, which represents the departure from LTE of the ratio of the $n=2$ to the $n=3$ hydrogen levels population, is calculated as a function of the distance to the central star. The component d is obtained as a function of the average of A , and also as a function of the column density of free electrons (N_{e_c}).

Our conclusion is that a second Balmer jump in absorption is observed only for very low temperatures in the circumstellar envelope; that is $T_e < 5000K$. Otherwise, a second Balmer jump in emission is present. A constraint on the column of free electrons can be also set: $\frac{N_{e_c}}{R_*^2} > 10^{12} \text{part/cm}^3$ for a second Balmer jump to be observed, either in emission or absorption.

Resumen.

El objetivo de este trabajo es encontrar correlaciones teóricas entre el tamaño de la discontinuidad de Balmer y los parámetros físicos que describen el estado termodinámico del material circumestelar que rodea estrellas tempranas. Utilizando el método de la Integral Implícita y asumiendo simetría esférica, se resuelve el transporte radiativo consistentemente con las ecuaciones de equilibrio estadístico, para diferentes distribuciones de densidad y temperatura en el medio. De esta manera se obtiene el flujo emergente como una función de λ conjuntamente con el estado del material a través de la fotosfera estelar y el material circumestelar. En este trabajo se distingue la componente fotosférica de la discontinuidad de Balmer, D^* , de la componente circumestelar, d . Se calcula el parámetro $A = \frac{N_2/N_3}{(N_2/N_3)^*}$, que representa el apartamiento del equilibrio de la relación entre las poblaciones de los niveles $n=2$ y $n=3$ del átomo de hidrógeno, como función de la distancia a la estrella central. La componente circumestelar d se obtiene entonces como una función de un valor promediado de A y también como una función de la columna de electrones libres (N_{e_c}). Del análisis de las correlaciones obtenidas se concluye que un segundo salto de Balmer en absorción

sólo es observado para muy bajas temperaturas en el material circunestelar ($T \leq 5000K$); para temperaturas mayores, se observa un segundo salto de Balmer en emisión. También pudo inferirse un límite inferior para la columna de electrones libres, $\frac{N_{e_c}}{R_*} > 10^{12} \text{part}/\text{cm}^3$, para que se observe un segundo salto de Balmer, ya sea en absorción o en emisión.

1. Introduction

Herbig Ae/Be stars (HAeBe), hot supergiant, and Be stars are early type stars with common spectral features, which distinguish them from “normal” main sequence stars of the same spectral type. They often exhibit Balmer emission lines, PCygni profiles of hydrogen and/or metals and anomalies in the continuum spectral distribution, such as an infrared excess or Balmer discontinuity with an anomalous size for the spectral type. The invoked explanation for the observed anomalous spectral features is the presence of circumstellar material. Material beyond a classical geometrically thin photosphere, where radiative and hydrostatic equilibrium are achieved, surrounds HAeBe, hot supergiant, and Be stars. Several envelope models have been built in order to interpret peculiar spectral features observed in early type stars. Some of these models have been successfully applied to describe several spectral features in particular objects, but no definitive models have been built to describe the circumstellar material around early type stars. In the present work we aim to set constraints to the global properties of the circumstellar gas by comparing observed and theoretical continuum spectra in the visible region. The particular spectral feature we are interested in is the Balmer Discontinuity (hereafter BD). The parameters describing the BD as defined by Chalonge and Divan (1973) are: D , the total Balmer jump, D^* , the stellar component, and d , the circumstellar component, being $D = D^* + d$.

In the present work we intend to show how the BD of an early type star is modified when a gaseous envelope, beyond the photosphere, does surrounds it.

2. Methodology

In order to infer theoretical relations between the BD and the thermodynamical state of the circumstellar material, we assume a model describing the stellar photosphere and the circumstellar envelope. From the calculations we obtain the spectral energy distribution together with the departures from LTE of atomic level populations and the ionization degree of the medium. We proceed as follows:

- 1) The material is assumed to be made of 90 % hydrogen, 9 % helium, and 1 % metals.
- 2) The deepest atmospheric layers are described by the classical model, assuming hydrostatic and radiative equilibrium.
- 3) The envelope is assumed to be spherically symmetric.
- 4) Regarding the density distribution through the envelope we work in two ways: a) we assume $\rho(r) = \frac{\dot{M}}{4\pi r^2 v(r)}$, where \dot{M} is the mass loss rate and $v(r)$ is an ad-hoc expansion law characterized by $v_\infty = v(r \rightarrow \infty)$ (terminal velocity), $v_0 = v(r = R_*)$, and $v_{r_{max}}$, the maximum value of the velocity which occurs at $r = r_{max}$; b) we assume $\rho(r) = \frac{\rho_0 R_*}{r^m}$ where ρ_0 represents the density value at the photospheric border, and the m index is allowed to take values lower than 2.

- 5) Different temperature distributions throughout the medium are assumed. Some distributions are obtained introducing a dissipative term $v^2 \frac{dv}{dr}$ in the energy equation which relate the temperature to the adopted velocity law. In other cases the temperature distribution is an ad-hoc one.
- 6) In order to obtain the total emergent flux and the radiation field throughout the medium, we solve the transfer equation by means the Implicit Integral Method (IIM) (Crivellari and Simonneau, 1994, Gros et al, 1997).
- 7) In a first step, we assume the H level populations and the ionization degree of the medium to be under LTE conditions. Next, the statistical equilibrium equations are solved for the calculated radiation field, to obtain the equilibrium departure coefficients. They are introduced in a next iterative step, until convergence is attained.
- 8) Bound-free and free-free H transitions, bound-free and free-free H^- transitions, Rayleigh scattering by HI atoms and Thomson scattering by free electrons, are considered as continuum absorption sources. He, C, N, O, S, and Al are taken into account as free-electron sources.
- 9) We calculate a) the photospheric flux assuming LTE conditions in a first step and Non-LTE conditions later; b) the total emergent flux, from the system central star plus envelope, assuming Non-LTE conditions. For given values of the stellar parameters (effective temperature, T_{eff} , surface gravity, g , and stellar radii, R_*), those modelling the circumstellar envelope are varied in turn, in order to know in which way they affect the particular spectral feature we are interested in.
- 10) The emergent fluxes are obtained as function of λ , together with physical parameters as N_2 and N_3 , the populations of the n=2 and n=3 hydrogen energy levels, respectively, N_e , the electron density, and RR_{c2} , RR_{c3} , PH_{2c} and PH_{3c} , that is, the number of radiative recombinations to and photoionizations from n=2 and n=3 hydrogen energy levels, respectively, as functions of r.

3. Results and Conclusions

For each envelope structure assumed we obtain: the size of the BD: $D = \log \frac{F_{3700+}}{F_{3700-}}$, where F_{3700+} and F_{3700-} represent the redwards and bluewards from the BD emergent flux (at $\lambda = 3700\text{\AA}$), the averaged A factor: $A_{av} = \sum_{r=R(\tau=1)}^{r=R_{env}} \frac{N_2/N_3}{(N_2/N_3)^*} \Delta r / R_{env}$ where R_{env} is the outer radius of the envelope, the column of free electrons: $N_{ec} = \sum_{r=R(\tau=1)}^{r=R_{env}} N_e \Delta r$, and $RR/PH = \sum_{r=R(\tau=1)}^{r=R_{env}} \frac{PH_{2c} RR_{c3}}{PH_{3c} RR_{c2}}$.

The main results and general conclusions we reach from our analysis are:

- 1) D^* is modified by the envelope, even in the case of such a thin envelope that no second jump is observed.
- 2) No second Balmer jump is obtained if we adopt $\rho(r) = \frac{\dot{M}}{4\pi r^2 v(r)}$ with $\dot{M} < 10^{-7} M_s/y$, even for small v values, throughout the envelope.
- 3) If $\rho(r) = \frac{\rho_0 R_*}{r^m}$ with $m < 2$ is adopted, for a given T_e value, the emission on the blue side of the BD increases (d decreases) as the m index decreases.
- 4) For a given $\rho(r)$ distribution, the emission on the blue side of the Balmer jump increases with T_e up to a maximum located somewhere between $T_e = 5000K$ and $T_e = T_r$, and decreases afterwards.
- 5) A second Balmer jump in absorption is observed only for $T_e \leq 5000K$; otherwise the second Balmer jump is in emission.

- 6) A second Balmer jump, either in emission or absorption, is observed if $\frac{N_{e_c}}{R_*} > 10^{12} \text{part/cm}^3$
- 7) In order to reproduce the observed d values, high N_{e_c} values would only be possible together with very low T_e values or T_e values close to T_r in the circumstellar envelopes.

References

- Chalonge, D.; Divan, L.; 1973, A&A 23, 69
Crivellari, L.; Simonneau, E.; 1994, ApJ 429,331
Gros, M.; Crivellari, L.; Simonneau, E.; 1997, ApJ 489, 331

PRESENTACIÓN MURAL

Monitoreo óptico permanente de η Carinæ. Temporada de observación 2006

E. Fernández Lajús^{1,2,3}, N. Salerno¹, M. Schwartz¹, A. Torres^{1,2,3}, J.P. Calderón¹, C. Fariña^{1,2,3}, F. Bareilles^{1,4}, V. Niemela^{1,2,5}

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

(2) Instituto de Astrofísica de La Plata, Argentina

(3) Becario Conicet, Argentina

(4) Instituto Argentino de Radioastronomía, Argentina

(5) Miembro de la Carrera del Investigador Científico, CIC-BA, Argentina.

Abstract. η Carinæ is the brightest Luminous Blue Variable in the Milky Way and it is believed to contain a binary system with an orbital period of 5.5 years. In this work, we present the results of the 2006 observing season of our long term photometric monitoring campaign of η Carinæ. The observations are made in the optic range, using a CCD camera and *BVRI* filters, attached to the 0.8-m Reflector telescope at La Plata Observatory, Argentina. In this season, the object has reached a maximum brightness of $V = 4.65$, increasing more than 0.5 magnitudes since 2003.

Resumen. η Carinæ es la Variable Luminosa Azul más brillante de la Vía Láctea y se piensa que está compuesta al menos por un sistema binario con un periodo orbital de 5.5 años. En este trabajo presentamos los resultados de la temporada de observación 2006 de nuestra campaña de monitoreo fotométrico permanente de η Carinæ. Las observaciones se realizan en el rango óptico, utilizando una cámara CCD y filtros *BVRI*, adosados al telescopio Reflector de 0.8-m del Observatorio de La Plata, Argentina. En esta temporada, el objeto ha alcanzado un máximo de brillo de $V = 4.65$, aumentando más de 0.5 magnitudes desde el año 2003.

1. Introducción

η Carinæ es la Variable Luminosa Azul más brillante del cielo, y la concentración de estrellas OB en su entorno es comúnmente denominada región de η Carinæ. La región HII ionizada por estas estrellas OB, llamada “Nebulosa de Carina”, es una de las más espectaculares de nuestra Galaxia. La estrella η Carinæ está envuelta en su propia nebulosa, el “Homunculus”, producto de la eyección de masa durante una impresionante erupción ocurrida en la primera mitad del siglo XIX. Se ha propuesto la hipótesis de que η Carinæ conforma un sistema binario con un periodo orbital de 5.54 años (Damineli et al. 2000; Corcoran, 2005), consecuencia de lo cual se producirían los eventos “tipo eclipse”, observados tanto en el rango óptico, como en otras longitudes de onda (rayos X, IR, radio, etc.).

Por esta razón, en el año 2003 hemos comenzado una campaña de monitoreo fotométrico permanente de η Carinæ desde el Observatorio de La Plata (OALP), perteneciente a la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas 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). Presentamos aquí los resultados de las observaciones realizadas durante la temporada 2006, comprendida entre el 16 de noviembre de 2005 y el 29 de agosto de 2006.

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 384×576 pixels ($23 \mu/pixel$). Esta configuración produce imágenes de $1'54'' \times 2'50''$ de campo.

Se obtuvieron unas 3700 imágenes con los filtros *BVRI* de Johnson-Cousins entre el 16 de noviembre de 2005 y el 29 de agosto de 2006, totalizando alrededor de 11000 imágenes desde el comienzo de la campaña en 2003.

La reducción de imágenes y la fotometría de apertura múltiple de las imágenes de η Car son realizadas utilizando un “script”, desarrollado bajo IRAF (Fernández Lajús, 2005), que utiliza diversos paquetes y tareas.

La magnitud diferencial de η Car se determina mediante fotometría de apertura utilizando a HDE 303308 ($V=8.15$) como estrella de comparación. Los radios de apertura de η Car, de $\sim 22''$, incluyen por completo a la nebulosa circundante, el “Homúnculus”. Para las otras estrellas presentes en las imágenes se utilizaron radios de apertura más pequeños $\sim 15''$. Los puntos de cero de la fotometría relativa corresponden a las magnitudes de la fotometría *UBVRI* (Johnson) de HDE 303308 publicada por Feinstein, Marraco y Muzzio (1973). 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 de η Car observadas desde La Plata a través de los filtros *B*, *V*, *R* e *I* desde el comienzo de nuestra campaña en 2003. Las temporadas 2003, 2004, 2005 y 2006 se encuentran separadas por las respectivas brechas de no observabilidad del objeto. En los gráficos se puede apreciar que durante la temporada 2006, y al igual que en toda la campaña, η Car con su nebulosa han continuado con su ritmo de aumento de brillo de ~ 0.13 mag/año (ver Fig. 1), el cual ha mantenido desde 1998 (Fig. 2). Durante la temporada 2006, el objeto ha permanecido más brillante que $V = 4.8$. El máximo brillo alcanzado, $V = 4.65$ (ver Fig. 1), se destaca principalmente como un pico en las bandas *B*, *V* e *I*, pero se encuentra muy atenuado en la banda *R*. Hacia el final de la temporada 2006, η Car volvió a alcanzar la magnitud $V = 4.65$, presentando luego un pronunciado descenso de brillo de ~ 0.1 mag. La falta de visibilidad del objeto impidió tener el registro completo de lo acontecido posteriormente.

Con estos datos, queda monitoreado hasta el momento más de la mitad del periodo orbital de 5.5 años del supuesto sistema binario que conforma a η Car. Las observaciones se encuentran disponibles en:

<http://lilen.fcaglp.unlp.edu.ar/EtaCar>

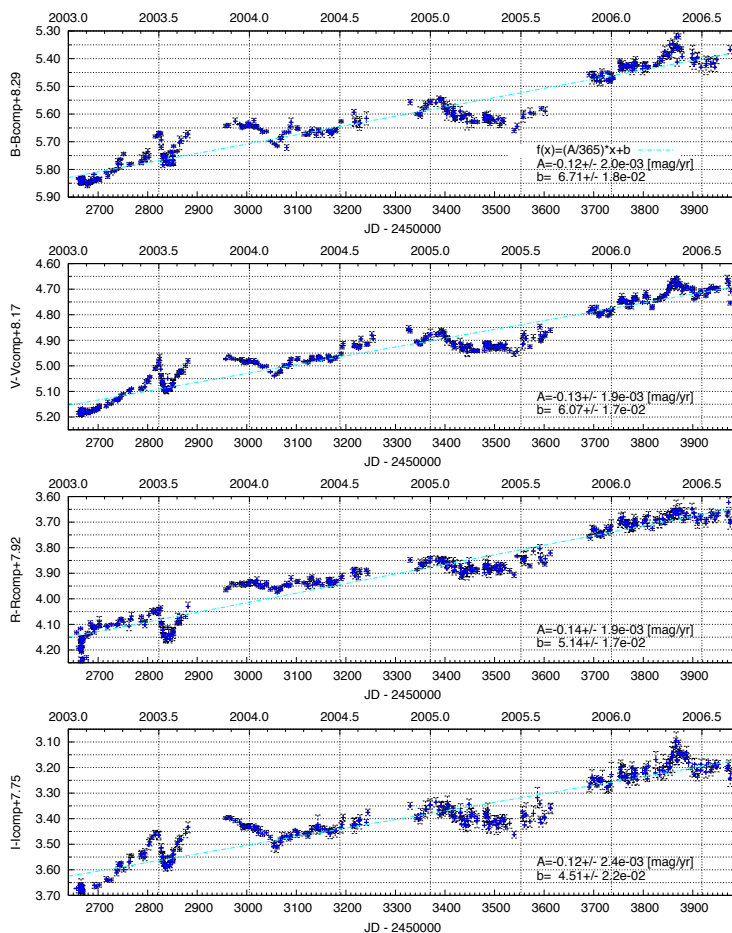


Figura 1. Variaciones de luz $BVRI$ de η Car observados desde La Plata entre 2003 y 2006. Las rectas ajustadas representan el aumento global de brillo durante toda nuestra campaña.

Agradecimientos. Agradecemos a las autoridades de la FCAG-UNLP por facilitar los recursos observacionales y al personal técnico del Observatorio por sus aportes en el mantenimiento del Telescopio Reflector. Destacamos además la participación de los siguientes estudiantes de la FCAG-UNLP durante la temporada 2006: Ayeray Bonansea, Leila Calcaferro, Federico Giudici, Matilde Iannuzzi, Claudio Llinares, Lorena Mercanti, Alejo Molina Lera, Ángeles Moliné, Florencia Teppa y Carolina von Essen.

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.

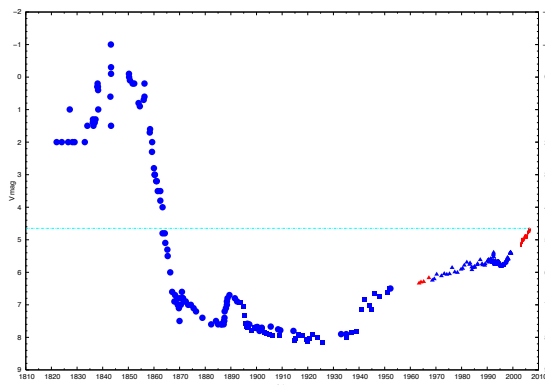


Figura 2. Curva de luz visual de η Car en el período 1820 - 2006 basada en las publicaciones de Innes (1903), Hoffleit (1933), Vaucouleurs & Eggen (1952), O'Connell (1956), Feinstein (1967), Feinstein & Marraco (1974), Sterken et al. (1996), Sterken et al. (1999), van Genderen et al. (2003), Fernández Lajús et al. (2003, 2004, 2005) y este trabajo. Los puntos rojos son observaciones de La Plata (Feinstein 1967 y este trabajo).

Feinstein A., Marraco H., & Muzzio J.C., 1973, A&AS, 12, 331.

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, Boletín de la Asoc. Arg. de Astr., 47, 144.

Fernández Lajús E., Schwartz M., Torres A., Salerno N., Fariña C., Llinares C., Simontacchi L., Gamen R., Niemela V., 2005, Boletín de la Asoc. Arg. de Astr., 48, 158.

van Genderen A.M., Sterken C. & Allen W.A., 2003, A&A, 405, 1057.

Hoffleit D., 1933, Harvard Bull. 893, 11.

Innes R.T.A., 1903, Cape Annals, 9, 75B.

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.

PRESENTACIÓN MURAL

Estudio de tres Cúmulos Abiertos entre $l = 240^\circ$ y $l = 265^\circ$

E. E. Giorgi¹, G. R. Solivella¹, G. Baume¹, R. A. Vázquez¹
(1) Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - UNLP
IALP-CONICET

Abstract. We have performed photometric observations (CCD UBV) in the area of the three open clusters belonging to the Vela - Puppis - Canis Major region (Ruprecht 60, Ruprecht 47, Ruprecht 20). The data analysis allowed us to compute the fundamental parameters of these objects. We estimated for the first time the distance, reddening and age of Ruprecht 60. We could obtain a better definition of the main sequence of Ruprecht 47, getting an important change of the assigned distance to this cluster. In addition, we performed spectroscopic observations of some of the brightest stars in the field of Ruprecht 20 and we discuss the nature of this object.

Resumen. Se han realizado observaciones fotométricas (CCD UBV) en las zonas de tres cúmulos abiertos pertenecientes a la región de Vela - Puppis - Canis Major (Ruprecht 60, Ruprecht 47 y Ruprecht 20). El análisis de los datos ha permitido determinar los parámetros fundamentales de dichos objetos. Por primera vez se ha estimado la distancia, enrojecimiento y edad de Ruprecht 60. Se ha logrado una mejor definición de la secuencia principal de Ruprecht 47, obteniendo así un cambio sustancial de la distancia asignada previamente a este cúmulo. Adicionalmente, se realizaron observaciones espectroscópicas de algunas de las estrellas más brillantes en el campo de Ruprecht 20 y se discute la naturaleza de este objeto.

1. Introducción

Como parte de nuestro programa global de estudio de cúmulos abiertos en el tercer cuadrante de nuestra Galaxia (ver p.e. Giorgi et al. 2002, Giorgi et al. 2005, Moitinho et al. 2006), hemos encontrado que varios de ellos solo poseen observaciones fotométricas de las estrellas brillantes y escasamente algún dato espectroscópico. Incluso la naturaleza misma de algunos de estos objetos permanece dudosa. El análisis más detallado de estas regiones es entonces un objetivo importante con la finalidad de esclarecer la estructura y evolución química de la Vía Láctea. En este trabajo se presenta el análisis de datos fotométricos de las estrellas localizadas en los campos de tres cúmulos abiertos complementados con datos espectroscópicos en el caso de uno de ellos.

2. Observaciones

Se realizaron observaciones CCD en los filtros UBV en el campo de los cúmulos abiertos Ruprecht 60, Ruprecht 47 y Ruprecht 20 durante las noches del 03/04/05, 09/03/05 y 03/01/06 respectivamente. Los datos fueron obtenidos en el Complejo Astronómico

El Leoncito (CASLEO) utilizando el telescopio de 2.15 m equipado con el CCD ROOPER 1300B de 1340 x 1300 pixels y una escala de 0.226 /pix, cubriendo un campo de 4.2' por lado con tiempos de exposición entre 3 y 300 segundos. Las magnitudes instrumentales fueron obtenidas por medio del ajuste de PSF usando el paquete DAOPHOT (Stetson 1987) dentro de IRAF.

Las magnitudes instrumentales obtenidas fueron llevadas al sistema estandar UBV a través de diferentes conjuntos de estrellas de calibración de acuerdo con las condiciones atmosféricas en las distintas noches de observación. Para Ruprecht 60 y Ruprecht 47 se utilizaron estándares de Landolt (1992), adicionalmente en Ruprecht 47 y Ruprecht 20 se utilizaron como calibradores las estrellas observadas por Vogt & Moffat (1972) en estos cúmulos.

Se obtuvieron también espectros de algunas de las estrellas más brillantes de la región de Ruprecht 20. El material espectroscópico utilizado para la clasificación MK de las estrellas fue obtenido también en el CASLEO durante la noche del 11/01/06 con el espectrógrafo REOSC-DS junto al detector Tek 1024 x 1024 y la red de 600 l/mm. Los espectros tienen una dispersión recíproca de 1.64 Å/pix. en 4300 Å y cubren el rango espectral entre 3900 Å y 5000 Å característico para clasificación MK, los resultados se muestran en la Tabla 1.

3. Ruprecht 60

Ruprecht 60 (2000 = 8h 24m 27s, 2000 = -47° 13'; $l = 264^\circ.11$, $b = -5^\circ.51$) no tiene realizados estudios fotométricos previos. La simple inspección de imágenes del DSS indica que se trata de un grupo de estrellas débiles concentrados en una pequeña porción del cielo. Este es el primer trabajo en el que se realiza fotometría en los filtros UBV y se determinan sus parámetros fundamentales: enrojecimiento, distancia y edad.

La Fig. 1a muestra los diagramas color-color y color-magnitud de Ruprecht 60. Como puede observarse en el diagrama U-B vs. B-V, en la región del cúmulo no se encuentran estrellas de tipos espectrales tempranos, todos los objetos son de tipos espectrales A y más tardíos, esto dificulta una determinación precisa de miembros si se carece de datos adicionales. No obstante, se determinaron los siguientes valores de exceso promedio para todas las estrellas de la región: $E(B-V) = 0.37 \pm 0.05$ y $E(U-B) = 0.27 \pm 0.05$.

Una vez determinado los excesos de color, fue posible determinar la distancia mediante el ajuste de la ZAMS de Schmidt-Kaler (1982) en los diagramas color-magnitud. El mejor ajuste se logró para un módulo de distancia aparente $V - M_V = 14.25$ ($V_0 - M_V = 13.1$), esto indica que el cúmulo Ruprecht 60 se encontraría a una distancia de 4160 ± 100 pc.

Asumiendo que el cúmulo posee metalicidad solar, se buscó el mejor ajuste del conjunto de isocronas calculadas por Girardi et al. (2000), obteniéndose un rango de edades entre 800 y 1000 millones de años ($8.9 < \log(\text{edad}) < 9$), como se muestra en la Figura 1a.

4. Ruprecht 47

Ruprecht 47 (2000 = 8h 02m 19s, 2000 = -31° 04'; $l = 248^\circ.25$, $b = -0^\circ.18$) fue estudiado por Vogt & Moffat (1972), quienes realizaron fotometría fotoeléctrica de 10 estrellas en la región de este cúmulo. Ellos obtuvieron un exceso $E(B-V) = 0.28$ y un módulo

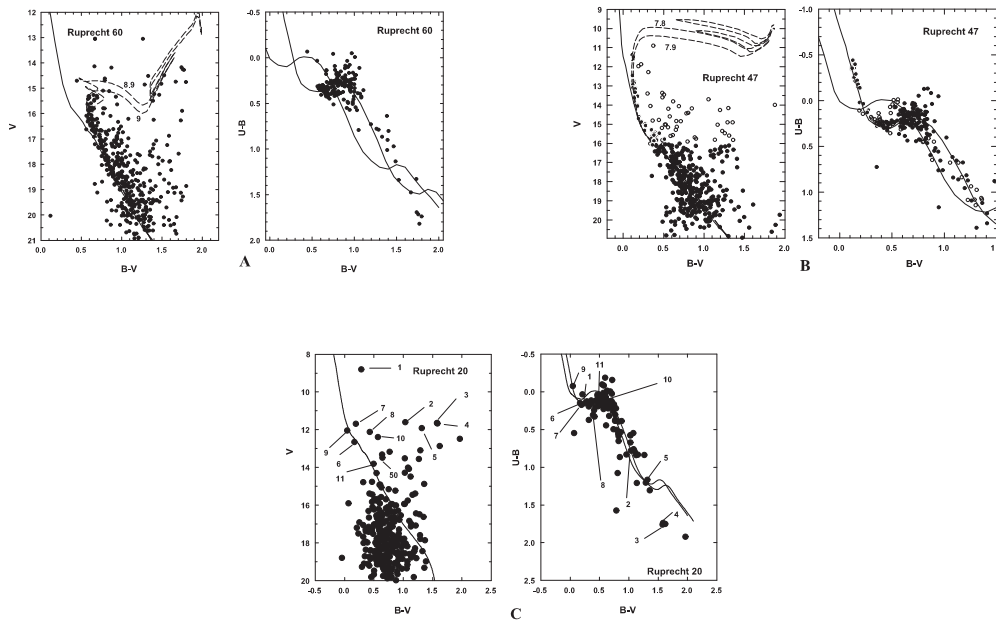


Figura 1. Diagramas V vs. $B-V$ y $B-V$ vs. $U-B$ de los cúmulos observados: a) Ruprecht 60, b) Ruprecht 47, c) Ruprecht 20

de distancia $V - M_V = 13.29$, situando al mismo a una distancia de 3030 pc. Dado que estas observaciones solamente se limitaban a algunas estrellas de la parte superior de la secuencia principal, estos autores sugieren que el valor de la distancia puede ser bastante diferente.

La Fig. 1b muestra los diagramas color-color y color-magnitud de Ruprecht 47. La determinación de miembros se basó en el análisis cuidadoso de la posición de cada estrella en los diagramas fotométricos. Para las estrellas miembros del cúmulo los valores de exceso de color promedio calculados son: $E(B-V) = 0.28 \pm 0.05$ y $E(U-B) = 0.20 \pm 0.05$. El mejor ajuste de la ZAMS de Schmidt-Kaler (1982) a la secuencia principal desrojecida en los diagramas V_0 vs. $(B - V)_0$ y V_0 vs. $(U - B)_0$ se logra para un módulo de distancia $V_0 - M_V = 13.2 \pm 0.2$, correspondiente a una distancia $d = 4365 \pm 100$ pc. Es de notar que el valor obtenido aquí difiere significativamente del valor de 3030 pc dado previamente por Vogt & Moffat (1972), pero esto es debido a que en el presente trabajo se ha logrado observar la secuencia principal inferior hasta magnitud $V \approx 20$ con lo que se logra un ajuste más preciso de la distancia al cúmulo. La estimación de la edad se realizó ajustando las isocronas de Girardi et al. (2000) calculadas con pérdida de masa y *overshooting*. El mejor ajuste se logra para una edad entre 63 y 80 millones de años como se muestra en la Figura 1b.

5. Ruprecht 20

El cúmulo Ruprecht 20 ($2000=07^h 26^m 43^s$, $2000=-28^\circ 49'$; $l = 242^\circ.45$, $b = -5^\circ.75$) fue estudiado por Vogt & Moffat (1972) quienes obtuvieron fotometría fotoeléctrica

UBV para 11 estrellas. Si bien en este trabajo se pone en duda la existencia de un cúmulo real en esta zona, se asume que las estrellas N° 6, 9 y 11 (numeración de Vogt & Moffat) son de clase de luminosidad V y en base a esta suposición ellos obtienen los siguientes parámetros $E(B-V) = 0.1$, $V - M_V = 10.73$ y $d = 1210$ pc.

La inspección de los diagramas V vs. B-V y U-B vs. B-V (Fig. 1c) muestra que de existir una secuencia principal, esta se encontraría pobremente poblada. Por otro lado, la combinación de los datos fotométricos con la clasificación MK nos permiten obtener las distancias a las 5 estrellas observadas espectroscópicamente (ver Tabla 1).

Tabla 1: Clasificación MK, fotometría y distancias calculadas para algunas de las estrellas de Ruprecht 20

N°	Tipo MK	V	B-V	U-B	M_V	$E(B-V)$	D [pc]
1	A5 III	8.79	0.28	0.13	0.70	0.13	344
2	K0 III	11.60	1.03	0.78	0.70	0.06	1451
3	K7 III	11.64	1.57	1.76	-0.30	0.05	2283
6	B8 Vp	12.65	0.17	0.15	-0.25	0.28	2557
50	G2 V	13.48	0.65	0.22	4.70	0.02	583

Lamentablemente no disponemos de espectros pertenecientes a las estrellas 9 y 11, lo que nos permitiría corroborar si se trata o no de estrellas de clase de luminosidad V como ha sido asumido por Vogt & Moffat. En el caso de la estrella 6 vemos que si bien es de clase de luminosidad V, de acuerdo a su tipo espectral estaría ubicada a una distancia de aproximadamente 2550 pc, lo cual es discordante con la distancia de 1210 pc que se obtiene mediante un ajuste de la ZAMS por las estrellas 6, 9 y 11. Por lo que en principio este conjunto de estrellas no constituirían un cúmulo abierto.

Referencias

- Girardi, L., Bressan, A., Bertelli, G., & Chiosi, C. 2000, A&AS 141, 371
- Giorgi, E.E, Vázquez, R. A., Baume, G. L. , Seggewiss , W. & Will, J.-M. 2002, A&A 381, 884
- Giorgi, E. E. , Baume, G. L., Solivella, G., Vázquez, R. A. 2005 A&A 432, 491
- Landolt, A.U. 1992, AJ 104, 340
- Moitinho, A.; Vázquez, R.A.; Carraro, G.; Baume, G.; Giorgi, E. E.; Lyra, W. 2006 MNRAS 368L, 77
- Schmidt-Kaler, Th. 1982, en Landolt-Brnstein, N.S., VI/2b, Springer, Berlin-Heidelberg-New York
- Stetson, P.B. 1987, PASP 99,191
- Vogt N. & Moffat, A.F.J. 1972, A&AS 7, 133

PRESENTACIÓN MURAL

Determinación de parámetros físicos y geométricos de cinco proto-estrellas en Taurus

L. Gramajo¹, B. Whitney², M. Gómez¹
(1) *Observatorio Astronómico de Córdoba (OAC)*
(2) *Space Science Institute, Boulder, CO 80301, USA*

Abstract. In this contribution we present our results on the modeling of the spectral energy distributions (SEDs) of a group of 5 Class I embedded sources (protostars) belonging to the Taurus-Auriga molecular cloud. We compiled fluxes between 1.25 and 1300 μm from the literature for each source. We used a radiative transfer code developed by Whitney et al. (2003) to model the SEDs. We derived geometrical and physical parameters of the star+disk system and compared our results with those obtained by other authors.

Resumen. En esta contribución se presentan resultados sobre el modelado de las distribuciones espectrales de energía (SEDs) de un grupo de alrededor de 5 proto-estrellas (objetos de Clase I) pertenecientes a la nube molecular de Taurus-Auriga. Los flujos observados fueron recopilados de la literatura y abarcan un amplio rango espectral, entre 1.25 y 1300 μm . Se utilizó el modelo de Whitney et al. (2003) para producir SEDs sintéticas que luego fueron comparadas con las reales. Para cada uno de los objetos analizados, se determinan parámetros físicos y geométricos. Finalmente se comparan estos resultados con los derivados por otros autores.

1. Introducción

En este trabajo se presentan resultados iniciales sobre el modelado de las distribuciones espectrales de energía (SEDs) correspondientes a cinco fuentes de Clase I, pertenecientes a la nube molecular de Taurus-Auriga. Estos objetos en formación poseen edades de alrededor de 10^5 años, todavía se encuentran embebidos en una envoltura de gas y polvo, ya han desarrollado una estructura de disco (con una masa de $\sim 0.01M_{\odot}$) y presentan flujos bipolares moleculares. El objetivo general de este proyecto es determinar parámetros físicos y geométricos de los objetos en esta etapa evolutiva, anterior a la etapa de T Tauri Clásica. Estos resultados, en un futuro cercano, servirán como la base de un análisis más robusto para el cual se prevé utilizar un nuevo código (Robitaille et al. 2006) basado en el de Whitney et al. (2003). Este código consta de una grilla de 200000 SEDs, y ofrece la ventaja de determinar los parámetros mencionados, con un grado mayor de precisión.

2. Procedimiento

Para construir las SEDs de los cinco objetos analizados se utilizaron flujos en distintas regiones espectrales extraídos de la literatura. Los trabajos de Kenyon et al. (1993), Whitney et al. (1997), y Padgett et al. (1999) proporcionaron los flujos entre 1.22 (banda J) y 3.5 (band L) μm . Para el rango de 4.5 a 13 μm , los datos observacionales fueron obtenidos de Kessler-Silacci et al. (2004) y Hartmann et al. (2005). Finalmente, los flujos en la región sub-milimétrica y milimétrica del espectro fueron tomados de los trabajos de Young et al. (2003), Moriarty-Schieven et al. (1994) y Eisner et al. (2005). Para el modelado de las SEDs de los cinco objetos seleccionados se empleó el código de Whitney et al. (2003). Este modelo usa la técnica Monte Carlo en el transporte radiativo de la radiación, e incorpora las contribuciones de distintas componentes circunestelares, tales como: discos de acreción, envoltentes, y cavidades. Además posibilita la utilización de distintos tipos de granos de polvo en cada región. Mediante este programa se generan SEDs sintéticas variando parámetros físicos y geométricos del sistema estrella+disco. Estos modelos sintéticos son comparados visualmente con la SED observada. Finalmente, se elige el modelo que mejor reproduce las observaciones.

En el caso particular del presente análisis se consideraron fijos los siguientes parámetros: radio y masa de la estrella central ($2.09 R_{\odot}$ y $0.5 M_{\odot}$), masa y tasa de acreción del disco ($0.01 M_{\odot}$ y $2 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{año}$). Cabe señalar que los valores adoptados son “típicos” para este tipo de objetos. En la Tabla 1 (columnas 1 y 2), por el contrario, se indica el conjunto de parámetros que fueron considerados variables y el respectivo rango inicial de variación. A fin de obtener una aproximación inicial de cada una de las SEDs analizadas se construyó una grilla de modelos variando los parámetros indicados en la columna 1 de la Tabla 1, en los pasos indicados en la columna 3 de la misma Tabla 1. Una vez seleccionado un primer modelo para cada objeto, se procedió a su refinamiento variando en forma sistemática y a pasos más pequeños los parámetros ajustables de cada modelo (ver Tabla 1, columna 4). De esta manera se seleccionó, para cada caso, el modelo que mejor reproduce cada SED.

Table 1. Parámetros variables y rango de variación

Parámetro	Rango Total	Paso 1	Paso 2
Temperatura (K)	3000 – 5000	500	100
R_c (Radio Centrífugo) (UA)	5 – 300	25	5
Tasa de Acreción ($M_{\odot}/\text{año}$)	$2 \times 10^{-6} - 1 \times 10^{-5}$	2×10^{-6}	1×10^{-6}
Inclinación ($^{\circ}$)	5 – 89.9	15	2
Ángulo de la Cavidad ($^{\circ}$)	5 – 80	15	2

3. Resultados y Análisis

En la Tabla 2 y en la Figura 4 se muestran los modelos iniciales obtenidos para los objetos IRAS 04239+2436, IRAS 04248+2612, L1551 NE (IRAS 04288+1802), IRAS 04361+2547 y IRAS 04381+2540.

Como podemos ver en la Tabla 2, tanto los valores de la tasa de acreción de masa de la envoltente como los del ángulo de apertura obtenido para las cinco proto-estrellas están

Table 2. Parámetros Geométricos y Físicos

Fuente IRAS	Tasa de Acrición [M_{\odot} /año]	R_c [UA]	Inclinación [$^{\circ}$]	Ángulo de la Cavidad [$^{\circ}$]	Temperatura [K]
04239+2436	$2.5 - 3 \times 10^{-6}$	10	27–35	10–15	4000
04248+2612	2×10^{-6}	10	72–80	20	3500
L1551 NE (04288+1802)	$1 - 4 \times 10^{-6}$	100	50	11	3500
04361+2547	$3 - 5 \times 10^{-6}$	50	60–65	7–11	4500
04381+2540	5×10^{-6}	100–130	25–30	12	3400

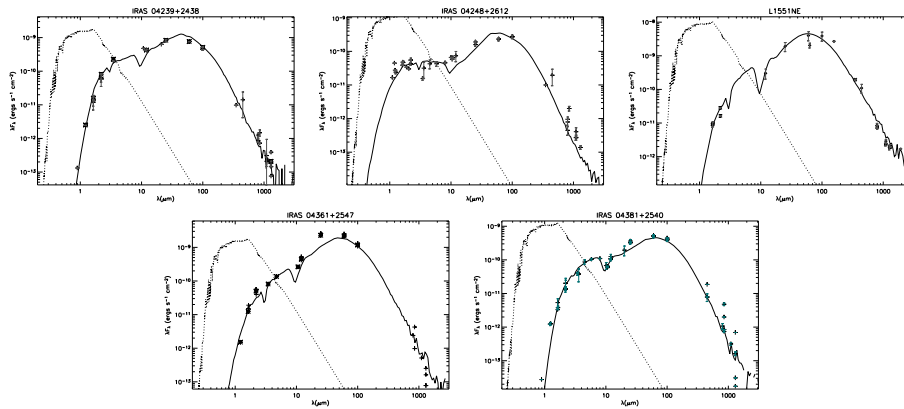


Figura 1. Modelos adoptados para las SEDs de IRAS 04239+2436 y IRAS 04248+2612 (arriba), L1551 NE (IRAS 04288+1802) y IRAS 04361+2547 (centro), y IRAS 04381+2540 (abajo). Con línea continua se grafican los modelos obtenidos, los asteriscos son los flujos observados. A modo de comparación, se indica con línea de puntos el modelo de atmósfera de Kurucz correspondiente a la temperatura efectiva de la estrella central.

de acuerdo con los valores correspondientes a la edad característica de los objetos de Clase I. En general, esperamos tasas de acreción del orden de $10^{-6} M_{\odot}$ /año y ángulos relativamente pequeños dada la extrema juventud de estas fuentes. Los valores derivados para el radio centrífugo se corresponden con las dimensiones de los radios internos de los discos de las imágenes obtenidas por HST/NICMOS (Padgett et al. 1999). Las inclinaciones de estos sistemas son compatibles con las de los flujos bipolares moleculares detectados (ver, por ejemplo, Bontemps et al. 1996). Finalmente, las temperaturas derivadas en este trabajo coinciden con las obtenidas espectroscópicamente por otros autores (ver, por ejemplo, Doppmann et al. 2005).

4. Conclusiones y Análisis Futuro

En general los resultados iniciales obtenidos para los cinco objetos analizados concuerdan satisfactoriamente con los derivados por otros autores, utilizando diversos proced-

imientos (ver, por ejemplo, Whitney et al. 1997, Eisner et al. 2005, Stark et al. 2006, entre otros). Esto afirma la confiabilidad del método empleado. En un futuro próximo se tiene como objetivo analizar las SEDs con un grado mayor de precisión, además de incursionar en la variación de otros parámetros físicos y geométricos que hasta el momento se mantuvieron fijos. Los resultados iniciales presentados en esta contribución serán utilizados como base de un análisis más completo y profundo que se hará gracias a la adaptación a nuestras facilidades computacionales de un nuevo código desarrollado por Robitaille et al. (2006), el cuál si bien está fundado en el código original de Whitney et al. (2003), permite un análisis más robusto basado en una grilla de 200000 SEDs para objetos estelares jóvenes. Esto permitirá, entre otras cosas, determinar el conjunto de parámetros que proporcionan el mejor ajuste real entre todas las combinaciones físicamente aceptables.

Referencias

- Bontemps, S., André, P., Terebey, S., Cabrit, S. 1996, *A&A*, 311, 858
Doppmann, G. W., Greene, T. P., Covey, K. R., Lada, C. J. 2005, *AJ*, 130, 1145
Eisner, J. A., Hillenbrand, L. A., Carpenter, J. M., Wolf, S. 2005, *ApJ*, 635, 396
Hartmann, L., Megeath, S. T., Allen, L., et al. 2005, *ApJ*, 629, 881
Kenyon, S. J., Calvet, N., Hartmann, L. 1993, *ApJ*, 46
Kessler-Silacci, J. E., Geers, V. C., Augereau, et al. 2004, *A&A*, 205, 17407
Moriarty-Schieven, G. H., Wannier, P. G., Keene, J., Tamura, M. 1994, *ApJ*, 436, 800
Padgett, D. L., Brandner, W., Stapelfeldt, K. R., et al. 1999, *AJ*, 117, 1490
Robitaille, T. P., Whitney, B. A., Indebetouw, R., et al. 2006, submitted
Stark, D. P., Whitney, B. A., Wood, K. 2006, *ApJ*, 649, 900
Whitney, B. A., Kenyon, S. J., Gómez, M. 1997, *ApJ*, 485, 703
Whitney, B. A., Wood, K., Bjorkman, J. E., Wolf, M. J. 2003, *ApJ*, 591, 1049
Young, C. H., Shirley, Y. L., Evans, N. J., Rawlins, J. M. C. 2003, *ApJS*, 145, 111

POSTER PAPER

Alternative method for determining mean stellar distances

L. A. Milone¹ & D. C. Merlo¹
(1) *Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba*
(OAC-UNC), Argentina.

Abstract.

As a check of a previously described method for determining mean stellar distances, we apply that method to a sample of stars of well-known distances and absolute magnitudes. The results obtained show agreement to within a few tenths of a magnitude with the mean absolute magnitude of the star sample, and an error of around 20 % with its mean distance.

Resumen.

Anteriormente describimos un procedimiento que permite determinar distancias medias de grupos estelares y que es alternativo al de las paralajes estadísticas. Aquí lo aplicamos a un grupo de estrellas con distancias y, por lo tanto, magnitudes absolutas, bien conocidas. Los resultados del test muestran que la distancia media se reproduce con un error de aproximadamente 20 % y la magnitud absoluta media muestra una diferencia de unos pocos décimos de magnitud.

1. Introduction

Nowadays, trigonometric parallaxes (π 's) with errors as small as 1 to 3 milli-arcsec (*mas*) have been obtained (Hipparcos, ESA 1997), but, unfortunately, these data tell us that only distances smaller than 1000 pc can be measured using π 's. Statistical parallaxes –supplementing π 's– let us reach larger distances. The combination of both methods allows us to calibrate the brightness of some stars of known types.

Previously, we suggested a method for determining mean stellar distances which would be useful as an independent check of the results obtained by other methods, e.g., statistical parallaxes (Milone & Merlo, 2005). Though the procedure seems to be well founded, it should be checked to determine the accuracy of the results. We have therefore applied it to a sample of stars of well-known distances and absolute magnitudes.

2. Alternative method

For a group of stars with random space velocities, evenly distributed on the sky, an observer on the Sun would observe that the following relation is satisfied: $(2V_T)/(\pi V_R) = V/(2V_R) = \pi V/(4V_T) = 1$, V_R , V_T and V being the mean radial, transversal and total space velocity of the set (the absolute value is taken for each V_R). Therefore, by determining the mean radial velocity, the mean transversal velocity can be derived, and relating it with the mean proper motion of the sample, the mean distance can be obtained. These formulae are applicable to stars not too far away from the Sun, otherwise, it is necessary to take into account the galactic rotation.

The relation connecting mean distance, transversal velocity and proper motion is: $d = (0.21090 V_T)/\mu$, with $[V_T] = Km/s$; $[\mu] = ''/yr$; $[d] = pc$.

3. Analysis of the stellar data used

We selected from the *Bright Star Catalogue* (BSC, Hoffleit & Jaschek, 1982), 54 stars of spectral types G0-G2, luminosity class V, and trigonometrical parallaxes equal or larger than $0''.05$, Stars selected are evenly distributed on the sky, with no concentration towards the galactic equator, nor to the galactic poles.

3.1. Spectral types and luminosity class

Stars were selected in the interval G0-G2 V in order to segregate a fairly common type of stars near the Sun, and thus, having significant parallaxes. Also, trying to preserve as small a range of absolute magnitudes as possible.

The spectra of several stars in our sample were classified anew, and some changes resulted (Keenan & Yorke, 1988).

3.2. Parallaxes

Stellar parallaxes used were extracted from *The Hipparcos Catalogue* (ESA, 1997); their errors are smaller than $1 mas$. Comparing Hipparcos' parallaxes with BSC ones for these stars, it is found that systematically, Hipparcos' parallaxes are smaller; this is specially true for stars that in the BSC have parallaxes of around $50 mas$.

3.3. Proper motions

In Table 1, the total proper motions from BSC and Hipparcos are shown for a sub-set of arbitrarily selected stars from our sample. Clearly, differences are usually very small and not systematic for individual stars. In the mean value of the pm 's (which is used in our method) the difference is negligibly small. We concluded that pm 's from BSC can be used in this test.

3.4. Radial velocities

Radial velocities were obtained from the *SIMBAD* database on the web (Centre de Données Stellaire, Strasbourg, France).

Table 1
Total proper motions from BSC and Hipparcos.

<i>HD</i>	μ -BSC (")	μ -Hipp (")	<i>HD</i>	μ -BSC (")	μ -Hipp (")
1461	0.432	0.442	95128	0.324	0.321
3823	1.001	0.988	110897	0.382	0.386
10307	0.822	0.811	130948	0.154	0.148
17051	0.401	0.399	137107	0.233	0.216
20807	1.486	1.478	147584	0.231	0.229
34411	0.844	0.844	160269	0.568	0.594
39881	0.605	0.611	197076	0.330	0.334
64096	0.350	0.352	211415	0.791	0.771
84117	0.474	0.478	214953	0.321	0.331

BSC mean $pm = 0''.5416$; Hipp mean $pm = 0''.5407$

3.5. Colors

For each spectral type, its mean color was calculated, and in Table 2, a comparison is made with FitzGerald (1970) published values. From the close agreement shown by both sets of values, we concluded that reddening does not affect our colors, and that no corrections for interstellar absorption are necessary.

Table 2
Intrinsic colors.

<i>Sp.T.</i>	$(B - V)^1$	$(B - V)^2$
F9	0.57	0.56
G0	0.59	0.60
G1	0.61	0.62
G2	0.66	0.63
G3	0.64	0.65
G4	0.64	0.65
G5	0.64	0.68

(1) Mean value for the stars; (2) FitzGerald (1970).

4. High-velocity stars

Stars with space velocities –relative to the Sun– larger than 50 Km/s were considered *high-velocity stars*. Stars with total annual proper motion of around $1''$, or larger, and/or a V_R larger than 50 Km/s , were included in a category of *suspected high-velocity stars*, and their space velocities were calculated.

Table 3 shows the resulting set of high-velocity stars; i.e., that some 20 % of the stars in our sample are high-velocity stars. As they do not have random velocities relative to the Sun, they were not included in the calculation of mean absolute magnitudes.

Table 3
High-velocity stars.

HD	V_T (Km/s)	V_R (Km/s)	V (Km/s)	M_V	Sp.T.
1581	69	9	70	4.72	F9 V
3823	81	2	81	3.84	G1 V
13974	61	-6	61	4.74	G0 V
19373	66	50	83	3.80	G0 V
20807	77	12	78	4.84	G2 V
34411	56	66	87	4.20	G2 IV–V
63077	128	103	164	4.40	G0 V
90508	80	-7	80	4.56	F9 V
136352	117	-69	136	4.75	G3–5 V
157214	65	-79	102	4.58	G0 V
176051	20	-47	51	4.35	F9 V

V_T : transversal velocity; V_R : radial velocity; V : space velocity.

5. Mean absolute magnitude

From the used data (high velocity stars excluded) we derive: a) Mean apparent magnitude (MApMg): $\langle m \rangle = 5.33$; b) Mean parallax (MPar): $\langle p \rangle = 0''.085$ (distance=11.8 pc); c) Mean distance (MDist): $\langle d \rangle = 16.0$ pc (parallax=0''.063); d) Mean absolute magnitude (MAbMg): $\langle M \rangle = 4.50$.

We can also derive a mean absolute magnitude using the MPar (M_p), or MDist (M_d): $\langle M_p \rangle = 4.97$ and $\langle M_d \rangle = 4.31$, respectively. In the kinematical procedure we are employing, a mean distance is derived for the stars of the sample. We find $\langle d' \rangle = 12.3$ pc and $\langle M' \rangle = 4.86$, that is differences of around 23 % in distance (a much closer agreement with the mean parallax distance) and 0.36 of a magnitude in mean absolute magnitude (again, a much closer agreement with the absolute magnitude derived from the mean parallax).

6. Conclusions

The agreement of the results is acceptable. It is expected that a larger sample of stars would improve the agreement.

Acknowledgments. This research has made use of the *SIMBAD* database, operated at CDS, Strasbourg. Many thanks to an anonymous referee for comments that help us to improve this paper.

References

- ESA 1997, *The Hipparcos Catalogue*, (ESA SP-1200).
- FitzGerald, M.P. 1970, *A&A*, 4, 234.
- Hoffleit, D. & Jascheck, C.O.R. 1982, *The Bright Star Catalogue*, Yale University Observatory, USA.
- Keenan, P.C. & Yorka, S.B. 1988, *BICDS*, 35, 37.
- Milone, L.A. & Merlo, D.C. 2005, *Bol.Asoc.Arg.Astr.*, 48, 267.

PRESENTACIÓN MURAL

Flashes de hidrógeno en enanas blancas con núcleos de He y de C-O. Relaciones Masa-Radio

J. A. Panei^{1,2}, L. G. Althaus^{1,2}, X. Chen³, Z. Han³

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

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

(3) *National Astronomical Observatories, Yunnan Observatory, Chinese Academy of Sciences, China*

Abstract.

We study the full evolution of helium- and carbon-oxygen-core white dwarfs. We analyze the effects of chemical diffusion in white dwarf ages. In addition we show mass-radius relations for helium- and carbon-oxygen-core white dwarfs.

Resumen.

Estudiamos la evolución completa de enanas blancas con núcleos de helio y con núcleos de carbono-oxígeno. Analizamos el efecto de la difusión química en las edades de las enanas blancas. Presentamos relaciones masa-radio para enanas blancas con núcleos de helio y de carbono-oxígeno.

1. Introducción

En el presente trabajo estudiamos la evolución completa de enanas blancas con núcleos de helio (He-WD) y de carbono-oxígeno (CO-WD). Se explora la dicotomía de edad que se observa en varias He-WDs que son compañeras de púlsares de milisegundo (m-PSRs) sobre la base de configuraciones estelares observadas derivadas de los cálculos de la evolución binaria. Realizamos el cálculo evolutivo de diez secuencias de He-WD cuyas masas finales son 0.1869, 0.2026, 0.2495, 0.3056, 0.3333, 0.3515, 0.3844, 0.3986, 0.4160 y 0.4481 M_{\odot} y cinco secuencias de CO-WD con masas finales de 0.3515, 0.3844, 0.3986, 0.4160 y 0.4481 M_{\odot} (con metalicidad $Z = 0.02$). Computamos la evolución binaria desde la secuencia principal hasta el estado de WD, en una forma auto-consistente con las predicciones de la quema nuclear, asentamiento gravitacional y difusión química y térmica. Nuestro resultado principal es que los procesos de difusión son un ingrediente clave para explicar la edad observada y la dicotomía en las envolturas de las WDs de baja masa, una conclusión que permanece válida aún cuando se tiene en cuenta la historia detallada de los progenitores de las WDs. Presentamos relaciones masa-radio para modelos de WDs con núcleos de He y envolturas de hidrógeno (H) y para WDs con núcleos de C-O y envolturas de H-He. El código empleado para la evolución binaria, desde la ZAMS hasta el estado de pre-WD es el descrito por Han et al. 2000 y Chen & Han (2002). Para el régimen de WD, el código es el descrito en Althaus et al. (2001, 2003).

2. Resultados evolutivos

Como es sabido, durante el régimen de WD, la quema de H en capa puede volverse inestable, conduciendo a flashes termonucleares mediante el ciclo CNO. Estos flashes no ocurren en He-WDs con masas $\lesssim 0.18 M_{\odot}$. Además la difusión induce flashes termonucleares adicionales, los cuales se deben a la cola de la distribución de H que es difundida químicamente hacia adentro a regiones donde la temperatura es lo suficientemente alta como para quemarlo, produciendo una gran liberación de energía. La difusión hace que el H flote hacia la superficie, y el He y demás elementos pesados se undan, resultando así una WD con una envoltura exterior de H puro.

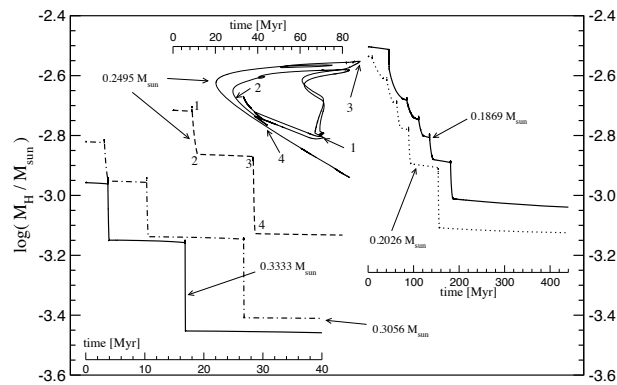


Figura 1. Masa de la envoltura de H vs. la edad para He-WDs.

La Fig. 1 muestra la evolución de la masa de H de la envoltura (M_H) en M_{\odot} vs. la edad (en 10^6 años) durante los flashes termonucleares para He-WDs. Se incluye el DHR para un modelo de $0.2495 M_{\odot}$. Notar como, durante los flashes termonucleares, la envoltura de H es consumida en un intervalo de tiempo muy corto. Este intervalo es menor cuanto mayor es la masa de la WD. Como consecuencia la WD entra con una envoltura muy delgada a la rama final de enfriamiento.

3. Relaciones masa-radio para He- y CO-WDs

Las relaciones masa-radio (M-R) fueron derivadas a partir de las secuencias evolutivas mencionadas en la Introducción. Los modelos de He-WD, están compuestos por un núcleo de He y una envoltura de H; los de CO-WD poseen un núcleo de C-O y están rodeados de una envoltura de He y una más exterior de H. Los modelos poseen grandes radios a mayores temperaturas (Panei et al. 2000). Notar que para $T_{eff} \rightarrow 0$, el radio de los modelos tiende al valor de Hamada y Salpeter (HS). En la Fig. 2 se muestran relaciones M-R para modelos de He-WD. Las líneas llenas corresponden a modelos de temperatura finita (en 10^3 K) desde 4 a 40 con paso 4. La línea de puntos representa la relación M-R de HS para modelos homogéneos de He. Las líneas de trazos son isocronas (en 10^6 años) para 50, 100, 500, 1000, 2000 y 5000. Se incluyen WDs compañeras de PSR J0751+1807 y PSR J1911-5958A. En la Fig. 3 se muestran relaciones M-R para modelos de CO-WD, las líneas llenas varían de 5 a 80 con paso 5

(en $10^3 K$). Las líneas de trazos son isocronas (en 10^6 años) para 100, 500, 1000 y 4000. Se incorporaron además las relaciones de HS para C y O.

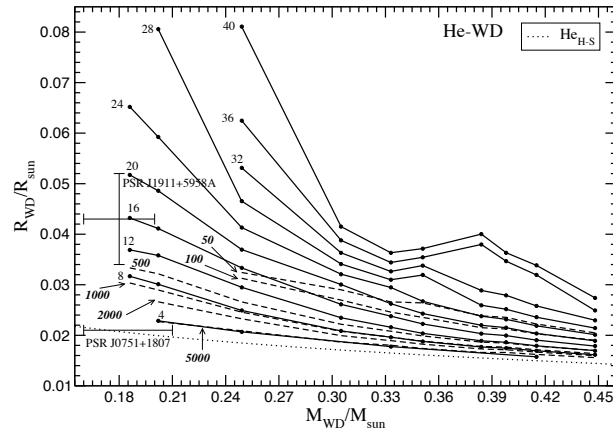


Figura 2. Relaciones M-R para modelos de He-WDs.

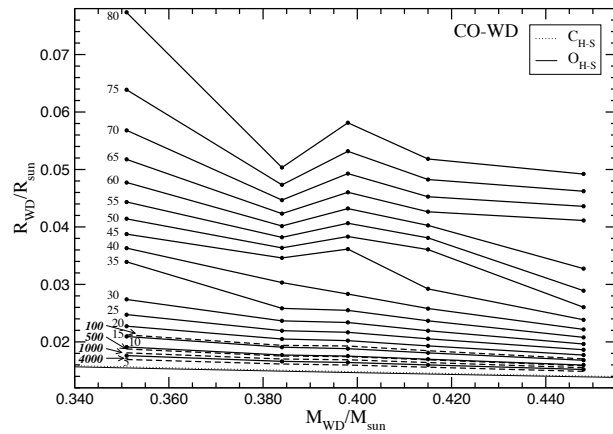


Figura 3. Idem Fig. 2 pero para CO-WDs

4. Resultados y conclusiones

La difusión de los elementos químicos es un proceso importante que ocurre en las WDs. El objetivo principal de este trabajo fue demostrar que la difusión química juega un rol importante para determinar las edades de las He-WDs y más fundamentalmente en predecir la dicotomía de edad observada en las He-WDs para masas $M_* \sim 0.18 M_{\odot}$, como ya fue visto en Althaus et al. (2001), sobre la base de modelos simplificados para los progenitores de las He-WDs. Aquí hemos mejorado los cálculos anteriores, mediante el

cómputo de la evolución binaria previa. Hemos incorporado cálculos de CO-WDs también obtenidos a partir de la evolución binaria. Esta dicotomía de edad y de envoltura que se observa en algunas He-WDs compañeras de m-PSRs, consiste en que si la masa de la WD es $\lesssim 0.18 M_{\odot}$, la envoltura remanente con la cual la WD entra en la rama de enfriamiento es lo suficientemente gruesa como para retrasar la evolución; en las WDs con masas por sobre ese valor la envoltura de H es delgada, resultando así edades más cortas. Hemos visto que las envolturas de H pueden ser reducidas considerablemente mediante el incremento de la quema de H, durante los episodios de los flashes inducidos por difusión. Hemos computado la evolución de diez modelos de He-WDs y cinco de CO-WDs en forma autoconsistente con las predicciones de la quema nuclear, asentamiento gravitacional, difusión química y térmica, todos obtenidos a partir de la evolución binaria.

Concluimos que los modelos con difusión arrojan edades cortas para las WDs, comparado con el caso en que la difusión no se tiene en cuenta (Nelson et al. 2004 y Driebe et al. 1998). La difusión parece ser el ingrediente clave en el modelado de las WDs para concordar con las edades de *spin-down* de varios m-PSRs. Específicamente, la difusión de los elementos produce flashes adicionales debido a la quema de H en la envoltura, lo cual conduce a envolturas de H delgadas. Como resultado las WDs se enfrían rápidamente cuando evolucionan sobre la rama final de enfriamiento. Hay una amplia evidencia observacional de que la difusión sucede en las WDs. Por ejemplo, argumentos de la evolución espectral de las WDs dan indicios de la ocurrencia de la difusión en las capas más externas de las WDs. Una evidencia directa, se encuentra en los análisis astrosismológicos en WDs pulsantes deficientes en H, los que revelaron que la difusión toma lugar en el interior de estas estrellas (Metcalf et al. 2005).

Para finalizar, hemos agregado relaciones masa-radio para WDs con núcleos de He y envoltura de H, y para WDs con núcleos de C-O con una envoltura interna de He y una más exterior de H.

Referencias

- Althaus, L. G., Serenelli, A. M., & Benvenuto, O. G. 2001, MNRAS, 323, 471
Althaus, L. G., Serenelli, A. M., Córscico, A. H., & Montgomery, M. H. 2003, A&A, 404, 593
Chen, X., & Han, Z. 2002, MNRAS, 335, 948
Driebe, T., Schönberner, D., Blöcker, T., & Herwig, F. 1998, A&A, 339, 123
Han, Z., Tout, C. A., & Eggleton, P. P. 2000, MNRAS, 319, 215
Metcalf, T. S., Nather, R. E., Watson, T. K., Kim S.-L., Park, B.-G., Handler, G. 2005, A&A, 435, 649
Nelson, L. A., Dubeau, E., & MacCannell, K. A. 2004, ApJ, 616, 1124
Panei, J. A., Althaus, L. G. & Benvenuto, O. G. 2000, A&A, 353, 970

POSTER PAPER

NGC 5288: an open cluster with a low-density extended coronal region located beyond the Carina spiral arm

A. E. Piatti^{1,2}, J. J. Clariá^{2,3} & A. V. Ahumada^{2,3}

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

(2) *CONICET*

(3) *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC (Argentina)*

Abstract. We present CCD BVI images of 15688 stars in the field of the previously unstudied open cluster NGC 5288. The cluster has a core of angular size $\sim 1.3'$ and a low-density extended coronal region of $\sim 6.3'$. Using theoretical isochrones and adopting $Z = 0.040$, which provides the best global fit, we derive an age of (130 ± 35) Myr, $E(B-V) = 0.75$, $E(V-I) = 0.95$ and $V-M_V = 14.00$. The cluster is located at (2.1 ± 0.3) kpc from the Sun beyond the Carina spiral arm. Using CCD VI data published for the open cluster NGC 5381, its fundamental parameters are derived for the first time. The properties of some open clusters aligned along the line-of-sight of NGC 5288 and others of similar ages to NGC 5288 are examined. Evidence is presented that the latter ones did not form mainly along the spiral arms but rather in the thin disc ($Z \sim \pm 100$ pc).

Resumen. Presentamos imágenes BVI de 15688 estrellas en el campo de NGC 5288, un cúmulo abierto aún no estudiado. NGC 5288 posee un núcleo de $\sim 1.3'$ de radio angular y una región coronal extendida de $\sim 6.3'$. Usando isócronas teóricas y adoptando $Z = 0.040$, valor con el cual se obtiene el mejor ajuste global, resulta una edad de (130 ± 35) millones de años, excesos de color $E(B-V) = 0.75$ y $E(V-I) = 0.95$ y un módulo de distancia $V-M_V = 14.00$. El cúmulo está ubicado a (2.1 ± 0.3) kpc del Sol más allá del brazo espiral de Carina. Usando datos CCD VI publicados para NGC 5381, se determinan por primera vez los parámetros fundamentales de este cúmulo. Se examinan las propiedades de cúmulos abiertos ubicados en la misma dirección que NGC 5288 y en particular de aquéllos con una edad similar a éste. Se concluye que estos últimos no se formaron a lo largo de los brazos espirales sino mas bien en el disco delgado ($Z \sim \pm 100$ pc).

1. Structural cluster features

CCD images of NGC 5288 were obtained with the Johnson B and V and Kron-Cousins I filters using the 0.9 m telescope at CTIO (Chile). The telescope was equipped with a 2048x2048 pixels Tektronix CCD (scale $0.4''/\text{pixel}$). The cluster center was determined statistically by fitting stellar density profiles and by applying a method described by Piatti et al. (2005). From the stellar density cluster profile we estimated a cluster radius of (950 ± 50) pixels ($\sim 6.3' \pm 0.3'$). NGC 5288 has a relatively small but conspicuous nucleus of ~ 200 pixels ($\sim 1.3'$) and a low-density extended corona. The existence

of coronae in open clusters is well documented. Nilakshi et al. (2002) showed that the corona can exist from the very beginning of cluster formation and that dynamic evolution is not the reason for its occurrence. They also found that the average value of the ratio between the annular width of the corona and the core radius is 4.3 ± 1.9 . For NGC 5288, we derived a ratio of 3.6, which is in good agreement with the above mentioned value.

2. Colour-magnitude diagrams and fundamental cluster parameters

The resulting (V,B-V) (Fig. 1, left) and (V,V-I) CMDs reveal a crowded broad sequence of stars that traces the cluster main sequence (MS) along ~ 6 mag. No clump of red stars is visible. Most of the field stars are grouped in a redder sequence roughly shifted from the cluster MS that extends fairly parallel to it. In spite of the relatively low densities in the cluster coronal region, it contains $\sim 75\%$ of the cluster members. Fig. 1 (right) shows circular extracted (V,B-V) CMDs with radii of 200 and 950 pixels for the cluster core and core plus corona region, respectively (upper panels), and $r > 1000$ pixels for the star field region (lower right panel). Similarly extracted (V,V-I) CMDs were also built. To differentiate the sequences of the cluster core from field CMDs, we first overplotted the fitted ZAMS of Lejeune & Schaerer (2001) on the upper left CMDs. Then, we drew by eye the field star sequence using the lower right extracted CMDs and, finally, we added the adjusted ZAMS to these extracted field CMDs. The differences between the two sequences are $\Delta(B-V) \sim 0.1-0.2$ mag and $\Delta(V-I) \sim 0.2-0.3$ mag. To eliminate field stars in the CMDs we applied the statistical method described by Piatti et al. (2003). The upper right and lower left panels of Fig. 1 (right) illustrate the application of this method and show the $r < 950$ pixel CMDs before and after the cleaning process.

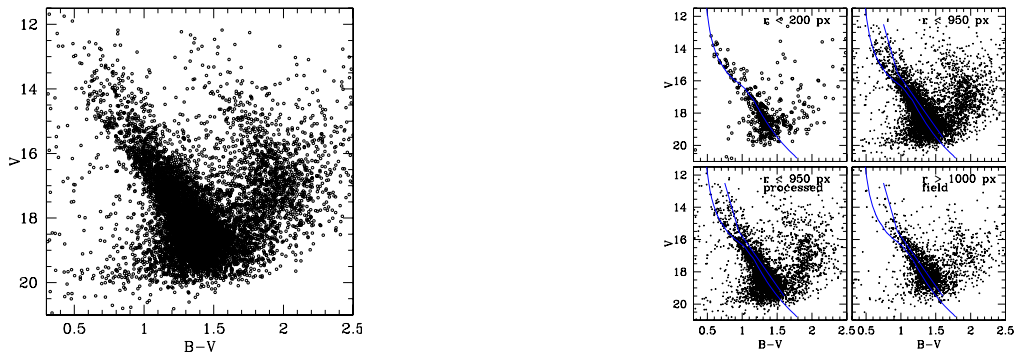


Figure 1. *Left:* (V,B-V) CMD for NGC 5288. *Right:* (V,B-V) CMDs for different extracted circular regions. The Geneva ZAMS ($Z = 0.04$) and the fiducial MS of the cluster surrounding field are shown.

To estimate the cluster fundamental parameters, we chose the $r < 200$ pixel CMDs. Note that most bright stars defining the cluster turnoff are not spread all over the cluster area, core plus corona, but are concentrated in the core region. We fitted theoretical isochrones computed by Lejeune & Schaerer (2001) to the observed CMDs. Using $Z = 0.008, 0.020$ and 0.040 , we derived colour excesses and distance moduli in each case.

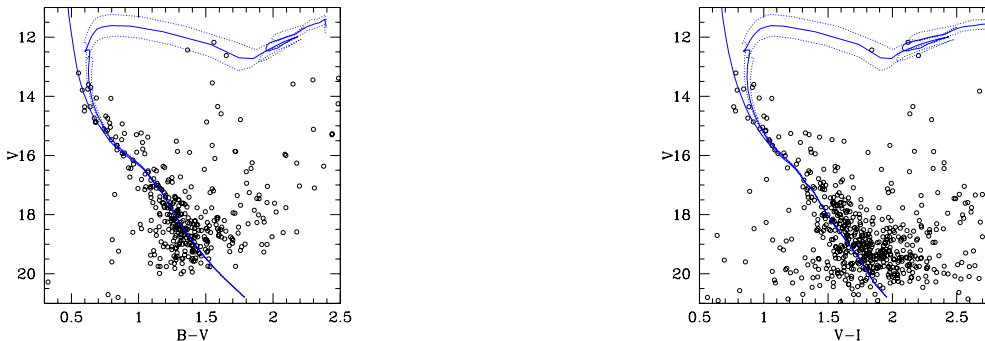


Figura 2. Field cleaned (V,B-V) and (V,V-I) CMDs for NGC 5288. The Geneva ZAMS and isochrones of $\log t = 8.00$, 8.10 and 8.20 for $Z = 0.04$ are overplotted.

Although the ZAMSs for the three distinct metallicities fit the lower MS very well, that for $Z = 0.040$ is the one which best continues the non-evolved star sequence. The isochrone of $\log t = 8.10$ ($t = 130$ Myr) turned out to be the one which most accurately reproduces the cluster features in the two CMDs. To match this isochrone, we used $E(B-V)$, $E(V-I)$ and $V-M_V$ of 0.75 , 0.95 and 14.00 , respectively. In Fig. 2 we overplotted the ZAMS and the isochrone of $\log t = 8.10$ (solid lines) for $Z = 0.040$ on the cluster CMDs, and two additional isochrones of $\log t = 8.00$ and 8.20 for comparison purposes (dotted lines). The derived $E(V-I)/E(B-V)$ ratio shows an excellent agreement with the value 1.25 from the normal reddening law. If we adopt the most frequently used value for the $A_V/E(B-V)$ ratio (Straižys 1992), we determine for NGC 5288 a distance from the Sun of (2.1 ± 0.3) kpc.

3. Comparison with other Galactic open clusters

28 open clusters were found in WEBDA to be located at $(l,b)_{NGC\ 5288} \pm 5^\circ$, among them NGC 5381. Pietrzyński et al. (1997) performed CCD VI observations of NGC 5381 with the aim of searching variable stars in the cluster field. However, they did not derive the cluster parameters. Using their VI data and the same method as for NGC 5288, we determined for NGC 5381 the following basic parameters: $E(V-I) = 0.65 \pm 0.05$ and $V-M_V = 13.25 \pm 0.25$, which turned into $E(B-V) = 0.52 \pm 0.05$ and $d = (2.1 \pm 0.4)$ kpc, if we assume $E(V-I)/E(B-V) = 1.25$ and $A_V/E(B-V) = 3.2$. We also derived an age of 450 Myr for $Z = 0.040$.

The top left panel of Fig. 3 shows the distribution of the selected clusters and NGC 5288 in the Galactic (X,Y) plane. We indicate with an arrow BH 144, located at 12 kpc. Note that the distance between the outermost and innermost clusters is nearly 12 kpc and that NGC 5288 is located behind the Carina spiral arm. The top right panel shows the relation between the visual absorption and the distance from the Sun. Note that the absorption in the direction of NGC 5288 appears not to be much more pronounced than the one along the direction of Baade's window (solid line). The bottom left panel shows the distribution in the (X,Y) plane of 66 open clusters with ages similar to that of NGC 5288, i.e., $8.0 < \log t < 8.2$. The circle centered at the Sun's position has a

radius of 2 kpc. NGC 5288 is one of the two most distant inner disc clusters (we use the solar circle to distinguish between inner and outer disc clusters). The bottom right panel shows the clusters projected on to the Galactic (Z,X) plane. By looking at both bottom panels, we conclude that clusters of that age range did not form preferentially along the Galactic spiral arms, but in the thin disc ($Z \sim \pm 100$ pc).

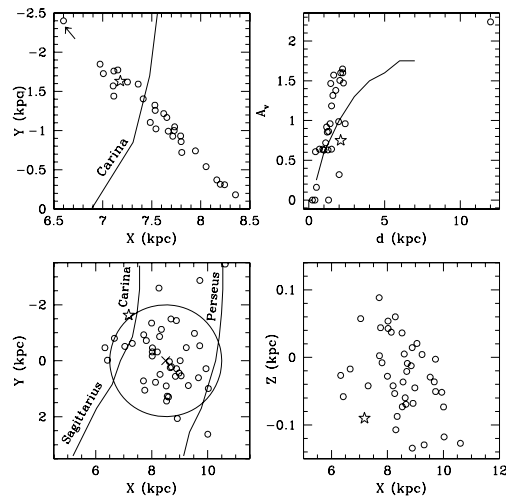


Figure 3. *Top:* Relations between the Galactic coordinates X and Y (*left*), and the distance from the Sun and the visual absorption of known open clusters in the direction of NGC 5288 (*right*). Selected clusters and NGC 5288 are represented by open circles and by an open star, respectively. *Bottom:* Relation between the Galactic coordinates X,Y and Z of open clusters with ages in the range $\log t = 8.0-8.2$. A circle of 2 kpc radius centered at the Sun's position is drawn in the bottom left panel. The Galactic center position is given by $(X,Y,Z)=(0,0,0)$.

References

- Lejeune, T. & Schaerer, D. 2001, *A&A*, 366, 538
 Nilakshi Sagar, R., Pandey, A.K. & Mohan, V. 2002, *A&A*, 383, 153
 Piatti, A.E., Clariá, J.J. & Ahumada, A.V. 2005, *PASP*, 117, 22
 Piatti, A.E., Clariá, J.J. & Ahumada, A.V. 2003, *MNRAS*, 346, 390
 Pietrzyński, G., Kubiak, M., Udalski, A. & Skymanski, M. 1997, *Acta Astron.*, 47, 437
 Straižys, V. 1992, *Multicolor Stellar Photometry*, Pachart Publishing House, Arizona

PRESENTACIÓN MURAL

Modelado de las distribuciones espectrales de energía de estrellas de tipo FU Orionis

J. A. Rodón¹, L. V. Gramajo¹, M. Gómez¹
(1) *Observatorio Astronómico de Córdoba (OAC)*

Abstract. FU Orionis stars (FUORs) are pre-main sequence objects that periodically incur in a steeply change (outburst) of their brightness in ~ 10 yr followed by a gradual descent to its original value ($\Delta V \sim 6$ mag) in ~ 100 yr. A circumstellar disk explains the main characteristics of the FU Orionis class and may also harbor the triggering mechanism of the outburst. In this contribution we show the observed Spectral Energy Distributions (SEDs) of 5 FU Orionis objects (including V1647 Ori, for which pre- and post- outburst SEDs are available), and present models obtained with the Monte Carlo code developed by Dr. Barbara Whitney. We have determined the physical and geometrical parameters of FUORs disks and confronted them with “canonical” T Tauri disks.

Resumen. Las estrellas FU Orionis (FUORs) son objetos de pre-secuencia principal que periódicamente sufren un cambio abrupto (estallido) en su brillo ($\Delta V \sim 6$ mag) en ~ 10 años, seguido por un descenso gradual hacia su valor original en ~ 100 años. Un disco circunestelar puede explicar las principales características definitorias de la clase FU Orionis y también podría albergar el mecanismo desencadenante del estallido. En esta contribución mostramos las distribuciones espectrales de energía (SEDs) observadas de 5 objetos FU Orionis (incluyendo V1647 Ori para la cual se dispone de las SEDs tanto antes como después del estallido) y presentamos modelos, obtenidos con el código Monte Carlo desarrollado por la Dra. Barbara Whitney. Determinamos los parámetros físicos y geométricos de los discos de tipo FU Orionis y los comparamos con los discos “canónicos” de las estrellas de tipo T Tauri.

1. Introducción

Las estrellas FU Orionis son objetos de pre-secuencia principal que periódicamente incurren en un aumento de brillo de ~ 6 magnitudes en un lapso de pocos años y luego decaen paulatinamente durante algunos siglos a su brillo original. Este incremento de brillo se debe a un aumento en la tasa de acreción de material hacia la estrella desde el disco circunestelar de gas y polvo que la rodea. El proceso genera profundos cambios físicos, que afectan a la posterior evolución del disco circunestelar y la estrella central. El grupo FU Orionis fue definido en base a las características observacionales presentadas por los ahora prototipos de la clase, las estrellas FU Orionis, V1057 Cygni y V1313 Cygni. Además se observan distintos fenómenos espectroscópicos típicos del grupo, como por ejemplo, la variación del tipo espectral con la longitud de onda para

un mismo objeto, yendo desde los tipos F – G en la zona del óptico hasta los K – M en la zona infrarroja. Otros aspectos son la variación del ancho de línea con la longitud de onda y la presencia de líneas con perfiles P Cygni, y con dos picos (Hartmann & Kenyon, 1996). Todas estas peculiaridades espectroscópicas son explicadas con la presencia de un disco circunestelar de gas y polvo en rotación kepleriana alrededor de la estrella, lo cual también explica los excesos de emisión detectados en el infrarrojo (Hartmann & Kenyon, 1996).

En este trabajo se reproducen las distribuciones espectrales de energía (SEDs) de 5 objetos FU Orionis (incluyendo V1647 Ori para el cual se dispone de las SEDs tanto antes como después del estallido), realizando modelos mediante el código numérico de B. Whitney et al. (2003). Los parámetros físicos y geométricos de los modelos obtenidos son confrontados entre sí y también con los canónicos para una estrella tipo T Tauri, el supuesto estado previo de las estrellas FU Orionis.

Table 1. Principales parámetros de los modelos obtenidos para: V1331 Cyg, Par 21, V1647 Ori post-estallido¹ y pre-estallido², V1057 Cyg y L1551 IRS 5

Parámetros	V1331 Cyg	Par 21	V1647 Ori ¹	V1647 Ori ²	V1057 Cyg	L1551 IRS 5	
Radio (R_{\odot})	5	3	5	2.5	5	8	Fuente
Temp. efec. ($^{\circ}$ K)	7000	6000	7000	5400	6500	4800	
Masa (M_{\odot})	3	2	2	0.55	0.7	1.5	
Masa (M_{\odot})	0.25	0.25	0.25	0.02	0.15	0.01	Disco
Radio máx. (UA)	800	500	500	500	700	100	
Radio mín. (UA)	4	4	4	4	5	2	
Acreción ($M_{\odot}/\text{año}$)	10^{-5}	10^{-5}	10^{-5}	10^{-6}	10^{-5}	10^{-8}	
Radio máx. (UA)	1000	6000	2000	2000	5000	5000	Envolvente en colapso
Acreción ($M_{\odot}/\text{año}$)	3×10^{-7}	10^{-7}	10^{-7}	10^{-7}	5×10^{-5}	10^{-5}	
Apert. Cavidad	25°	70°	70°	70°	30°	20°	
Inclinación	40°	40°	60°	60°	0°	50°	

2. Descripción breve del modelo empleado y de la metodología utilizada

El modelo de Whitney et al. (2003) reproduce un sistema protoestelar consistente en una fuente central emisora de fotones, un disco circunestelar a su alrededor y una nube de gas y polvo envolviendo a ambos (la envolvente). El código se basa en las rutinas Monte Carlo aplicadas al transporte radiativo, mediante las cuales realiza el seguimiento de fotones no polarizados emitidos por la fuente central a medida que son dispersados y absorbidos por las distintas componentes del sistema. Como resultado el código calcula la cantidad de flujo que ha sido absorbido por las componentes, valiéndose para ello del conteo de fotones en las casillas de una grilla espacial en la cual se divide el sistema. La salida del modelo es muy versátil, ya que puede ser utilizada para generar mapas de polarización, diagramas de isofotas, imágenes en distintos filtros fotométricos y, lo que más nos atañe, distribuciones espectrales de energía, entre otras cosas. La entrada del

modelo consiste en una serie de parámetros físicos y geométricos de la estrella, el disco circunestelar y la envoltente de polvo.

Las SEDs utilizadas fueron confeccionadas con datos fotométricos recopilados de distintos autores, procurando abarcar el rango espectral desde el ultravioleta hasta el milimétrico. Debido a que las estrellas FU Orionis son variables, se utilizaron observaciones contemporáneas entre sí. Una vez confeccionada la SED con las observaciones recopiladas, se la comparó con una serie de modelos (rápidos) realizados a manera de librería o “templates”, en los cuales sólo se variaron determinados parámetros. De esa comparación se determinaron los principales parámetros del disco y la envoltente. En el caso de los parámetros estelares, los mismos fueron extraídos de la literatura. A continuación se procedió a realizar modelos rápidos, en los cuales se fueron modificando los distintos parámetros del modelo a fin de reproducir la SED observada. Una vez obtenidas, las SEDs sintéticas, éstas fueron graficadas junto con las observacionales mediante rutinas IDL. Una vez lograda una buena aproximación con los modelos rápidos, se realizó un modelo con mayor relación señal/ruido, para poder apreciar mejor los detalles de la SED.

3. Resultados obtenidos y Perspectivas Futuras

En la Tabla 1 se presentan los principales parámetros obtenidos para los modelos de los objetos reproducidos, mientras que la Figura 1 muestra las SEDs sintéticas obtenidas junto con las observaciones recopiladas de la literatura. En el caso de V1647 Ori se cuenta con información observacional obtenida antes y después de su estallido, registrado en el 2004, por lo que se modelaron las SEDs correspondientes a ambas épocas. Como podemos ver en la Tabla 1, las temperaturas efectivas obtenidas para las estrellas FU Orionis corresponden a tipos espectrales F, bastante más tempranos que los tipos espectrales K y M asociados a estrellas T Tauri. También apreciamos el aumento en la tasa de acreción de material desde el disco a la estrella, pasando de $\sim 10^{-6}$ a $^{-8}$ M_{\odot} /año a $\sim 10^{-4}$ a $^{-5}$ M_{\odot} /año, como predice el modelo de inestabilidad térmica (Hartmann & Kenyon, 1996). Otro cambio importante en las FU Orionis es el marcado aumento de masa en el disco. Vemos como, en general, (salvo L1551 IRS 5) la masa del disco es del orden de $0.1 M_{\odot}$ (Sandell & Weintraub, 2001), mientras que a los discos de las estrellas T Tauri se les determinan masas del orden de $0.01 M_{\odot}$ (Beckwith et al., 1990). Este hecho también respaldaría la hipótesis de la inestabilidad térmica como desencadenante del estallido FU Orionis, ya que dicha inestabilidad ocurre cuando aumenta la cantidad de material en el disco. Hay que notar que de los 5 objetos aquí presentados 3 son de Clase II (Parsamian 21, V1057 Cyg y V1331 Cyg), mientras que los restantes (V1647 Cyg y L1551 IRS 5) son de Clase I. Teniendo esto en cuenta, vemos que los tamaños de discos de los objetos Clase I modelados son concordantes con los considerados típicos para dicha Clase, de $\sim 10^2$ UA (Padgett et al. 1999).

El objetivo final del presente trabajo es realizar un análisis estadístico detallado de las propiedades de los discos de tipo FUORs en relación a los discos T Tauri. Por el momento se han analizado 5 de los 20 objetos de la muestra completa actualmente conocida. El modelado de los restantes miembros de la clase se encuentra en curso por lo que en un futuro próximo se espera llevar a cabo el mencionado análisis a fin de confrontar de manera cabal las propiedades físicas de los discos en las etapas de T Tauri y FUOR.

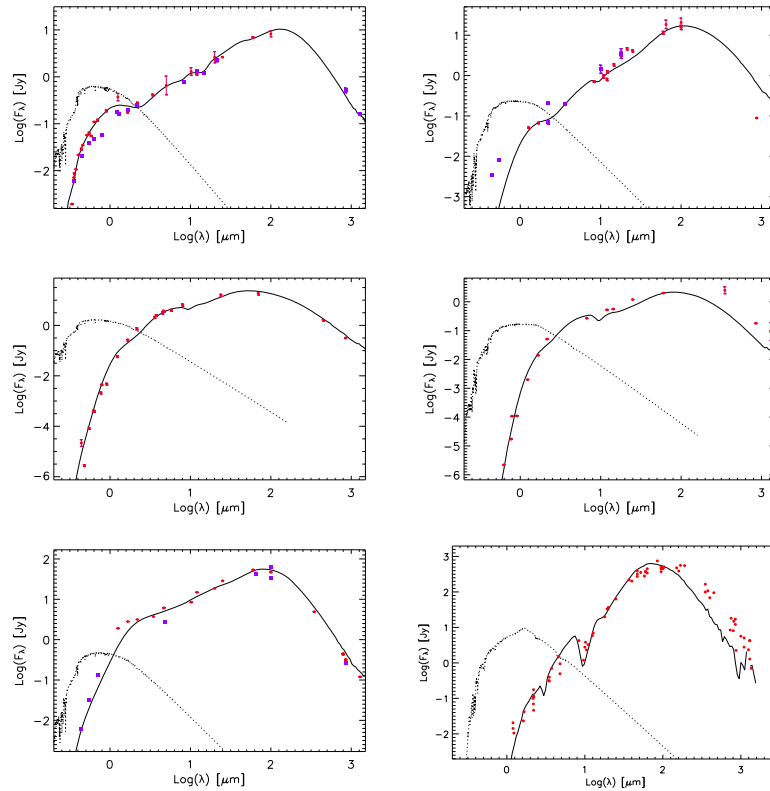


Figura 1. A la izquierda se muestran los mejores modelos para las SEDs de las fuentes V1331 Cyg (arriba), V1647 Ori (post-estallido, centro), y V1057 Cyg (abajo). A la derecha, los mejores modelos para las SEDs de las fuentes Parsamian 21 (arriba), V1647 Ori (pre-estallido, centro), y L1551 IRS 5 (abajo). Con línea continua se grafican los modelos obtenidos, los puntos son los flujos observados. A modo de comparación, se indica con línea de puntos el modelo de atmósfera de Kurucz correspondiente a la temperatura efectiva de la estrella central.

Referencias

- Beckwith, S. V. W., Sargent, A. I., Chini, R. S., Guesten R. 1990, AJ, 99, 924
 Hartmann, L., & Kenyon, S. J. 1996, ARA&A, 34, 207
 Padgett, D. L., Brandner, W., Stapelfeldt, K. R., et al. 1999, AJ, 117, 1490
 Sandell, G., & Weintraub, D. A. 2001, ApJS, 134, 115
 Whitney, B. A., Wood, K., Bjorkman, J. E., Wolf, M. J. 2003, ApJ, 591, 1049

PRESENTACIÓN MURAL

Másers en regiones de formación de estrellas de gran masa: ¿Trazadores de discos y/o de jets?

J. Umanzor^{1,2} & M. Gómez¹

(1) Observatorio Astronómico de la Universidad Nacional de Córdoba

(2) Observatorio Astronómico Centroamericano de Suyapa - UNAH

Abstract. In this contribution we present initial results of a statistical study of the distribution of masers in 14 massive star forming regions. Individual alignments with disk and jet structures are especially analyzed.

Resumen. En esta contribución se presentan resultados iniciales de un estudio estadístico de la distribución de másers en 14 regiones de formación de estrellas de gran masa. En particular se considera la posible alineación de estos másers con estructuras de discos y jets.

1. Introducción

Las formación de estrellas de gran masa está asociada a fenómenos como másers, jets y discos. En los últimos años se busca determinar el rol que juegan estos en el proceso de formación de estas estrellas. En este trabajo se presentan los resultados iniciales de un estudio estadístico, que intenta establecer si existe una alineación preferencial de las emisiones másers de metanol (CH_3OH), hidróxilo (OH) y agua (H_2O) con respecto a las estructuras de flujos bipolares moleculares (“jets”: en el óptico y “outflows”: en longitudes de onda de radio) y discos circunestelares. En la Figura 1 se muestra una representación esquemática de los escenarios actuales que vinculan las emisiones de másers con los jets (panel izquierdo) y/o con los discos (panel derecho).

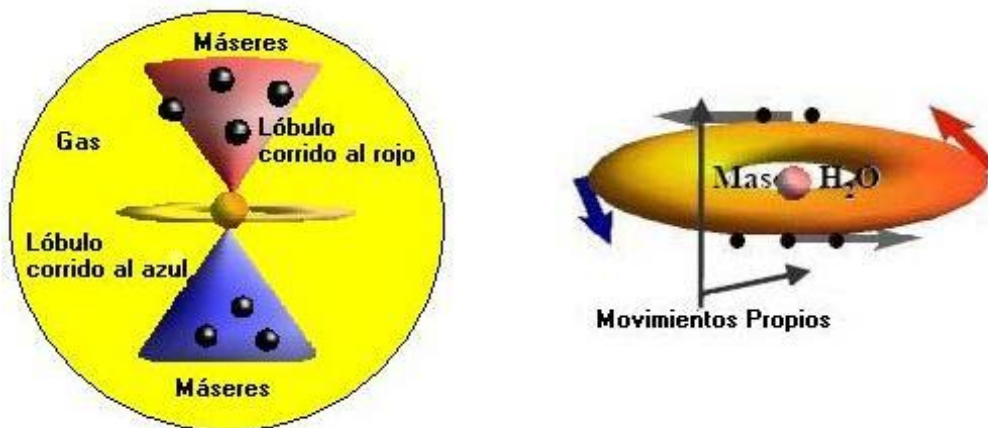


Figura 1. Másers como trazadores de flujos bipolares moleculares (panel izquierdo) y discos circunestelares (panel derecho). Esta figura fue adaptada del trabajo de Goddi et al. (2005).

2. Metodología

Para este estudio seleccionamos una muestra de 14 regiones de formación de estrellas de gran masa asociadas con fuentes de emisiones máseres de metanol, hidroxilo y agua, así como estructuras de jets y discos. La Tabla 1 lista las regiones mencionadas. Para cada una de ellas se realizó una recopilación bibliográfica de los diferentes tipos de máseres ubicados a menos de 4 segundos de arco del centro de cada una de ellas. Similarmente de la bibliografía correspondiente a cada región se determinó la dirección de los jets y/o discos. Para cada región en estudio se construyó un gráfico donde se muestra la distribución de los distintos tipos de máseres y los ángulos de posición de los jets y/o de los discos. La Figura 2 muestra los gráficos mencionados para cuatro de las regiones de la Tabla 1. De esta manera se buscaron gráficamente alineaciones de los distintos tipos de máseres con las estructuras de jets y/o discos.

Tabla 1
Morfología de distribuciones de máseres y su alineamiento con discos y/o jets

Región	Tipo de Jets	CH ₃ OH	OH	H ₂ O	Jet	Disco	Ref.
G313.76−0.86	H ₂	l			CH ₃ OH		1
G320.32−0.28	H ₂	l			CH ₃ OH		1
G323.74+0.26	H ₂	l			CH ₃ OH	CH ₃ OH2	2
G328.81+0.63	H ₂	l			CH ₃ OH		1
G335.79+0.17	H ₂	l			CH ₃ OH		1
G343.13+0.06	H ₂ , radio		l	l	H ₂ O		3, 4, 5
G12.89+0.49	SiO	a	l		OH	CH ₃ OH	6, 7, 8
G16.59−0.05	CO	c		c			9, 10
G34.26+0.15	SiO	l	c	c			11, 12, 13
G35.19−0.74	CO		l	l	H ₂ O	OH	14, 15, 12, 16
G45.47−0.05	CO		c				17, 18, 12
G40.62−0.14	CO		c				9, 12
G78.86−3.60	CO	c	l	a	OH	H ₂ O	19
G111.54−0.82	CO	l				CH ₃ OH	20

Nota:

Las columnas 3, 4, y 5 indican el tipo de morfología de los máseres, tal que: l: lineal; a: alargada; c: compleja. Las columnas 6 y 7 listan el tipo de máseres asociado con discos y/o jets.

Referencias:

1: De Buizer (2003); 2: De Buizer et al. (2002); 3: Garay et al. (2003); 4: Books et al. (2003); 5: Rodríguez et al. (2005); 6: Beuther et al. (2004a); 7: Beuther et al. (2004b); 8: Beuther et al. (2005); 9: Beuther et al. (2002a); 10: Beuther et al. (2002b); 11: Campbell et al. (2004); 12: De Buizer et al. (2005); 13: Hatchel et al. (2001); 14: Gibb et al. (2003); 15: Wu & Wang (2005); 16: Fuller et al. (2001); 17: Cesaroni et al. (1992); 18: Hofner et al. (1999); 19: Moscadelli, Cesaroni & Rioja (2000); 20: Minier, Booth & Conwy (1998).

3. Resultados

En la Tabla 1 (columnas 3, 4, y 5) se describe la morfología presentada por el conjunto de máseres de metanol, hidroxilo y agua pertenecientes a cada región, que resultaron ser lineales, alargadas y complejas. La distribución de los máseres en la mayoría de los casos muestra una morfología lineal. También en la Tabla 1 (columnas 6 y 7) se detalla con cuál de las estructuras (jet o disco) se alinean dichas distribuciones. Los jets usualmente

están alineados con los máseres detectados en metanol (por ejemplo, G313.76−0.86, G320.32−28, G323.74+0.26, G328.81+0.63, G335.79+0.17) y, en menor cantidad, con los máseres detectados en hidroxilo (por ejemplo, G12.89+0.49, G78.86+3.60) y los máseres detectados en agua (por ejemplo, G343.13+0.06, G35.19−0.74).

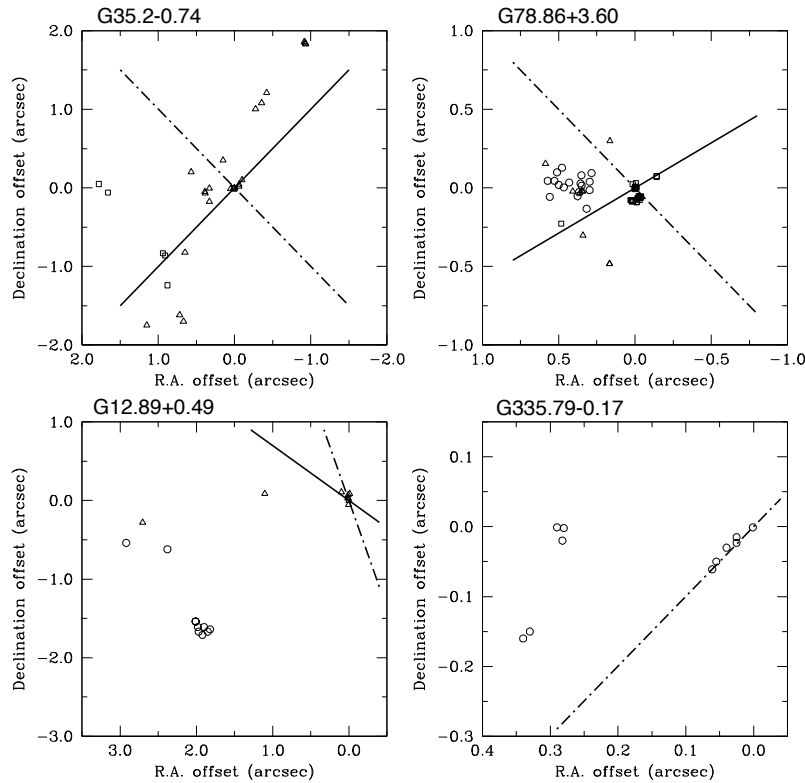


Figura 2. Máseres, jets y discos en cuatro regiones de formación de estrellas de gran masa. Los triángulos representan máseres de hidroxilo, los cuadrados máseres de agua y los círculos los máseres de metanol. Las líneas punteadas muestran la dirección de los flujos bipolares moleculares (jet/outflow). Las líneas sólidas indican la dirección de los discos.

Como se indica en la Tabla 1 de la muestra seleccionada se encontraron cinco discos, para dos de ellos (G35.19−0.74, G78.86+3.60) existen evidencias observacionales y el resto han sido detectados sólo indirectamente. En el panel superior izquierdo de la Figura 2 se muestra el gráfico correspondiente a la región G35.19−0.74 y en ella la dirección del disco coincide con una distribución lineal de máseres de hidroxilo. En el panel superior derecho podemos observar el disco alineado con máseres de agua correspondientes a la región G78.86+3.60. Para estos dos casos también podemos hacer notar que los discos son perpendiculares a los jets.

4. Comentarios Finales

Un 56 % de los nueve jets detectados están alineados con máseres de metanol, 22 % con máseres de hidroxilo y el otro 22 % con máseres de agua. Por otra parte el 60 %

de los cinco discos están alineados con máseres de metanol, el 20 % con máseres de hidroxilo y el 20 % con máseres de agua. Los máseres de metanol tienden a alinearse con las estructuras de discos y jets en un porcentaje más elevado que los otros dos tipos de máseres. Sin embargo, esta tendencia se basa en el análisis de sólo 14 regiones. En un futuro próximo se espera ampliar la muestra. De esta manera será posible obtener resultados estadísticamente significativos sobre las posibles preferencias de alineación de los distintos tipos de máseres con las estructuras de jets y/o discos.

Referencias

- Books, K. J. Garay, G. Mardones, D. et al. 2003, *ApJ*, 594, L131
Beuther, H. Walsh, A. Schilke, P. et al. 2002a, *A&A*, 383, 892
Beuther, H. Schilke, P. Sridharan, T. K. et al. 2002b, *A&A*, 390, 289
Beuther, H. Hunter, T. R. Zhang, Q. et al. 2004a, *ApJ*, 636, L23
Beuther, H. Zhang, Q. Hunter, T. R. et al. 2004b, *ApJ*, 616, L19
Beuther, H. Zhang, Q. Sridharan, T. K. Chein Y. 2005, *ApJ*, 680, 800
Campbell, M. F. Harvey, M. P. Lester D. F. & Clark D. M. 2004, *ApJ*, 600, 254
Cesaroni, R. Walmsley, C. M. & Churchwell, E. 1992 *A&A*, 256, 618
De Buizer, J. M. Piña, R. K. & Telesco C. M. 2002, *MNRAS*, 130, 437
De Buizer, J. M. 2003, *MNRAS*, 341, 277
De Buizer, J. M. Radomski, J. T. Telesco, C. M. & Piña R. K. 2005, *AJ*, 156, 179
Fuller, G. A. Zijlstra, A. A. & Williams, S. J. 2001, *ApJ*, 555, L125
Garay, G. Books, K. J. Mardones, D. Norris R. P. 2003, *ApJ*, 587, 739
Gibb, A. G. Hoare, M. G. Little, L. T. & Wright M. C. H. 2003, *MNRAS*, 339, 1011
Goddi, C. Moscadelli, L. Alef, W. et al. 2005 *A&A*, 432, 161
Hatchell J. Fuller, G. A. & Millar, T. J. 2001, *A&A*, 372, 281
Hofner P. Peterson, S. & Cesaroni R. 1992 *ApJ*, 514, 899
Minier V. Booth R. S. & Conway J. E. 1998, *A&A*, 336, L5
Moscadelli L. Cesaroni R. & Rioja M. J. et al. 2000 *A&A*, 360, 663
Rodríguez, L. F. Garay, G. Books, K. J. & Mardones, D. 2005, *ApJ*, 626, 593
Wu, Y. & Wang, J 2005, *A&A*, 380, 665

POSTER PAPER

Chromospheric activity in K stars

M. Vieytes, P. Mauas, C. Cincunegui & R. Díaz¹
(1) *Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE)*

Abstract. We computed chromospheric models for six stars of spectral type K, in most cases in two different moments of activity. The stars were chosen with $0.82 < B - V < 0.90$, including the widely studied star Epsilon Eridani. The stars in the sample have a wide variety of magnetic activity levels, which allows us to study the differences in structures induced by stellar activity, and expand our previous work for G stars including the Sun as a star. The models were constructed to obtain the best possible match with the Ca II K and $H\beta$ observed profiles. We also computed the net radiative losses for each model to constrain the heating mechanism to maintain the structure in the atmosphere predicted by the models. We find a strong correlation between these losses and S_{CaII} , the index generally used as a proxy for activity, as we found for G stars.

Resumen. Calculamos modelos de cromósfera de seis estrellas de tipo espectral K, para dos momentos diferentes de actividad, en la mayoría de los casos. Las estrellas fueron elegidas con $0.82 < B - V < 0.90$, incluyendo la estrella Epsilon Eridani ampliamente estudiada. Las estrellas de la muestra tienen una amplia variedad de niveles de actividad magnética, lo cual permite estudiar las diferencias en la estructura inducida por la actividad estelar y expandir nuestro trabajo previo sobre estrellas G, incluyendo el Sol como estrella. Los modelos fueron construídos para obtener el mejor ajuste posible de las líneas observadas K del Ca II y $H\beta$. También calculamos las pérdidas radiativas netas para cada modelo de tal manera de limitar los mecanismos de calentamiento que mantienen la estructura de la atmósfera predicha por los modelos. Encontramos una fuerte correlación entre estas pérdidas y S_{CaII} , el índice generalmente usado como proxy de actividad, como encontramos para las estrellas G.

1. The models

We select the stars in our sample with $0.82 < B - V < 0.90$, a colour similar to ϵ Eri, and with different magnetic activity levels. The stellar parameters of the stars in our sample are listed in Table 1.

A different chromospheric model was built in each case, assuming one-dimensional, plane-parallel atmospheres, using the code Pandora. For a given distribution of temperature with height, we self-consistently computed non-LTE population for H and 11 other ions. A description of this code can be found in (Avrett & Loeser) (2003). From the finished model, we computed the emitted profiles of $H\beta$ and of the Ca II K lines, and modified the model until we found a satisfactory match with the observations. The

HD	<i>S</i> . type	<i>B</i> − <i>V</i>	<i>U</i> − <i>B</i>	[Fe/H]	<i>S</i> _{CTIO}	<i>S</i> _{CM} ^{max}	<i>S</i> _{CM} ^{min}	Min	Max
26965	K1 V	0.82	0.43	−0.25	0.185	0.149	0.138	3/9/04	8/11/00
128621	K1 V	0.90	0.63	0.24	0.209	0.247	0.164	8/13/00	9/11/03
22049	K2 V	0.88	1.47	−0.14	0.483	0.555	0.440	11/21/02	3/9/04
17925	K1 V	0.86	1.41	0.10	0.662	0.792	0.566	11/22/02	12/5/03
37572	K0 V	0.85	—	—	0.952	0.703	0.691	—	11/24/04
177996	K1 V	0.86	0.518	—	0.861	0.821	0.613	—	6/27/02

Table 1. The first four columns list the stellar parameters (from (Hipparcos), and from Cincunegui & Mauas, 2004). The next three columns give the S_{CaII} measured by Henry et al. (1996) at CTIO and by Cincunegui & Mauas (2004) at CASLEO, both converted to Mount Wilson S ; and the last two columns list the observing dates for each spectrum used.

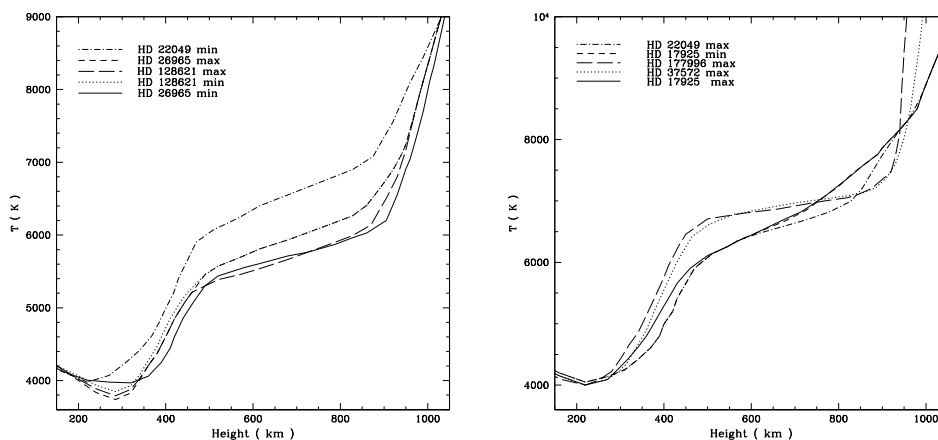


Figure 1. *Left*: Models for the less active group. *Rigth*: Models for the more active group. All the models have the same structure before 150 km.

K line profile was computed using Partial Redistribution. We also check the models comparing the computed and observed profiles of the Mg I b and the Na I D lines.

1.1. Results

The changes in the chromospheric structure between models for different activity levels of the same star can be larger than that carried out for different stars. This fact is shown in Figure 1 (left and right) comparing the structures of Epsilon Eridani in both situations.

Models for stars less active than Epsilon Eridani, Figure 1 (left), have the minimum temperature (T_{min}) cooler and higher in the atmosphere, and the temperature increases with activity everywhere in the chromosphere, from the temperature-minimum zone to the transition region. This behavior is different than in G stars, for which the changes with activity are practically limited to the T_{min} region.

For the most active models (Figure 1, right), on the other hand, the T_{min} has almost the same value and position, and the changes in the chromospheric structure affects mainly the chromospheric plateau and the rise to the transition region.

To constrain the amount of chromospheric heating required to sustain the atmosphere of the stars, we computed the radiative cooling rate ϕ ($\text{ergs cm}^{-3} \text{sec}^{-1}$) for H, H-, H-ff, Mg I and II, Fe I, Na I, Si I, Ca II and CO. As we did in (Vieytes et al) (2005), to quantify the amount of energy deposited in the chromosphere, we integrated the cooling rate (ϕ_{int}) from the depth in the chromosphere where cooling rate is positive to the region where the temperature reaches 10^4 K.

Figure 2 shows a graphic of ϕ_{int} versus S_{CaII} index calculated from models, the triangles are the K star models, and the squares are the G star models from (Vieytes et al) (2005). From Figure 2, the amount of non-radiative energy needed to heat the chromosphere for the same range of stellar activity, is higher in G stars than in K stars.

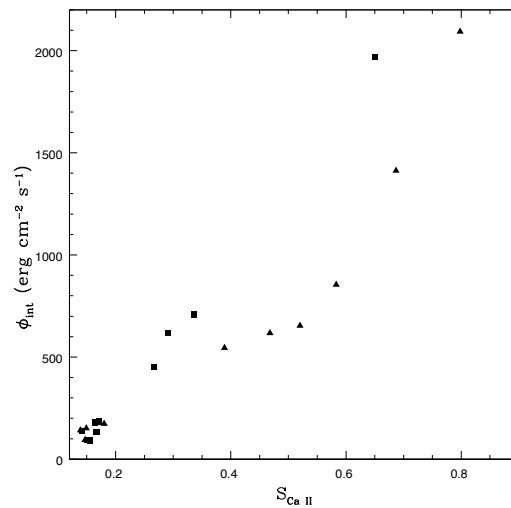


Figura 2. Integrated cooling rate versus S_{CaII} index. The square are the K star models from this work and the triangle are G star models from (Vieytes et al) (2005).

To investigate the possibility of different physical processes to heat the stellar atmosphere depending on spectral type, we normalized ϕ_{int} to the surface luminosity (σT_{eff}^4). For G stars we used the solar T_{eff} , and for K star we used the value of ϵ Eridani. The result is shown in Figure 3. There is a unique trend for all the stars independently of spectral type, as we suspected if the physical processes that supply the energy to sustain the atmospheric structure is the same in both cases.

Referencias

Avrett E., & Loeser R. 2003, in Modeling of Stellar Atmospheres, IAU Symp. No. 210, ed. W. Weiss & N. Piskunov (Dordrecht: Kluwer), A-21

Cincunegui C., & Mauas P. 2004, A&A, 414, 699

Henry T., Soderblom D., Donahue R., & Baliunas S. 1996, AJ, 111, 439

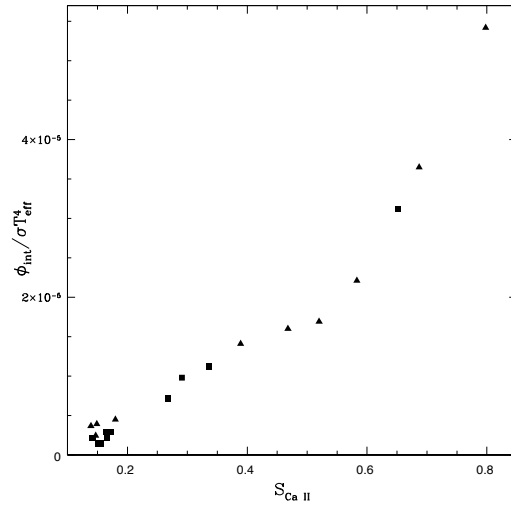


Figura 3. Normalized ϕ_{int} versus $S_{\text{Ca II}}$ index. The square are the K star models from this work and the triangle are G star models from (Vieytes et al) (2005).

Hipparcos, Perryman, M. A. C., Lindegren, L., Kovalevsky, J., et al. 1997, A&A, 323, L49

Vieytes, M., Mauas, P., & Cincunegui, C. 2005 A& A, 441, 701

RESUMEN

Movimientos propios y determinación de pertenencia en el cúmulo abierto NGC 2587

I.H. Bustos Fierro¹, J.H. Calderón¹
(1) Observatorio Astronómico - U.N.C. (OAC)

Abstract. The main aim of this work is the development and testing of a method for the astrometric measurement of photographic plates using a CCD camera as a digitizing device. This method is useful for the measurement of first epoch positions from more than 3000 plates in the vault of the Observatorio Astronómico de Córdoba, most of them more than 80 years old, in order to determine accurate proper motions. The developed method is applied to a Carte du Ciel plate in order to obtain positions of 4172 stars at epoch 1917.13 with errors about $0.''20$. By combining these positions with USNO-B1.0 and UCAC2 proper motions with accuracies around 2mas/year were determined for 4061 stars in a square field 2° sided containing the open cluster NGC 2587. Projected stellar density is studied in order to locate the cluster. Membership probabilities were determined from the proper motions by means of a non-parametric method and Monte Carlo simulations. 31 probable members were identified within $15'$ around the projected overdensity assumed as the cluster, 22 of them within $10'$.

Resumen. Este trabajo tiene como objetivo principal el desarrollo y evaluación de un método para la medición de placas fotográficas en programas de Astrometría utilizando una cámara CCD, el cual podrá ser empleado para al aprovechamiento científico del importante conjunto de más de 3000 placas contenidas en el archivo del Observatorio de Córdoba, muchas de más de 80 años de antigüedad, lo que las hace especialmente valiosas para la determinación de movimientos propios. El método desarrollado se aplica a una placa de la colección Carte du Ciel para determinar posiciones de 4172 estrellas para la época 1917.13 con errores del orden de $0.''20$. Combinando estas posiciones con USNO-B1.0 y UCAC2 se determinan movimientos propios con errores del orden de 2mas/año para 4061 estrellas en un campo de 2° de lado que contiene al cúmulo abierto NGC 2587. Se estudia la densidad estelar proyectada para ubicar al cúmulo, en tanto que los movimientos propios son empleados para determinar probabilidades de pertenencia de las estrellas a dicho cúmulo mediante un método no-paramétrico y simulaciones Monte Carlo, obteniéndose 31 probables miembros dentro de un radio de $15'$ en torno al centro de la sobredensidad adoptada como indicadora de la posición del cúmulo, 22 de ellos dentro de un radio de $10'$.

RESUMEN

Las estrellas CP con Galio en el UV. I. HD 168733

A. Collado¹, Z. López García^{1,2,3}, H. Levato², S. Malaroda^{1,2,4}

(1) Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, UNSJ, San Juan, Argentina

(2) Complejo Astronómico El Leoncito, San Juan, Argentina

(3) CONICET, Argentina

(4) CIC, Buenos Aires, Argentina

Abstract. HD 168733 is a magnetic CP star with an unusual spectrum. It was not possible to assign this star to the Si or HgMn group. Jaschek & Jaschek (A&A, 171, 380, 1987) have included this star in a list of objects having strong UV Gallium lines. In order to get some clues about the real nature of this star, we are performing an elemental abundance analysis of this star using spectrograms obtained with EBASIM spectrograph attached to CASLEO 2.15 m telescope. The reduction of the observational material and the measurements of the equivalent widths were carried out using the appropriate IRAF tasks. The atmospheric parameters T_{eff} and $\log g$ were determined using uvby β photometry and TemLogG code with the corrections suggested by Adelman & Rayle (A&A 447, 685, 2000) for magnetic CP stars. The adopted values are: $T_{\text{eff}} = 13274$ K, $\log g = 3.58$. The chemical abundances are being calculating using WIDTH9 code.

Resumen. La estrella HD 168733 (=HR 6870) es una estrella magnética que exhibe peculiaridades en su espectro que no permiten asignarla ni al grupo de las de Silicio ni al de las de HgMn. Jaschek & Jaschek (A&A, 171, 380, 1987) la incluyeron dentro de una lista de estrellas con líneas intensas de Galio en el UV. Presentamos en esta investigación un análisis de las abundancias de los elementos químicos presentes en su atmósfera, haciendo uso de material observacional obtenido con el espectrógrafo EBASIM del telescopio Jorge Sahade de CASLEO. La reducción del material y la medición de anchos equivalentes se realizaron con las tareas de IRAF. Los parámetros atmosféricos T_{eff} y $\log g$ se determinaron a partir de la fotometría uvby β con el programa TempLogG, con correcciones posteriores según lo sugerido por Adelman y Rayle (A&A 447, 685, 2000) para estrellas CP magnéticas. Los valores adoptados son $T_{\text{eff}} = 13274$ K y $\log g = 3.58$. El cálculo de las abundancias químicas está siendo realizado con el programa WIDTH9. Esperamos obtener resultados que nos permitan arrojar alguna conclusión sobre la naturaleza de esta estrella.

RESUMEN

Detección y caracterización de estrellas variables en cúmulos abiertos

L. Donoso¹, M. F. Duplancic Videla¹, J. F. González^{1,2}, E. Jofré¹, H. Levato^{1,2}, N. L. Maza¹, S. Molina¹, M. R. Muñoz Jofré¹, N. E. Nuñez¹, R. Petrucci¹, M. E. Veramendi¹

(1) *Departamento de Geofísica y Astronomía, FCFN, UNSJ*

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

Abstract. We present preliminary results of a project of photometric monitoring of selected fields in southern open clusters, aimed at searching for variable stars. The final goal is to characterize the binary population of open clusters of different ages, as well as to study the presence of various intrinsic variables, contributing to the comprehension of their evolution. The photometric observations are being obtained with the HSH telescope of the CASLEO and a CCD camera of 512x512 pixels. During 2006 ten open clusters have been observed repeatedly and the first results indicate that a precision of 0.006 mags is typically attained with exposures of 1 minute for stars brighter than $V=11$.

Resumen. En el presente trabajo presentamos un informe de avance del proyecto de determinación y caracterización de estrellas variables en cúmulos abiertos subsidiado por la UNSJ. En él se está llevando a cabo un seguimiento fotométrico sistemático con el objetivo de detectar binarias eclipsantes y en general estrellas variables presentes en la población de cúmulos de distintas edades. Se espera así contribuir a la caracterización de la población de binarias y a la comprensión de la evolución de distintos tipos de estrellas intrínsecamente variables. Las observaciones fotométricas han sido comenzadas en mayo de 2006 empleando el telescopio HSH del CASLEO con una cámara CCD de 512x512 píxeles que tiene un campo de 4 minutos de arco. Hasta el momento se han llevado a cabo 10 noches de observación, tomando reiteradamente imágenes en el filtro V de campos seleccionados en 10 cúmulos abiertos. Hemos realizado fotometría diferencial y analizado estadísticamente la dispersión de las mediciones en relación a su error observacional, detectando en algunas estrellas variaciones de pocas centésimas de amplitud. Los primeros resultados indican que la precisión de la fotometría diferencial es del orden de 0.006 mags para estrellas brillantes ($V \approx 11$) en tiempos de integración de un minuto. Se pretende continuar el monitoreo de los objetos ya observados al menos durante todo el año 2007 e incrementar la muestra de cúmulos. Simultáneamente se estudiará la periodicidad de las variaciones que se detecten para la confección de sus curvas de luz.

RESUMEN

Photometric analysis of Collinder Cluster 223

M. F. Duplancic Videla¹, S. Molina¹, J. F. González^{2,3}

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

(2) *CASLEO*

(3) *CONICET*

Abstract. We present photometric observations of the open-cluster Collinder 223 ($\alpha = 10^h 30^m 38^s$, $\delta = -60^\circ 06' 39''$), obtained from observation with the HSH telescope in CASLEO. This cluster has not been extensively studied. There is only one photoelectric photometric UBV study, done by Clariá and Lapasset (1991). A later study, done by Tadross (2004), reanalyzed the data, however, no other photometric measurements have been carried out until present. We observed seven fields in the cluster which were chosen prioritizing the zones of major stellar concentration. We obtained color-magnitude diagrams of the cluster, reaching stars two magnitudes weaker than those previously obtained by Clariá and Lapasset. The cluster sequence shows well in accordance with the isochrone corresponding to the age of 3.5×10^7 .

Resumen. Presentamos observaciones fotométricas CCD BVI del cúmulo abierto Collinder 223 ($\alpha = 10^h 30^m 38^s$, $\delta = -60^\circ 06' 39''$), obtenidas con el telescopio HSH del Casleo. Este cúmulo ha sido relativamente poco estudiado, contando sólo con un estudio de fotometría fotoeléctrica UBV realizado por Clariá y Lapasset (1991). En un posterior trabajo de Tadross (2004) se vuelven a analizar estos datos, sin embargo no se han realizado nuevas mediciones fotométricas hasta la actualidad. Observamos 7 campos en el cúmulo que fueron elegidos privilegiando las zonas de mayor concentración estelar. Se obtuvieron diagramas color-magnitud del cúmulo, alcanzando estrellas dos magnitudes más débiles a las obtenidas anteriormente por Clariá y Lapasset. La secuencia del cúmulo muestra buen acuerdo con la isócrona correspondiente a una edad de 3.5×10^7 .

Referencias

Clariá, J.J., & Lapasset, E. 1991, PASP, 103, 998

Tadross, A.L. 2004 ChJAA...4...67T

RESUMEN

**High resolution study of the young quadruple system AO Vel
with an eclipsing BpSi primary and HgMn components**

J. F. González¹, N. Nesvacil², S. Hubrig³
(1) *Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO)*
(2) *University of Vienna, Austria*
(3) *European Southern Observatory, Chile*

Abstract. We present a study of chemical abundances of all four stellar components of AO Vel, a multiple system recently reported as a spectroscopic quadruple system with components very close to the ZAMS (González et al. 2006). The temperature obtained for components A, B, C, and D are 13 700, 12 200, 12 000, and 11 500 K, respectively. Star A exhibits an overabundance of Si by 1.0 dex and an underabundance of He by -0.5 dex. Star B is a normal late B-type star with abundances close to solar. Stars C and D present spectral lines typical for HgMn stars, although very few Mn II lines have been identified. Star C shows a strong overabundance of Hg by 6.7 dex, while other metals (Fe, Ti, Mg and Si) show solar abundances. Star D exhibits, besides Hg, overabundance of Y II (3.1 dex), Pt I (5 dex), and Sr II (2.2 dex). The measured wavelength of Hg II 3984 indicates that the heavy Hg isotopes 202 and 204 are predominant in components C and D. A more detailed study, including spectral synthesis is planned to provide limits on the Mn abundance.

Resumen. Presentamos un estudio de abundancias químicas de las cuatro componentes de AO Vel, un sistema múltiple reportado recientemente como cuádruple espectroscópico con componentes cercanas a la ZAMS (González et al. 2006). La temperaturas de las componentes A, B, C y D son 13 700, 12 200, 12 000, and 11 500 K, respectivamente. La estrella A presenta sobreabundancia de Si y deficiencia de He, mientras que la estrella B presenta abundancias solares. Las estrellas C y D tienen características típicas de estrellas de HgMn presentando gran sobreabundancia de Hg. La estrella D presenta también sobreabundancia de Y, Pt y Sr. La longitud de onda de la línea Hg II 3984 indica que los isótopos pesados del mercurio (202 y 204) son los predominantes en las estrellas C y D.

González, J. F., Hubrig, S., Nesvacil, N., North, P. 2006, A & A, 449, 327

RESUMEN

A free energy model for gas mixtures

R. D. Rohrmann^{1,2}, S. Coca¹

(1) *Observatorio Astronómico - UNC - Argentina*

(2) *Facultad de Ciencias - UNEX - Spain*

Abstract. A gas mixture composed of hydrogen, helium, carbon, nitrogen and oxygen is studied at temperatures higher than 6000 K using the free energy minimization method. We essentially follow the well-known occupation probability formalism based on the chemical picture in which bound states are considered as composite particles. The chemical equilibrium is evaluated taking into account interactions between neutral-neutral and neutral-charged particles. The adopted free energy model is accurate at densities up to 0.01 g/cc and yields convergent internal partition functions, as required in studies of stellar atmospheres and circumstellar envelopes. Presently, the numerical code includes 3334 energy levels of atoms and ions. The inclusion of composite molecules in the code is in progress.

Resumen. Una mezcla gaseosa compuesta de hidrógeno, helio, carbono, nitrógeno y oxígeno es estudiada a temperaturas superiores a 6000 K usando el método de minimización de la energía libre. Seguimos esencialmente el conocido formalismo de probabilidad ocupacional basado en la representación química en la cual los estados ligados son considerados como partículas compuestas. El equilibrio químico es evaluado tomando en cuenta interacciones entre partículas neutra-neutra y neutra-cargada. El modelo de energía libre adoptado es preciso hasta densidades de 0.01 g/cc y produce funciones de partición interna convergentes, tal como son requeridas en estudios de atmósferas estelares y envolturas circumestelares. Actualmente, el código numérico incluye 3334 niveles de energía de átomos e iones. La incorporación de moléculas compuestas en el código está en progreso.

RESUMEN

Descubrimiento de una estrella WO en el núcleo de la nebulosa planetaria Th 2-A

W. Weidmann¹, V. Niemela²

(1) *Observatorio Astronómico Córdoba (OAC)*

(2) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP*

Abstract. Based on observations carried out with the REOSC spectrograph on the 2.15 m telescope at CASLEO, Argentina, with a spectral resolution of 2000, we have discovered that the spectrum of the central star of the planetary nebula Th 2-A (PN G 306.4-00.6) shows Wolf-Rayet type emission lines of CIV and OVI. We classify this spectrum as of type WO. This spectral type agrees with the high excitation class of the nebula.

Resumen. En base a observaciones realizadas con el espectrógrafo REOSC en el telescopio de 2.15 m en CASLEO, Argentina, con una resolución espectral de 2000, hemos descubierto que el espectro de la estrella central de la Nebulosa Planetaria Th 2-A (PN G 306.4-00.6) tiene líneas de emisión de CIV y OVI del tipo Wolf-Rayet. Clasificamos el espectro como tipo WO, lo que concuerda con la muy alta excitación de la nebulosa.

Parte III

Medio Interestelar y Estructura Galáctica

TRABAJO INVITADO

El Tercer Cuadrante de la Vía Láctea

G. L. Baume
*Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de la UNLP,
IALP-CONICET, Paseo del Bosque s/n, La Plata, Argentina*

Abstract. A summary of the most important studies inclined to clarify the Galactic structure is presented. In particular, works involving the Third Galactic Quadrant (TGQ) are examined and the present ideas are also presented. Among them, it is possible to indicate the questioned presence of a dwarf galaxy (CMa) and a description of the most probable spiral structure and shape of the Galactic plane in this place. Therefore, the different works source of these ideas are discussed. Particular importance is associated with the studies of fundamental parameters of a set of open clusters complemented with recent results from neutral hydrogen and CO clouds in the TGQ.

Resumen. Se presenta un resumen de los estudios mas relevantes destinados a esclarecer la estructura de la Galaxia. En particular se examinan los trabajos referidos a la zona del Tercer Cuadrante (TGQ) y se presentan las ideas actuales, entre las que se destacan la controvertida presencia de una galaxia enana (CMa) y como es probablemente el comportamiento de la estructura espiral y del plano galáctico en ese lugar. Se discuten entonces, los resultados obtenidos en los diferentes trabajos que dan origen a cada una de esas ideas. En particular, se hace hincapié en los estudios de los parámetros fundamentales de un conjunto de cúmulos abiertos complementados con resultados recientes de hidrógeno neutro y de nubes de CO en el TGQ.

1. Introducción

1.1. Breve reseña histórica

A. La naturaleza y forma de la Vía Láctea

La naturaleza de nuestra Galaxia comenzó a develarse a comienzos del siglo XVII cuando Galileo la observa por primera vez con un telescopio. Se comprueba entonces que el considerado “fluido blanquecino” se halla en realidad compuesto por una miríada de estrellas, o sea que el Sol se encuentra inmerso en un sistema estelar. Mas adelante, a mediados del siglo XVIII, T. Wright y E. Kant describen algo más precisamente la forma de la Vía Láctea, indicando que sería como un disco de estrellas. Paralelamente, Kant plantea ya en esta época temprana, la idea de que nuestra Galaxia no sería la única y que deberían existir otros sistemas similares (*Universos Islas*). A fines del siglo XVIII, W. Herschel comienza un estudio sistemático de la forma de la Galaxia a partir de recuentos estelares.

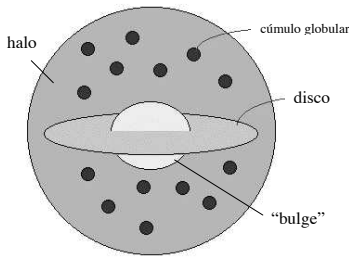


Figura 1. Esquema simplificado de la estructura de la Vía Láctea.

B. La posición del Sol

A principios del siglo XX, Kapteyn y van Rhijn (Kapteyn & van Rhijn 1920; Kapteyn 1922) rehacen un estudio similar al de Herschel haciendo conteos estelares y se obtiene así un modelo de la Vía Láctea bastante mejorado que es conocido como “*Universo de Kapteyn*”, en el que el Sol resulta estar localizado llamativamente cerca del centro.

Paralelamente, Shapley estudia la distribución de los cúmulos globulares a lo largo del plano de la Vía Láctea en una serie de trabajos realizados entre 1915 y 1919 (ver Shapley 1919). En ellos se nota que dicha distribución no es uniforme, sino que presenta un pico notable en cierta dirección que es asociada con la localización del verdadero centro del sistema estelar. De esta forma Shapley deduce que el Sol se hallaría a unos 15 kpc del centro de la Galaxia, contradiciendo lo encontrado por Kapteyn.

Por otro lado, en esa misma época, los estudios cinemáticos de Kapteyn revelan la presencia de diferentes corrientes estelares. Esta idea es posteriormente perfeccionada entre 1925 y 1928 por Lindblad y Oort (ver Lindblad 1927; Oort 1927) quienes proponen que la Vía Láctea se halla formada por varios subsistemas, cada uno con simetría rotacional alrededor de un eje común. A partir de estas premisas se encuentra entonces que el Sol se hallaría a unos 6 kpc del centro de rotación, o sea un valor intermedio entre los hallados a partir de los conteos estelares y a partir de los estudios de cúmulos globulares.

Finalmente, las discrepancias entre los diversos estudios fueron solucionadas cuando se consideraron seriamente los efectos de la absorción interestelar sobre los conteos estelares y sobre las observaciones de los cúmulos globulares.

Estudios más precisos establecieron que el Sol de halla a unos 8 kpc del centro de la Galaxia.

1.2. Estructura de la Vía Láctea

La estructura general aceptada para la Vía Láctea indica que posee básicamente los siguientes componentes (ver Fig. 1):

- **Disco.** Conformado por la población más joven de la Galaxia y subdividido a su vez en: disco fino ($z = 125$ pc), disco medio ($z = 330$ pc) y disco grueso ($z \approx 580-750$ pc). Al disco se le asocia una estructura de *brazos espirales*.
- **Halo.** Una estructura aproximadamente esférica de unos 40 kpc de radio si se considera solo el *Halo clásico* o de unos estimados 180 kpc si considerara el *Dark Halo*.

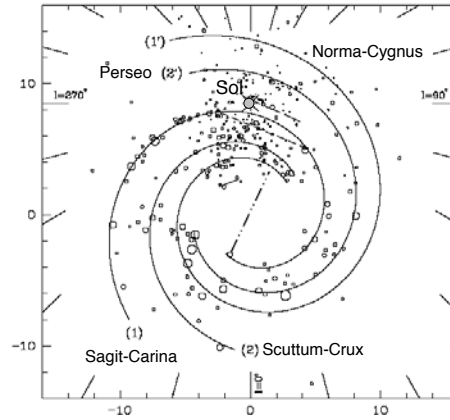


Figura 2. Esquema de los brazos espirales según Russeil (2003). Se indican los nombres adoptados y la posición del Sol. Las escalas en los ejes se hallan en kpc.

- **Bulge.** Una estructura también aproximadamente esférica de unos 4 kpc de diámetro y conformada por la población más vieja de la Galaxia.

A. Los Brazos espirales

Principalmente en base a lo observado en otras galaxias, donde se destacan claramente patrones espirales, se han tratado de encontrar esos mismos patrones en la Vía Láctea en base al estudio de los objetos que los conforman. Estos objetos deben cumplir entonces ciertos requisitos básicos (ver Mihalas & Binney 1981), debiendo tratarse de:

- Objetos asociados a brazos espirales en otras galaxias
- Objetos jóvenes, de manera que no se aparten demasiado de su lugar de origen
- Objetos luminosos, para ser detectados a distancias suficientemente importantes en la escala de la Galaxia como para trazar su estructura.
- Objetos con magnitudes absolutas precisas y para los que se pueden corregir sin mucha dificultad los efectos de absorción y enrojecimiento.

Entre los objetos ópticos que cumplen estas condiciones se encuentran las regiones HII, las asociaciones OB, los cúmulos galácticos jóvenes, las estrellas cefeidas y cierto tipo de supergigantes.

B. Distribución de los Brazos

Entre 1950 y 1951, Morgan, Sharpless y Osterbrock identificaron unas 30 regiones HII. Posteriormente, en 1953, Morgan, Whitford y Code determinaron las posiciones de varias estrellas OB (la mayoría de ellas pertenecientes a cúmulos abiertos). Estos estudios permitieron delinear la estructura espiral cercana al Sol encontrándose fundamentalmente la traza de tres brazos espirales identificados como: a) el brazo de *Sagittarius*; b) el brazo de *Orion-Cygnus* o *Brazo Local* y c) el brazo de *Perseo*.

En 1951 se encuentra que la línea de 21 cm permitía también trazar la búsqueda estructura espiral de la Galaxia, aunque se debía adoptar un modelo cinemático para poder establecer las distancias. A fines de los años 50, Oort et al. (1958) y Bok (1959) realizaron los primeros estudios de esta clase permitiendo obtener un esquema mejor de los brazos como: a) el brazo de *Sagittarius*; b) el brazo de *Cygnus-Carina* y c) el brazo de *Perseo*. El Brazo Local pasaba a ser entonces una ramificación (“spur”) del brazo de *Cygnus-Carina*.

Finalmente, como estudio actualizado de la estructura espiral, cabe mencionar el realizado por Russeil (2003; ver Fig. 2) en base a la distribución espacial de las regiones de formación estelar, quien adopta, como más probable, un esquema de cuatro brazos identificados como:

- El brazo de *Scutum-Crux*
- El brazo de *Sagittarius-Carina*
- El brazo de *Perseo*
- El brazo de *Norma-Cygnus* o *Brazo externo*

aunque un modelo de solo dos o de tres brazos no se halla totalmente descartado. De hecho, Nakanishi & Sofue (2003), en base al procesamiento de los datos de relevamientos modernos de HI consideran que un esquema de solo tres brazos sería más apropiado. Adicionalmente ellos establecen que el radio de la Vía Láctea es de unos 17 kpc (hasta $\rho = 1M_{\odot}/pc^2$) y confirman claramente la presencia en radio de que el plano la Galaxia es en realidad una superficie que se aleja del plano ideal hacia los bordes (“galactic warp”).

B. El Halo

La idea clásica revela que el halo de la Galaxia es un vestigio del colapso que le dio origen, no obstante, actualmente existe evidencia creciente indicando que el halo (o al menos parte de este) se ha formado a partir de la acreción de pequeñas galaxias satélites. Entre esta evidencia se pueden mencionar las predicciones realizadas por varias simulaciones (Linden-Bell & Linden-Bell 1995, Johnston et al. 1996, 1999), la identificación de varios grupos y subestructuras en el halo que comparten la misma cinemática (Majewski et al. 1996, Helmi 1999) y la identificación de subestructuras a partir de sobredensidades (Ivezic et al 2000, Yanny et al. 2000). En este último caso se destaca la identificación de una galaxia enana en *Sagittarius* (Ibata et al. 1994) y su estela de estrellas asociadas como residuos de efectos de marea (p.e. Johnston et al 1995, Ibata et al. 1997). Aparentemente esta galaxia ha poblado el halo exterior con estrellas M (Ibata et al. 2002) y cúmulos globulares (Bellazzini et al. 2003). Evidencias similares se han encontrado en M31 (Ibata et al 2001, McConnachie et al. 2003)

1.3. Los cúmulos abiertos como herramienta de trabajo

Los cúmulos abiertos son objetos que permiten el estudio de diversas facetas de la Astrofísica, destacándose:

- Restricciones evolutivas, mediante el estudio de estrellas WR, Be, Am/Ap, WD y de la validación de modelos evolutivos con o sin “overshooting”

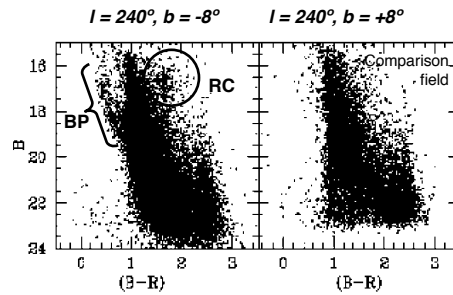


Figura 3. Diagramas color-magnitud de acuerdo con Martínez-Delgado et al. (2005) en los que se ha indicado la localización del BP y del RC.

- Función Inicial de Masa, pudiendo establecer la forma de esta función así como su dependencia espacial y temporal (si existe)
- Historia de la formación estelar, permitiendo establecer si esta se produce en forma secuencial o simultánea
- Evolución química de la Galaxia, permitiendo conocer la evolución temprana del disco galáctico mediante el estudio de los cúmulos abiertos más viejos
- Patrones de gran escala en la Galaxia, delineando la estructura espiral (por medio de cúmulos jóvenes) o la edad de las diferentes componentes del disco

2. El Tercer Cuadrante de la Galaxia

2.1. Ideas generales

El Tercer Cuadrante de la Galaxia (TGQ) posee una estructura espiral vagamente conocida y aparentemente complicada. Este presenta la extensión hacia el sur del “galactic warp” y adicionalmente se han encontrado poblaciones estelares de origen polémico.

2.2. Estudios en la zona

En 1974, Fitzgerald & Moffat sugieren la existencia de un brazo espiral a 15 kpc del centro de la Vía Láctea en $l = 241^\circ$. Más adelante, Fitzgerald & Moffat (1980) encuentran un exceso de estrellas luminosas en $l = 231^\circ$.

Por otro lado, Vogt (1976) y Kalcheva & Hilditch (2000) encuentran un exceso de estrellas OB en las direcciones de Monoceros, Canis-Major y Vela-Puppis, aunque estos estudios cubren generalmente solo unos pocos kiloparsecs desde el Sol.

Adicionalmente, Carney & Seiter (1993) estudiaron diagramas color-magnitud en varias direcciones en el TGQ y ellos sugieren la presencia del “galactic warp” en el óptico. El principal problema que encuentran es lograr una estimación confiable del enrojecimiento.

2.3. La galaxia de Canis-Major

Newberg et al. (2002) identifican nuevas estructuras en el halo de la Vía Láctea a partir de la fotometría de unas 5 millones de estrellas realizada con el Sloan Digital Sky

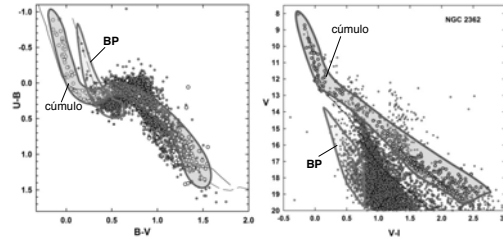


Figura 4. Diagramas color-color y color-magnitud en la zona de NGC 2362 de acuerdo con Moitinho et al. (2006) donde se ha indicado la posición de las estrellas del cúmulo y las del BP asociado con una población joven.

Survey (SDSS). Algunas de las estructuras las consideran como residuos productos de la recientemente descubierta galaxia enana de Sagittarius producto de efectos de marea entre esta galaxia y la Vía Láctea. Por otro lado, aparecen otras estructuras similares (“Monoceros Ring”) localizadas a aproximadamente $l = 180^\circ$. Estudios posteriores de fotometría y espectroscopía (Ibata et al. 2003, Yanny et al. 2003) y de gigantes M a partir del 2MASS (Rocha-Pinto et al. 2003) han confirmado la presencia del “Monoceros Ring”. Esta estructura se considera entonces que puede ser: a) parte de una población de disco con una escala de altura de 2 kpc o b) restos dejados por otra galaxia enana siendo acretada por la Vía Láctea localizada en el TGQ y muy cerca del plano galáctico.

Por otro lado, Martín et al. (2004) realizan conteos en base al catálogo 2MASS haciendo correcciones por enrojecimiento basados en los mapas de Schlegel et al (1998) que están basados en datos en 100 micrones de los satélites COBE/DIRBE e IRAS. Las distancias las obtienen seleccionando estrellas de la “Red Giant Branch” (RGB) de los diagramas color-magnitud y calibrándolas con datos de la galaxia enana de Sagittarius y de la LMC. De esta forma hallan una sobredensidad de forma elíptica de estrellas M en la constelación de Canis-Major ($l = 240^\circ$, $b = -7^\circ$) a unos 12 kpc del centro de la Galaxia. Otras sobredensidades menores con forma de arco localizadas por encima y debajo del plano galáctico. La interpretación inmediata de ese resultado es que la sobredensidad principal es la galaxia sugerida por Newberg et al. y los arcos son residuos de la misma.

Posteriormente, Bellazzini et al. (2004) y Martínez-Delgado et al. (2005) estudian datos fotometría BV y BR en la zona de Canis-Major (ver Fig. 3) y encuentran en los diagramas color-magnitud dos características: un “Blue Plume” (BP) y un “Red Clump” (RC). Ellas son consideradas como indicios de población vieja coherente con la esperable para una galaxia enana. La edad deducida sería de 1-2 Gyr, lo que indicaría que habría una nueva galaxia enana (CMA) siendo acretada por la Vía Láctea.

Más recientemente, Dinescu et al. (2005) combinan medidas de movimientos propios de estrellas del BP con medidas de velocidades radiales de estrellas del RC y deducen la órbita de esta nueva galaxia revelando que el movimiento sería muy similar al de las estrellas de disco grueso, excepto en la componente W (perpendicular al plano de la Galaxia)

2.4. Problemas con la nueva galaxia

Momány et al. (2004), en base a datos del 2MASS, explican la sobredensidad estelar asociada con la galaxia de CMA y la presencia del RC como debidos a un efecto com-

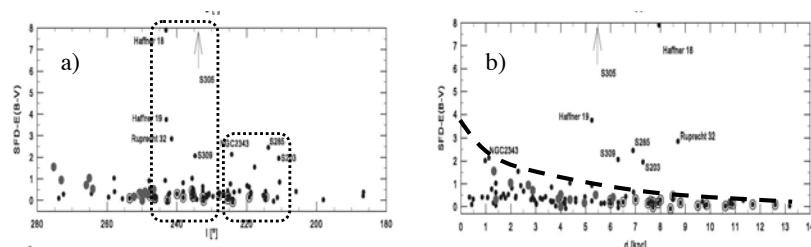


Figura 5. Diferencias de los excesos de color en el TGQ (Giorgi 2006) al comparar los resultados de los estudios de cúmulos abiertos y BPs y los de los mapas de Schlegel et al. (1998).

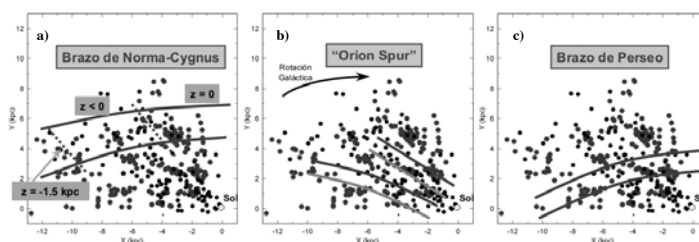


Figura 6. Trazado tentativo de la estructura espiral en el TGQ en base a la localización de cúmulos abiertos, BPs y nubes de CO.

binado del “galactic warp” y del “flare” del disco de la propia Vía Láctea, aunque Bellazzini et al. (2004) y Martínez-Delgado et al. (2005) habían descartado esta posibilidad por encontrar que las estrellas en secuencia se encuentran muy acotadas en distancia. Posteriormente, Carraro et al. (2005), Moitinho et al. (2006) y Vázquez et al. (2006), obtienen conclusiones muy reveladoras en base a sus estudios de varios cúmulos abiertos del el TGQ y al análisis de observaciones de nubes de CO. Ellos también encuentran los BPs aunque estos se hallan muy claramente relacionados con estrellas de población joven (<100 Myr), pero no se hallan evidencias convincentes de la presencia del RC (ver Fig. 4).

Por otro lado, Giorgi (2006) halla diferencias muy importantes al realizar el análisis del comportamiento del enrojecimiento en el TGQ y compararlo con los resultados obtenidos a partir de los mapas de Schlegel et al. (1998). Existe una diferencia muy notable entre $l = 230^\circ$ y $l = 250^\circ$, coincidiendo curiosamente con la posición de la nueva galaxia. Además parece haber una dependencia de las diferencias con la distancia (ver Fig. 5). Diferencias de esta clase también fueron halladas en otros trabajos (p.e. Bonifacio et al. 2000; Ahumada et al. 2001).

Más recientemente, Bellazzini et al. (2006) sugieren que las estrellas del BP pueden ser en realidad estrellas “blue stragglers” de la población vieja de la galaxia enana, pero la cantidad necesaria para explicar las observaciones sería muy elevada. Por otro lado, Pandey, Sharma y Oruga (2006) también hacen un análisis de un grupo de cúmulos abiertos en el segundo y tercer cuadrantes ($112^\circ < l < 252^\circ$) y también identifican la presencia de poblaciones jóvenes.

2.5. La estructura del Tercer Cuadrante de la Vía Láctea

Los trabajos de Carraro et al. (2005), Moitinho et al. (2006) y Vázquez et al. (2006) establecen también una aproximación a la estructura del TGQ a partir de la distribución de los cúmulos abiertos y los BPs en el óptico, y de las nubes de CO en radio. Se revela así que dichos objetos comparten la misma localización espacial en el disco fino y ambos describen el “galactic warp”. Este hecho fortalece a su vez la idea de que los BPs están constituidos por una población joven.

Adicionalmente, se nota que la estructura espiral en el TGQ no es simple ya que a primera vista no surge ningún patrón claro. No obstante en base a los estudios globales realizados en los otros cuadrantes (principalmente el de Russeil 2003) y utilizando una extrapolación como primer aproximación, se pueden describir el comportamiento de los siguientes brazos (ver Fig. 6):

- **Brazo de Norma-Cygnus:** Existe coincidencia espacial entre las observaciones ópticas y las de CO y a su vez de estas con las de HI (“warp”). El brazo se extendería entre: $l = 215^\circ$ (a unos 7 kpc) y $l = 260^\circ$ (a unos 17 kpc), con un ancho entre 2-3 kpc y aparentemente se ensancharía a medida que se aleja. El brazo se mantendría a $z = 0$ hasta $l = 220^\circ$ y luego caería hasta aproximadamente 1.5 kpc a $l = 250^\circ$ y finalmente comenzaría a subir lentamente. Este brazo se lo puede asociar con el brazo descubierto en HI por McClure-Griffiths et al. (2004) en el cuarto cuadrante.
- **“Orion Spur”:** Moffat & Fitzgerald (1979) indican que se este dirigiría hacia Canis-Major aunque Vega et al. (1986) indican que se dirigiría hacia Vela. Los datos HI revelan que esta estructura se diluye como para dar una forma y ubicación precisa. Los datos ópticos indicarían una unión entre el Sol y el brazo de Norma-Cygnus cubriendo las longitudes de $l = 235^\circ$ a $l = 250^\circ$ y centrado en $l = 245^\circ$. Mas allá de $l = 250^\circ$ los datos de CO proveen la continuación del brazo en la dirección de Vela. Aparentemente las nubes moleculares se hallan algo retrasadas de las regiones en óptico tal vez debido a la rotación galáctica (ver p.e. Heyer & Terebey 1998). La estructura se mantiene a $z = 0$ hasta 1 kpc del Sol y luego comenzaría a descender hasta alcanzar el brazo de Norma-Cygnus.
- **Brazo de Perseo:** Este brazo se extiende claramente en el segundo cuadrante (Xu et al. 2006) pero aparentemente se diluye en el TGQ. Solo se lo podría relacionar con grupo de cúmulos y de nubes de CO en $l = 210^\circ$ a unos 7 kpc del Sol.

3. Conclusiones

En este trabajo se reafirma la utilidad de los cúmulos abiertos como una herramienta ventajosa para el estudio de la Vía Láctea y para resolver puntos conflictivos. Se pueden destacar los entonces los siguientes resultados:

- Tanto las observaciones en el óptico como en radio producen una imagen coherente de la estructura del TGQ revelando en conjunto la presencia del “galactic warp”.
- Hay indicios importantes indicando que la galaxia enana de CMa no es real. Los BPs parecen corresponder a una población joven, mientras que la sobredensidad

y los RCs detectados por algunos autores pueden ser debida a diferentes causas o una combinación de ellas como son: sobrecorrección del enrojecimiento debido al uso de los mapas de Schlegel et al 1998; efecto de acumulación por estar observando en una dirección aproximadamente tangente al “Orion spur”; efecto de selección debido a fluctuaciones en la absorción interestelar debido a huecos en la distribución de polvo y/o un efecto debido al “warp” y “flare” de la propia Vía Láctea.

- La absorción se debe estimar cuidadosamente para no cometer errores. En particular, los mapas de Schegel et al (1998) se deben considerar como una cota superior de los excesos de color.

Agradecimientos. GLB agradece al Comité Científico de la 49 Reunión Anual de la AAA por la invitación ofrecida para brindar la presente conferencia. Por otro también se agradece a los demás miembros y colaboradores del “*Grupo de Astrofísica de Cúmulos Abiertos*” de La Plata (A. Feinstein, R.A. Vázquez, E.E. Giorgi, G. Carraro, A. Moitinho y J. May) quienes ayudaron a enriquecer el contenido de este trabajo.

Referencias

- Ahumada A.V., Clariá J.J., Bica E. et al. 2001, A&A 377, 845
Bellazzini M., Ibata R., Ferraro F.R. & Testa V. 2003, A&A 405, 577
Bellazzini M., Ibata R., Monaco L. et al. 2004, MNRAS 354, 1263
Bellazzini M., Ibata R., Martin N. et al. 2006, MNRAS 366, 865
Bok B.J. 1959, The Observatory 79, 58
Bonifacio P., Monai S. & Beers T.C. 2000, AJ 120, 2065
Carney B.W. & Seitzer P. 1993, AJ 105, 2127
Carraro, G., Vázquez R.A., Moitinho A. & Baume G. 2005, ApJ 630, L153
Dinescu D.I., Martínez-Delgado D., Girard T.M. et al. 2005 ApJ 631, L49
Fitzgerald M.P. & Moffat A.F.J. 1974, AJ 79, 873
Fitzgerald M.P. & Moffat A.F.J. 1980, MNRAS 193, 761
Giorgi E.E. 2006 en *Tesis Doctoral*, FCAGLP (en preparación)
Helmi A., White S.D.M., de Zeeuw P.T. & Zhao H. 1999, Nature 402, 53
Heyer M.H. & Terebey S. 1998, ApJ 502, 265
Ibata R.A., Gilmore G. & Irwin M.J. 1994, Nature 370, 194
Ibata R.A., Wyse R.F.G., Gilmore G. et al. 1997, AJ 113, 634
Ibata, R.A., Irwin M., Lewis G. et al. 2001, Nature 412, 49
Ibata R.A., Lewis G.F., Irwin M.J. & Cambrésy, L. 2002, MNRAS 332, 921
Ibata R.A., Irwin M.J., Lewis G.F. et al. 2003, MNRAS 340, L21
Ivezie Z. et al 2000, AJ 120, 963
Johnston K.V., Spergel D.N., & Hernquist L. 1995, ApJ 451, 598
Johnston K.V., Hernquist L. & Bolte M. 1996, ApJ 465, 278
Johnston K.V., Zhao H., Spergel D.N. & Hernquist L. 1999, ApJ 512, L109
Kaltcheva N.T. & Hilditch R.W. 2000, MNRAS 312, 753

- Kapteyn J.C. 1922, AJ 55, 302
Kapteyn J.C. & van Rhijn 1920, AJ 52, 23
Lindblad B. 1927, MNRAS 87, 553
Linden-Bell D. & Linden-Bell R.M. 1995, MNRAS 275, 429
Majewski S.R., Munn J.A., & Hawley S.L. 1996, ApJ 459, L73
Martin N.F., Ibata R.A., Bellazzini M. et al. 2004, MNRAS 348, 12
Martínez-Delgado D., Butler D.J. Rix H-W. 2005, ApJ 633, 205
McClure-Griffiths N.M., Dickey J.M., Gaensler B.M. et al. 2004, ApJ 607, L127
McConnachie A. W., Irwin M.J., Ibata R.A. et al. 2003, MNRAS 343, 1335
Mihalas D. & Binney J. 1981 en *Galactic Astronomy*, W.H. Freeman & Co.
Moitinho A., Vázquez R.A., Carraro G. et al. 2006, MNRAS 368, L77
Momany Y., Bedin L.R., Cassisi S. et al. 2004, A&A 420, 605
Morgan W.W., Sharpless S. & Osterbrock D.E. 1952, AJ 57, 3
Morgan W.W., Whitford S. & Code A.D. 1953, AJ 18, 318
Nakanishi H. & Sofue Y. 2003, PASJ 55, 191
Newberg H.J., Yanny B., Rockosi, C. et al. 2002, ApJ 569, 245
Oort J.H. 1927, Bull. Astron. Inst. Netherlands 3, 275
Oort J.H., Kerr F.T. & Westerhout G. 1958, MNRAS 118, 379
Pandey A.K., Sharma S. & Ogura K. 2006, MNRAS 373, 255
Rocha-Pinto, H.J., Majewski S.R., Skrutskie M.F. et al. 2003, ApJ 594, L115
Russeil D. 2003, A&A 397, 133
Schlegel, D.J., Finkbeiner, D.P. & Davis, M. 1998, ApJ 500, 525
Shapley H. 1919, AJ 50, 107
Vázquez R.A., May J., Carraro G. et al. 2006 (en preparación)
Vega E.I., Muzzio J.C. & Feinstein A. 1986, RMxAA 13, 33
Vogt, N. 1976, A&A 53, 9
Xu Y., Reid M.J., Zheng X.W. & Menten K.M. 2006, Science 311, 54
Yanny B., Newberg H.J., Kent, S. et al. 2000, ApJ 540, 825
Yanny B., Newberg H.J, Grebel, E.K. 2003, ApJ 588, 824

ORAL PAPER

Radio spectrum of W44: signatures of SNR/molecular clouds interaction

G. Castelletti¹, G. Dubner¹, C. Brogan², and N. E. Kassim³

(1) Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE), CC 67, Suc. 28,
1428 Buenos Aires, Argentina

(2) National Radio Astronomy Observatory, P.O. Box O, Socorro, NM
87801, USA

(3) Naval Research Laboratory, Remote Sensing Division, 4555 Overlook
Avenue, SW, Code 7213, Washington, DC 20375, USA

Abstract. We report on the results of long wavelength observations of the Galactic supernova remnant (SNR) W44 (G34.7–0.4) carried out using the Very Large Array (VLA) at 74 MHz (~ 4 m) and 324 MHz (~ 1 m). Several works have proposed that W44 is interacting with neighboring molecular clouds. The new images of W44, obtained with unprecedented sensitivity and resolution at these low radio frequencies, have allowed us to perform a detailed study of the spectrum. From the comparison of the new observations with archival VLA data at 1442 MHz, we find a straight spectrum between 74 and 1442 MHz ($\alpha \sim -0.5$) in most of the bright filamentary structure of W44. Two clear exceptions to this spectral behavior are observed toward the southeast and west portions of the source: a positive spectral component ($0.0 < \alpha < +0.4$) discovered between 74 and 324 MHz toward the southeast and a concave down spectral region on the bright portion of the SNR limb to the west. In the investigated radio frequencies, no evidence for a spectral connection between the pulsar wind nebula created by PSR B1853+01 and the surrounding SNR radio shell, is observed.

Resumen. Presentamos nuevas observaciones del resto de supernova (RSN) galáctico W44 (G34.7–0.4) realizadas usando el Very Large Array (VLA) en 74 MHz (~ 4 m) y 324 MHz (~ 1 m). Varios trabajos proponen que W44 está interactuando con nubes moleculares vecinas. Las nuevas imágenes obtenidas con una sensibilidad y resolución angular sin precedentes en este rango de radio frecuencias, permite realizar un estudio detallado del espectro. En base a la comparación de las nuevas observaciones con datos tomados del archivo del VLA en 1442 MHz, encontramos un espectro recto ($\alpha \sim -0.5$) entre 74 y 1442 MHz en la mayor parte de la estructura filamentaria de W44. Dos excepciones claras a este comportamiento espectral son observadas hacia el sureste y oeste de la fuente: una componente espectral positiva ($0.0 < \alpha < +0.4$) entre 74 y 324 MHz hacia el sureste y una región con espectro cóncavo en la porción brillante del borde oeste del RSN. En el rango de frecuencias investigado no se encontraron evidencias de una transición espectral entre la nebulosa de viento creada por el pulsar PSR B1853+01 y la cáscara en radio del RSN.

1. Introduction

Several aspects contribute to make the Galactic supernova remnant (SNR) W44 a very interesting candidate to be studied in long radio wavelengths. It is an evolved ($\sim 10^4$ years) remnant characterized by a mixed-morphology with shell-like radio emission and centrally condensed thermal X-rays (Rho et al. 1994). The associated pulsar PSR B1853+01 located inside the radio shell has created a pulsar wind nebula detected both in radio and X-rays (Frail et al. 1996, Harrus & Helfand 1996).

Observations in different molecular lines have revealed the existence of a chain of clouds along the bright eastern limb of the remnant (Seta et al. 2004, Reach et al. 2005). The detection of numerous OH (1720 MHz) masers (Hoffman et al. 2005) and filamentary 4.5 μm IR emission (Reach et al. 2006) strongly support the hypothesis that the SN shock is physically interacting with dense cloud material that wraps the SNR mainly towards the east and southeast.

The EGRET source 3EG 1856+0114 located to the east of W44 has been suggested to be associated with W44 (Yadigaroglu & Romani 1997).

Motivated by the abovementioned properties of the SNR W44 we have conducted high-resolution low frequency observations at 74 and 324 MHz of W44 to understand the origin of the observed radio emission and to explore the connection between the properties of the synchrotron emission and the presence of the surrounding clouds. In addition, the spectral consequences of the presence of a pulsar in its interior, were investigated. Here, we present the new images of W44 at 74 and 324 MHz generated from a multiple-configuration VLA dataset together with a preliminary analysis of the spectral properties over this source. A complete analysis of these observations will be published in Castelletti et al. (2007).

2. Observations

We observed the SNR W44 using the VLA (NRAO)⁶ in the configurations A and B at 74 MHz and using all four VLA configurations at 324 MHz. Specific details concerning to observations, reduction data procedures as well as the imaging techniques applied to the data are described in Castelletti et al. (2007).

In Fig. 1a we present the radio image of the SNR W44 at 74 MHz (HPBW $39'' \times 36''$, rms ~ 65 mJy beam⁻¹) while Fig. 1b displays W44 at 324 MHz (HPBW $13'' \times 13''$, rms ~ 5 mJy beam⁻¹). Likewise the higher frequencies, the radio morphology is dominated by a filamentary structure, for the first time resolved at 74 MHz.

3. Low frequency radio spectra in W44

The spatially resolved spectral index maps obtained from the comparison of 74 and 324 MHz and between 324 and 1442 MHz are displayed in Fig. 1c and Fig. 1d, respectively. These maps have been computed from images fully matched (restoring beam, astrometry, etc.) and with homogenized flux scales.

⁶The National Radio Astronomy Observatory is a facility of the National Science Foundation operated under cooperative agreement by Associated Universities Inc.

Some spectral variations are observed in both maps, with the spectral index α varying between $\sim +0.4$ to over ~ -0.5 (where $S_\nu \sim \nu^\alpha$). Three properties are especially notorious in these maps: (1) all along the eastern limb and in the bright filaments running across W44, little spectral variations with frequency are observed, with α between -0.4 and -0.5 , suggesting first-order Fermi shock acceleration in the filamentary shell of the SNR; (2) a narrow band with positive spectrum ($0.0 < \alpha < +0.4$) in the southeast border of W44 observed in the 74/324 MHz comparison. Such spectral component is located where a giant molecular cloud is interacting with the SNR and where the line

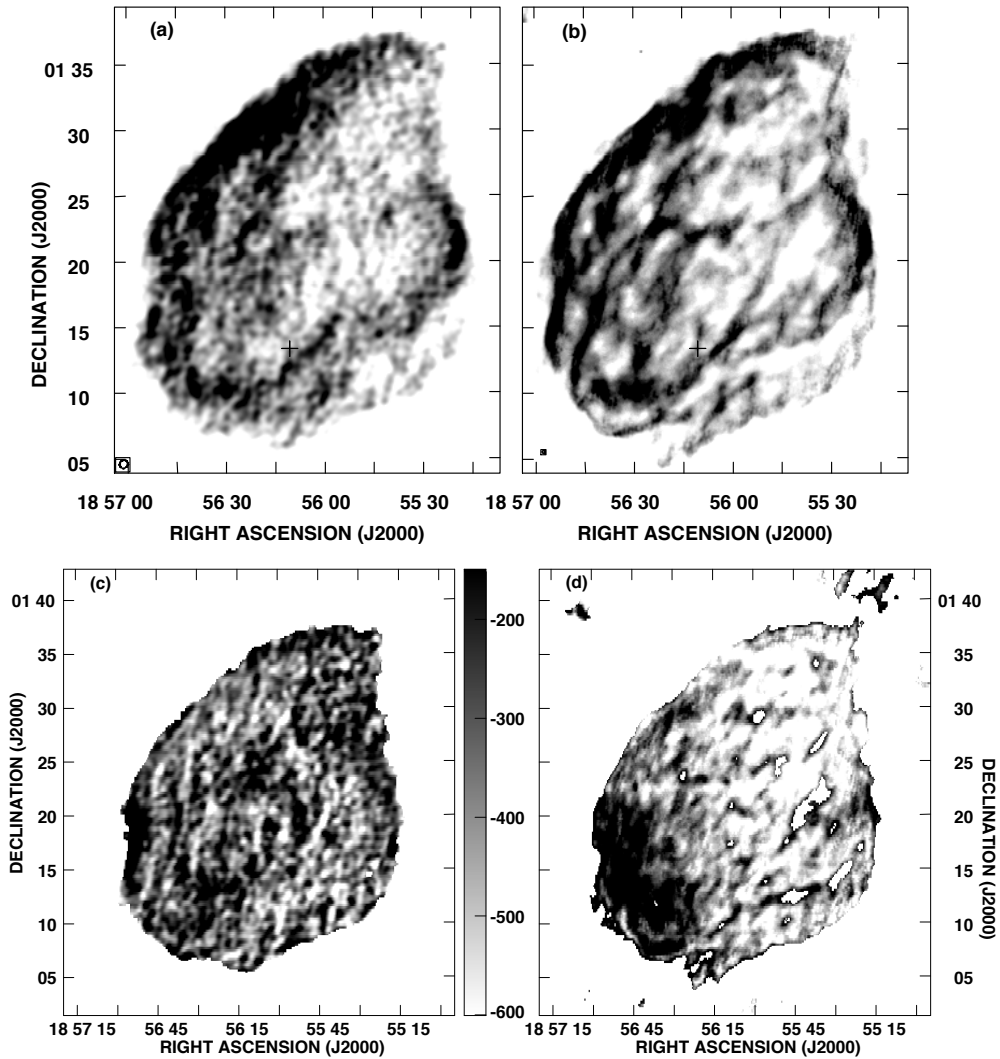


Figure 1. (a) VLA image of W44 at 74 MHz; (b) VLA image of W44 at 324 MHz. The plus sign indicates the location of the pulsar PSR B1853+01; (c) Spectral index map obtained from the comparison of emission at 74 and 324 MHz; (d) Spectral index map obtained from the comparison of emission at 324 and 1442 MHz. Dark regions correspond to flat or positive spectrum.

of sight intersects the photo dissociation region of an HII region and a young stellar object is present; (3) a concave down spectrum region observed on the westernmost bright arc of the remnant. This spectral flattening discovered in the 74/324 MHz map may be indicative of higher post-shock densities and enhanced magnetic fields after the interaction of the expanding shock with a molecular cloud.

On the other hand, neither the 74/324 MHz nor the 324/1442 MHz spectral map show evidence of a spectral transition from the pulsar wind nebula (PWN) created by PSR B1853+01 to the surrounding SNR radio shell, indicating that the action of the neutron star is confined within the limits of the PWN.

4. Conclusions

We have presented new VLA images of the SNR W44 at 74 and 324 MHz. From the combination of the present data with data at 1442 MHz, we have analyzed spectral index variations within this SNR. The spectral distribution exhibits significant variations, particularly we find that the filamentary structure has a good correlation with spectral features. On the other hand, we do not find any spectral evidence of the presence of more energetic radiating particles injected by the pulsar to the radio shell.

Acknowledgments. This research has been funded by Argentina grants ANPCYT-PICT 04-14018, UBACYT A055/04, ANPCYT-PICT 03-11235 and PIP-CONICET 6433. Basic research in Radio Astronomy at the Naval Research Laboratory is supported by 6.1 base funding.

References

- Castelletti, G., Dubner, G., Brogan, C., & Kassim, N. E. 2007, *A&A*, in press
Frail, D. A., Giacani, E. B., Goss, W. M., & Dubner, G. 1996, *ApJ*, 464, L165
Harrus, J. P. & Helfand, D. J., 1996, *ApJ*, 464, L161
Hoffman, I. M., Goss, W. M., Brogan, C. L., & Claussen, M. J. 2005, *ApJ*, 627, 803
Reach, W. T., Rho, J., & Jarrett, T. H. 2005, *ApJ*, 618, 297
Reach, W. T., Rho, J., Tappe, A., et al. 2006, *AJ*, 131, 1479
Rho, J., Petre, R., Schlegel, E. M., & Hester, J. J. 1994, *ApJ*, 430, 757
Seta, M., Hasegawa, T., Sakamoto, S., et al. 2004, *AJ*, 127, 1098
Yadigaroglu, I.-A. & Romani, R. W. 1997, *ApJ*, 476, 347

PRESENTACIÓN ORAL

GS263-02+45: Una nueva supercáscara de HI con evidencia de formación estelar?

M.A. Corti^{1,2,4}, E.M. Arnal^{3,4,5}

(1) *Becaria de CONICET*

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

(3) *Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR)*

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

(5) *Miembro de la Carrera del Investigador Científico, CONICET*

Abstract. Neutral hydrogen (HI) supershells are among the most spectacular phenomena that can be witnessed in the interstellar medium of spiral galaxies. The HI supershells are often identified as HI brightness temperature minima surrounded by “walls” of HI emission. In this work we present observational results that reveal the presence of a new HI supershell in a complex region of the Milky Way. Following the nomenclature accepted to designate these objects, the new HI supershell has been identified as GS263-02+45 and its diameter is of the order of 630 pc at a distance of ~ 5 kpc. In this work we determine some of its physical characteristics and correlate the large scale distribution of the HI with the one corresponding to the dust (MSX and IRAS databases). We discuss the possibility that the Bochum 7 OB association has been formed by the supershell some $(2-7) \times 10^6$ years ago.

Resumen. Las supercáscaras de hidrógeno neutro (HI) se encuentran entre las estructuras más espectaculares que puedan observarse en el medio interestelar de galaxias en espiral. Estos objetos son generalmente observados como un mínimo en la distribución de HI que se encuentra rodeado por “paredes”, de HI en emisión. En este trabajo se presentan resultados observacionales que muestran la presencia de una nueva supercáscara de HI en una región compleja (cerca a la nebulosa de Gum) de la Vía Láctea. Siguiendo la nomenclatura aceptada para designar a estos objetos, la misma ha sido identificada como GS263-02+45, se encuentra ubicada a una distancia de aproximadamente 5 kpc y posee un diámetro del orden de los 630 pc. En este trabajo se determinan algunos de sus parámetros físicos y se correlaciona la distribución espacial del HI con la correspondiente al polvo (bases de datos de los satélites MSX e IRAS). Se discute la posibilidad de que la asociación OB “Bochum 7”, se hubiera formado en la supercáscara hace (2-7) millones de años.

1. Introducción

Las cáscaras y supercáscaras de HI son objetos que a lo largo de su evolución influyen en la estructura, dinámica y evolución del medio interestelar (MIE). Son objetos de gran masa que usualmente se detectan como “mínimos” en la emisión del hidrógeno

neutro (HI). Cuando las dimensiones de estas estructuras llegan a alcanzar los cientos de parsecs, se denominan *supercáscaras* (SCHI de acá en más) (Rand & Stone 1996; de Blok & Walter 2000). Las edades de las SCHI están típicamente en el rango de 10^6 - 10^8 años. Heiles (1979,1984) definió como SCHI a aquellas cuyas energías cinéticas son $\geq 3 \times 10^{52}$ ergs. El origen de la energía cinética de las SCHI es aún un tema de discusión.

Durante su evolución las SCHI pueden originar la formación estelar en nubes moleculares próximas. Son muy pocas las SCHI relacionadas con formación estelar que se conocen en nuestra galaxia. Una de ellas podría ser la SCHI GSH263+00+47 (McClure-Griffiths et al. 2002) que en un borde exterior limita con la asociación OB Bochum 7 (Bo7 de acá en más). GSH263+00+47 está ubicada en $(l, b)=(263^\circ 0, 0^\circ 0)$ y su velocidad radial baricentral es de 47 km s^{-1} . La distancia de esta cáscara es $5.5 \pm 1 \text{ kpc}$ (McClure-Griffiths et al. 2002). Bo7 es una asociación OB ubicada en $(l, b)=(265^\circ 0, -2^\circ 0)$ a una distancia de $4.5 \pm 0.4 \text{ kpc}$ (Corti 2005), con velocidad radial $V = 49 \pm 6 \text{ kms s}^{-1}$ (Corti et al. 2003). Todas las velocidades radiales están referidas al sistema local de referencia (LSR).

La asociación OB Bo7 y la cáscara de HI GSH263+00+47 se ubican más allá de la Nebulosa de Gum. La presencia de esta última dificulta el análisis de datos de los satélites IRAS y MSX, y de CO que se quiera hacer de GSH263+00+47.

La motivación de este trabajo es investigar la posible relación entre la cáscara de HI descubierta por McClure-Griffiths et al. (2002) y Bo7.

Este artículo está organizado de la siguiente manera: en la Sección 2 presentamos los resultados con su discusión y en la Secc. 3 las conclusiones.

2. Resultados y discusión

Analizando la región delimitada por $255^\circ \leq l \leq 270^\circ$ y $-8^\circ \leq b \leq 5^\circ$, haciendo uso del relevamiento de HI del IAR del Hemisferio sur⁷ (Arnal et al. 2000) accesible en el Centro de Datos de Estrasburgo (CDS), confirmamos que la asociación OB se encuentra fuera de la cáscara GSH263+00+47.

La edad dinámica de GSH263+00+47, adoptando un radio de $\sim 130 \text{ pc}$ y una velocidad de expansión de 13 km s^{-1} , no superaría los 2.5×10^6 años (McClure-Griffiths et al. 2002). Bo7 es una asociación cuya edad se encuentra en el rango de 2 a 7 millones de años, con lo cual resulta difícil pensar que la misma pudiera tener una formación posterior a la de GSH263+00+47. A esta característica se le suma el resultado arrojado por los movimientos propios de Bo7. Si bien los mismos fueron obtenidos con gran error (Corti 2005) muestran que el movimiento de los miembros de la asociación no coincide con el sentido de la velocidad de expansión que tiene la cáscara.

Debido a lo que aquí se comenta fue necesario estudiar un poco más ambos objetos para encontrar una respuesta a nuestra motivación científica. Usando el relevamiento de HI del IAR se encontró una SCHI de mayor tamaño que la detectada por McClure-Griffiths. En la supercáscara de HI encontrada por los autores, Bo7 se encuentra ubicada sobre la parte interna de la cáscara, en una región de baja emisión entre dos máximos. El objeto encontrado por McClure-Griffiths y la nueva estructura de HI coinciden en sus bordes superiores (ver Figura 1).

⁷<http://www.iar.unlp.edu.ar/ES/relev-hi.htm>

La cáscara que hemos descubierto posee una velocidad baricentral de $45 \pm 2 \text{ km s}^{-1}$ y su centro está ubicado en $(l, b) \simeq (262^\circ.6, -1^\circ.8)$. Con estos datos y empleando el modelo de rotación para la Galaxia de Fich et al. (1989) se determinó una distancia cinemática a la cáscara de $5.3 \pm 1.0 \text{ kpc}$. Siguiendo la nomenclatura estándar denominamos a esta cáscara GS263-02+45. Posteriormente, con la distancia y el tamaño angular medido para GS263-02+45 a partir de la distribución de HI, se determinó para la misma un diámetro de $630 \pm 60 \text{ pc}$, con lo cual le corresponde la categoría de “supercáscara”. La Figura 1 es una imagen de HI a 47 km s^{-1} obtenida del cubo de datos del relevamiento de HI efectuado en el IAR. En dicha Figura se indican las posiciones de las SCHI GSH263+00+47 y GS263-02+45 y también la ubicación de Bo7. Los vientos de las estrellas de mayor masa miembros de la asociación Bo7 podrían haber generado la zona de baja emisividad en la que Bo7 se encuentra, como consecuencia de una interacción física entre ambos objetos.

GS263-02+45 se detectó en el rango de velocidades de $38 \leq V \leq 50 \text{ km s}^{-1}$. Esto permite encontrar una cota inferior de 6 km s^{-1} para su velocidad de expansión. Suponiendo que la SCHI fuera parte de una burbuja interestelar, se encuentra una cota superior para su edad cinemática del orden de los 13 millones de años. En las proximidades de Bo7 se encuentra la fuente IRAS 08426-4601 $(l, b)=(265^\circ.3, -2^\circ.2)$. Observaciones del CS(2-1) realizadas por Bronfman et al (1996) en la dirección de la fuente IRAS muestran una línea de emisión a $V = 43.8 \text{ km s}^{-1}$. Dicha fuente IRAS también fue observada por el satélite MSX. El diagrama color-color obtenido a partir de los flujos medidos en el infrarrojo (Wood & Churchwell 1989b) indica que la misma podría ser una región HII ultra compacta (Corti 2005).

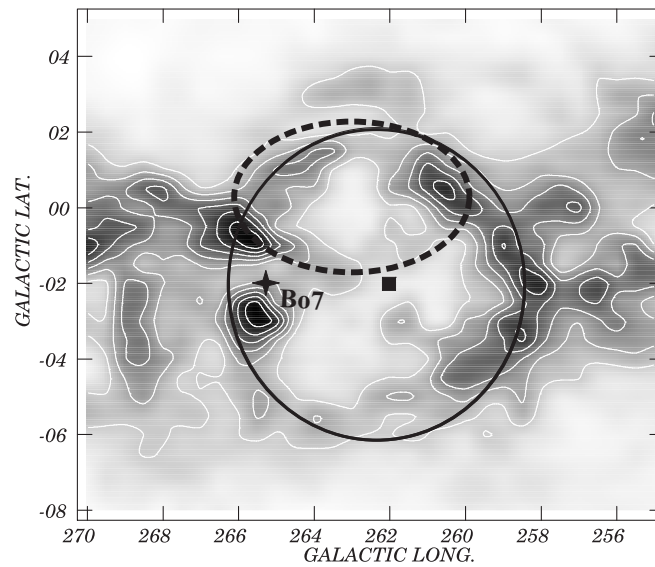


Figura 1. La Figura es una imagen de HI a 47 km s^{-1} . En la misma se indican con línea a trozos la posición de GSH263+00+47, con línea gruesa la posición de la nueva cáscara GS263-02+45 cuyo centro geométrico coincide con el cuadrado lleno. La posición de Bo7 se encuentra indicada por una cruz.

3. Conclusiones

En base a este estudio preliminar se puede concluir que la asociación OB Bo7, ubicada en $(l, b) = (265^{\circ}0, -2^{\circ}0)$ a una distancia de 4.5 ± 0.4 kpc y con una velocidad radial de 49 ± 6 km s⁻¹, se encuentra muy probablemente vinculada con la SCHI GS263-02+45. La misma tiene su centroide en $(l, b) \simeq (262^{\circ}6, -1^{\circ}8)$, posee un diámetro de 630 ± 60 pc, una velocidad radial baricentral de 45 ± 2 km s⁻¹ y una velocidad de expansión de 6 km s⁻¹. Una cota superior para la edad cinemática de GS263-02+45 sería de 13×10^6 años.

En las proximidades de Bo7 y a una velocidad radial similar a la de Bo7 y GS263-02+45, se encuentra la fuente IRAS 08426-4601. En base a sus colores IRAS, la misma podría ser una región HII ultracompacta.

La ubicación relativa de GS263-02+45, Bo7 y IRAS 08426-4601, la muy probable interacción de Bo7 con GS263-02+45, la similitud de velocidades radiales de estos dos objetos con la observada en la línea de CS(2-1) de la fuente IRAS, y el gradiente de edades observado entre los tres objetos, hacen muy probable que Bo7 y la fuente IRAS representen distintos estadios de un proceso de *formación secuencial*.

Referencias

- Arnal, E. M., Bajaja, E., Larrarte, J. J., Morras, R., & Poppel, W. G. L. 2000, A&AS, 142, 35
- Bronfman, L., Nyman, L. A., & May, J. 1996, A&ASS, 115, 81
- Corti, M. 2005, Tesis Doctoral, Universidad Nacional de la Plata, Argentina
- Corti, M., Niemela, V., & Morrell, N. 2003, A&A, 405, 571
- de Blok, W. J. G. & Walter, F. 2000, ApJ, 537, L95
- Fich, M., Blitz, L., & Stark, A. A. 1989, ApJ, 342, 272
- Heiles, C. 1979, ApJ, 229, 533
- Heiles, C. 1984, ApJS, 55, 585
- McClure-Griffiths, N. M., Dickey, J. M., Gaensler, B. M., & Green, A. J. 2002, ApJ, 578, 176
- Rand, R. J. & Stone, J. M. 1996, AJ, 111, 190
- Wood, D.O.S. & Churchwell, Ed. 1989b, ApJ, 340, 265

PRESENTACIÓN ORAL

Estudio multifrecuencia de las nebulosas en H α RCW 121 y RCW 122

N. Duronea^{1,2}, M. Arnal^{1,2}, J.C. Testori¹

(1) Instituto Argentino de Radioastronomía

(2) Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - UNLP

Abstract. A multifrequency study has been made towards the H α nebulae RCW 121 and RCW 122. The analysis of the ¹²CO (J=1-0) line revealed the presence of a molecular cloud at velocities between -19 and -8 km/seg that is associated with both RCW 121 and RCW 122. The analysis of radiocontinuum and IR databases indicate that both sources are thermal in origin.

Resumen. Se realizó un análisis multifrecuencia en la dirección de las nebulosas de emisión en H α RCW 121 y RCW 122. Estudios en la línea de ¹²CO (J=1-0) muestran la existencia de una nube molecular con velocidades entre -19 y -8 km/seg que abarca tanto a RCW 121 como a RCW 122 lo que sugiere una asociación física entre ambas. El análisis de las bases de datos en continuo de radio e IR indican que ambas fuentes son regiones HII.

1. Introducción

RCW 121 (l,b)=(348° .24,-0° .98) y RCW 122 (l,b)=(348° .73,-1° .04), fueron descubiertas y clasificadas en el catálogo de regiones de emisión H α galácticas del hemisferio sur (Rodgers et al., 1960). En la Figura 1 (izquierda) puede verse la emisión H α en un campo de 2° × 2° aproximadamente en la dirección de estas fuentes. Aproximadamente 20' hacia el norte de RCW 122 se encuentra el cúmulo abierto Havlen-Moffat 1 (HM1) que está ubicado una distancia de 3-4 kpc (Thé et al., 1982). Las estrellas WR 87 y WR 89 forman parte de este cúmulo (Vázquez & Baume, 2001). La estrella WR 91 se ubica en una posición cercana a RCW 122 y no parece formar parte de HM1.

RCW 122 posee una intensa contraparte en continuo de radio a frecuencias entre 408 MHz y 300 GHz (Wright et al., 1994). En casi todas las frecuencias, RCW 122 se ubica en una posición cercana a una fuente difusa de emisión que se extiende hacia el norte y noroeste (en coordenadas ecuatoriales) la cual también es visible a frecuencias en IR (ver Figura 1, derecha).

Observaciones de RCW 122 en líneas de recombinación en radio (Caswell & Haynes, 1987) indican velocidades radiales entre -12 y -13 km/seg para el gas ionizado, las cuales están en buen acuerdo con líneas moleculares (Juvela, 1996). Emisión maser (OH, H₂O y CH₃OH) también es detectada en esta dirección a velocidades similares a las mencionadas anteriormente.

Gillespie et al.(1979), estudiaron la línea J=1-0 del ¹²CO en una región de aproximadamente 0° .5×0° .6 en dirección a RCW 122 (ver Figura 1) y encontraron una componente molecular entre -16.5 y -9 km/seg (LSR) que probablemente se encuentra asociada a RCW 122.

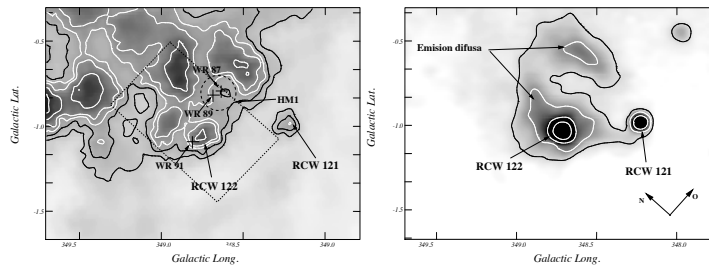


Figura 1. Izquierda: Imagen $H\alpha$ en la dirección de RCW 121 y RCW 122 (Gaustad et al., 2001). Las posiciones de las estrellas WR 87, WR 89 y WR 91 están indicadas. La circunferencia indica la posición del cúmulo HM1 y el rectángulo representa la zona estudiada por Gillespie et al. (1979). Derecha: Imagen en continuo de radio a 5 GHz de la zona (Duncan et al., 1995).

RCW 121 fue observada en continuo de radio a 2.7 y 4.85 GHz (Wright et al., 1994), líneas de recombinación en radio (Caswell & Haynes, 1987), CS ($J=2-1$) (Bronfman et al., 1996), emisión maser OH (Cohen et al., 1995) y CH_3OH (Walsh et al., 1997), y en casi todos los casos las velocidades radiales medidas son similares a las encontradas para RCW 122. Recientemente Roman-Lopes & Abraham (2006), mediante fotometría J,H y K encontraron una población estelar en formación en RCW 121. Como puede verse en la Figura 1 la zona estudiada por Gillespie et al. no cubre la posición de RCW 121.

En este trabajo se presenta un análisis multifrecuencia de las regiones RCW 121 y RCW 122, basados en un estudio del ^{12}CO ($J=1-0$) a gran escala de dicha región. Se adoptará para RCW 121 y RCW 122 la distancia de 5 kpc calculada por Radhakrishnan et al. (1972) en base a la línea de absorción del HI.

2. Observaciones y resultados

Las observaciones de ^{12}CO fueron obtenidas con el radiotelescopio japonés NANTEN de 4m de diámetro (Las Campanas, Chile). Los espectros se tomaron en la transición $J=1\rightarrow 0$ del ^{12}CO . La resolución angular es de $\sim 2'.7$ y la resolución en velocidad es 0.055 km/seg. También se hizo uso de relevamientos accesibles mediante Internet en continuo de radio en 2.4 GHz (Haynes et al., 1978), 5 GHz (Duncan et al., 1995), continuo de radio en 8.35 y 14.35 GHz (Langston et al., 2000), óptico $H\alpha$ del relevamiento SHASSA (Gaustad et al., 2001), infrarrojo (IRAS) para $\lambda = 12, 25, 60$ y $100 \mu\text{m}$ (Beichmann et al., 1985) y (MSX) para $\lambda = 8.28, 12.13, 14.65$ y $21.3 \mu\text{m}$ (Egan et al., 1996) del archivo de datos infrarrojos IRSA.

Se analizaron los perfiles de emisión de ^{12}CO en la dirección de RCW 121 y RCW 122 y se encontraron tres componentes moleculares en distintos intervalos de velocidad: 1)-38 a -24 km/seg, 2)-23 a -8 km/seg y 3)-8 a -2 km/seg. Debido a la excelente correspondencia morfológica existente entre la emisión de CO en el segundo intervalo de velocidades y la emisión observada en otras longitudes de onda (continuo de radio e IR), concluimos que esta componente molecular está muy probablemente asociada a RCW 121 y RCW 122. En la Figura 2 puede verse una superposición de esta compo-

nente molecular con la imagen de RCW 121 y RCW 122 en la banda A ($\lambda=8.28 \mu m$) de la base de datos MSX.

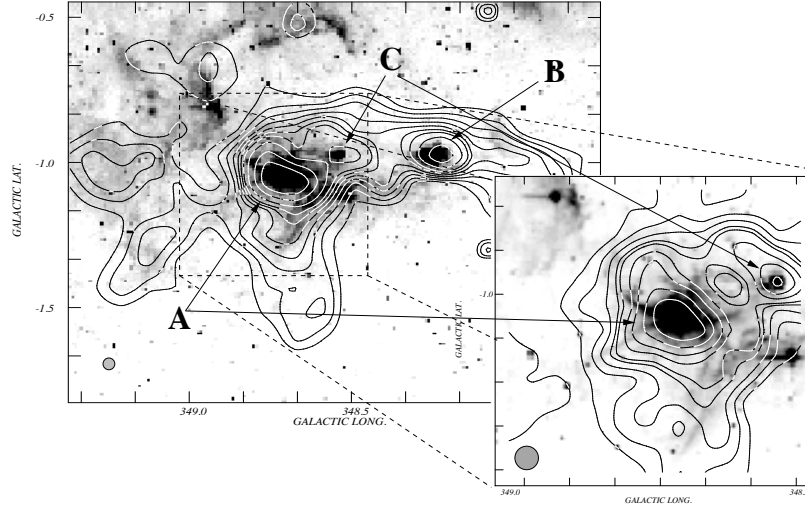


Figura 2. Superposición de la componente molecular entre -23 y -8 km/seg (contornos) y la imagen de la región en $\lambda=8.28 \mu m$ (tonos de grises) en la banda A. Los tonos difusos más oscuros corresponden a zonas de mayor emisividad. La figura inferior derecha representa una ampliación de la zona central de RCW 122. Los círculos sombreados en la zona inferior izquierda de cada figura representan el haz de las observaciones de CO.

En esta componente molecular destacamos tres concentraciones identificadas como A, B y C. La concentración A es la contraparte molecular de RCW 122, mientras que la B corresponde a RCW 121. La componente C, está relacionada con la región que denominaremos G348.55-0.98. En la Tabla 1, se dan algunos parámetros físicos de estas concentraciones.

Tabla 1: Propiedades de las concentraciones moleculares

Concentración	V_{max} (km/seg)	FWHM (km/seg)	N_{H_2} (mol/cm ²)	M (M_{\odot})	n (cm ⁻³)
A (RCW 122)	-13.5	~ 9	2×10^{22}	1.1×10^5	500
B (RCW 121)	-14	~ 8	9.9×10^{21}	4×10^4	700
C	-13	~ 8	2×10^{22}	3.7×10^4	800

Los valores de masas derivados para estas concentraciones ($10^4 - 10^5 M_{\odot}$) son típicos de regiones de formación estelar. Existe además un notorio ensanchamiento intrínseco de la línea en dirección a estos tres objetos. Este efecto puede ser producido por un incremento en la temperatura cinética o de la turbulencia; ambos efectos también comunes en regiones de formación estelar.

Los índices espectrales obtenidos a partir de las observaciones en el continuo de radio fueron $\alpha \sim -0.05$ (RCW 121) y $\alpha \sim -0.06$ (RCW 122), valores que son típicamente térmicos.

3. Conclusiones

Se reporta el descubrimiento de gas molecular en el rango de velocidad $-23 \text{ km/seg} < v < -8 \text{ km/seg}$ posiblemente asociado a las nebulosas RCW 121 y RCW 122

No parece existir relación entre RCW 122 y la estructura difusa en emisión observada en IR y continuo de radio.

Hay evidencias que sugieren que tanto RCW 121 y RCW 122 pueden ser regiones de formación estelar jóvenes, posiblemente asociadas entre sí

Referencias

- Beichmann C.A., Neugebauer, G., Habing, H.J., Clegg, P.E., Chester, T.J., 1985, IRAS Explanatory Supplement
- Bronfmann, L., Nyman, L., & May, J. 1996, A&ASS, 115, 81
- Caswell, J.L., & Haynes, R.F. 1987, A&A, 171, 261
- Cohen, R.J., Mashedier, M.R.W., & Caswell, J.L. 1995, MNRAS, 274, 808
- Duncan A.R., Stewart R.T., Haynes R.F., Jones K.L., 1995, MNRAS, 277, 36
- Egan, M. P., Shipman, R. F. & Price, S. D., 1996, AAS, 189.8405E
- Gaustad J.E., McCullough P.R., Rosing, W. and Van Buren D., 2001, PASP, 113, 1326
- Gillespie, A.R., White, G.J., & Watt, G.D. 1978, MNRAS, 186, 383
- Haynes, R.F., Caswell, J.L., Simons, L.W.J., 1978, Austr. J. of Phys., Suppl.45, 1-87
- Juvela, M. 1996, A&ASS, 118, 191
- Langston G., Minter, A., D'Addario K., Koski, K., Zuber J., 200 AJ, 119, 2801
- Rodgers, A.W., Campbell, C.T., & Whiteoak, J.B. 1960, MNRAS, 121, 103
- Roman-Lopez, A., & Abraham, Z. 2006, astro-ph/0601087
- Thé, P.S., Arens, M. & van der Hucht, K., 1982, ApJ, 22, 109
- Vásquez R.A. & Baume G., 2001, A&A, 371, 908
- Walsh, A.J., Burton, M., Hyland, A., & Robinson, G. 1998, MNRAS, 301, 640
- Wright, A.E., Griffith, M.R., Burke, B.E., & Ekers, R.D., 1994, ApJS, 91, 111

POSTER PAPER

A VLA study of the Supernova Remnant Kes 79

G. Castelletti¹, E. Giacani¹, G. Dubner¹, N. Loiseau²

(1) Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE), CC 67, Suc.28,
1428 Buenos Aires, Argentina

(2) XMM-Newton Science Operation Center, ESAC, Villafranca del
Castillo, España

Abstract. We present new high quality images of the supernova remnant (SNR) Kes 79 (G33.6+0.1) at 74 and 324 MHz. We also report a new radio continuum image of the SNR at 1.5 GHz obtained after reprocessing VLA archival data and combine them with single-dish observations. The new images reveal two incomplete concentric shells immersed in diffuse emission. Based on the new observations a cometary-like radio nebula with the pulsating X-ray point source CXOU J185238.6+004020 located at the apex, has been detected at both 324 MHz and 1.5 GHz. A pulsar wind nebula origin is suggested for this structure.

Resumen. Presentamos nuevas observaciones de alta calidad del resto de supernova (RSN) Kes 79 (G33.6+0.1) en 74 y 324 MHz. También se presenta una nueva imagen en continuo de radio en 1.5 GHz obtenida a partir de datos de archivo del VLA reprocesados en conjunto con observaciones de disco simple. Las nuevas imágenes revelan dos cáscaras concéntricas incompletas inmersas en emisión difusa. En base a estas observaciones se detectó en 324 MHz y 1.5 GHz una nebulosa de radio con forma cometaria con la fuente pulsante en rayos X CXOU J185238.6+004020 en su apex. Se sugiere que esta estructura es la nebulosa de viento soplada por el pulsar.

1. Introduction

Observations of supernova remnants (SNRs) at meter and longer wavelengths provide unique insights to distinguish a variety of important physical phenomena taking place in these sources, such as shock particle acceleration processes and thermal absorption at a molecular cloud/SNR interaction boundary and/or thermal absorption due to ionized gas in the ISM along the line-of-sight towards the remnant.

Kes 79 (G33.6+0.1) is a Galactic SNR located at a distance of ~ 10 kpc (Case & Bhattacharya 1998 and references therein) with a peculiar morphology in both, X-ray and radio bands. Radio observations of the remnant at 1.5 and 5 GHz revealed a morphology dominated by two concentric partially complete shells with diameters of about $8'$ and $12'$, respectively (Seward & Velusamy 1995). Green & Dewdney (1992) have suggested the existence of a molecular cloud possibly interacting with Kes 79 along the east and southeast limbs.

The X-ray emission from Kes 79 as observed with the *Chandra* telescope (0.5-3 keV), has revealed a complex morphology consisting of filaments, multiple shells, a loop and

a protrusion. Most of the X-ray emission comes from the central region (Sun et al. 2004).

Chandra observations in the 0.8-8 keV energy range, underscored the presence of an X-ray point source, CXOU J185238.6+004020, located close to the geometric center of the remnant (Seward et al. 2003). Recently, *XMM-Newton* observations in the 0.3-10 keV energy band detected X-ray pulsations from CXOU J185238.6+004020 with a period of 105 ms (Gotthelf, Halpern and Seward 2005). This source may well be the compact stellar remnant formed in the SN event, though no evidence for a surrounding pulsar wind nebula was found in the X-rays (Seward et al. 2003).

We have started a project to study the SNR Kes 79 at low radio frequencies based on observations carried out using the Very Large Array telescope (VLA) at 74 and 324 MHz. In this work we present preliminary results analyzing morphological properties of this remnant at these low radio frequencies.

2. Observations

The observations at 74 and 324 MHz were carried out simultaneously with the VLA (NRAO)⁸ in the B configuration on June 15, 2002 and in the A configuration in two sessions on August 31 and September 1, 2003. Additional observations at 324 MHz were performed in the C and D arrays on December 14, 2002 and March 16, 2003, respectively. The *uv* data from each array were combined to form a single dataset to image a full range of spatial frequencies. A detailed description of the data reduction and imaging procedures applied to the data is presented in Castelletti et al. (2007).

The observations at 1.5 GHz were extracted from VLA archives, and correspond to observations carried out in 2004 with the VLA in the hybrid BnC configuration. To recover structures at all spatial frequencies, the interferometric data were combined in the *uv* plane with single-dish information extracted from the Effelsberg 100 m 1.4 GHz Survey (Reich, Reich & Fürst, 1990).

3. Results

Figure 1a displays the first image of Kes 79 ever produced at 74 MHz. The angular resolution is $39'' \times 36''$ at a position angle of -47° and the rms noise is 65 mJy beam^{-1} . Fig. 1b shows the new image of Kes 79 at 324 MHz. In this case, the resulting beam size is $13'' \times 13''$ at a position angle of $-4^\circ.7$ and the rms noise after correcting for the attenuation of the primary beam is 6 mJy beam^{-1} . This last image improves in about five times the angular resolution and almost 9 times the sensitivity in comparison with the best image known to date of this SNR (Velusamy et al. 1991). In Fig. 1c we show Kes 79 as obtained at 1.5 GHz after the combination of interferometric and single-dish data. In this last case, the synthesized beam is $25'' \times 15''$ at a position angle of -46° and the rms is 2 mJy beam^{-1} .

The new high resolution images at 74 and 324 MHz show the double shell previously noticed at higher radio frequencies (Seward & Velusamy 1995). The outer shell appears to keep the circular symmetry only along the west-southwest sides of the remnant. To

⁸The National Radio Astronomy Observatory is a facility of the National Science Foundation operated under cooperative agreement by Associated Universities Inc.

the northeast and east the external shell appears flattened (NE) and with an inverted curvature (E). At low frequencies, considerable diffuse emission is detected in addition to the shells system.

Interestingly enough, in the new high fidelity image obtained at 324 MHz, the neutron star candidate appears located at the apex of a structure with a cometary morphology (Fig. 1d), very similar to that observed associated with the pulsar wind nebula created by PSR B1853+01 in the SNR W44. The peak in this small elongated nebula is located about $10''$ north of the X-ray compact object (approximately 1.4 pc away assuming a distance of 10 kpc for Kes 79). Careful spectral and polarization studies are being conducted to investigate the nature of this feature. A high degree of linear polarization

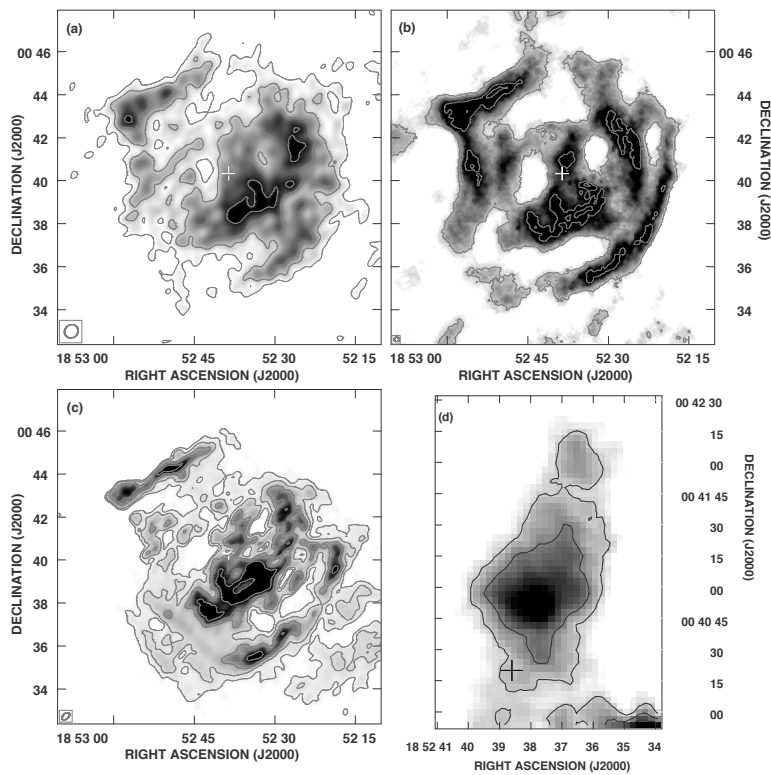


Figure 1. (a) Kes 79 at 74 MHz (HPBW $39'' \times 36''$). The grayscale varies linearly between 160 and 800 mJy beam⁻¹, and the contours are plotted at 150, 300, 500 and 740 mJy beam⁻¹. (b) Kes 79 at 324 MHz (HPBW $13'' \times 13''$). The grayscale is linear between 8 and 36 mJy beam⁻¹, and the contours are plotted at 14, 22, 40 and 60 mJy beam⁻¹. (c) Kes 79 at 1.5 GHz. Single-dish data at 1.4 GHz from the Effelsberg 100 m observations have been added. The grayscale ranges from 7 to 30 mJy beam⁻¹, and the radio contours are traced at 8, 10, 15, 20 and 30 mJy beam⁻¹. (d) Enlargement of the central region in Kes 79 showing the radio nebula detected at 324 MHz around the X-ray compact source CXOU J185238.6+004020. The plus sign indicates the location of the point source.

and a flat radio spectral index are two unmistakable properties of power wind nebulae in the radio band.

From the present data we have determined the total flux density for Kes 79 obtaining $S_{74\text{MHz}} \sim 74$ Jy, $S_{324\text{MHz}} \sim 36$ Jy and $S_{1.5\text{GHz}} \sim 10$ Jy. Based on the integrated flux densities we derive a global spectral index $\alpha \sim -0.7$ for this remnant, in good agreement with values previously published in the literature ($-0.6 < \alpha < -0.75$, Velusamy, Becker & Seward 1991).

4. Conclusions

We have presented new images of the SNR Kes 79 at 74 and 324 MHz, obtained using the VLA in multiple-configurations, the highest resolution and sensitivity images obtained up to the present for this very interesting source. We have also reported a new image at 1.5 GHz constructed from archival VLA data which were re-processed and combined with single antenna observations from the Effelsberg 100 m 1.4 GHz Survey in order to recover all flux density. The new set of low frequency images constitutes a valuable complement to both X-ray and higher radio frequencies.

Based on these images, a possible radio pulsar wind nebula associated with CXOU J185238.6+004020 has been detected. Spectral and polarization studies are currently under way in order to confirm its nature.

Acknowledgments. This research has been funded by Argentina grants ANPCYT-PICT 04-14018, UBACYT A055/04, ANPCYT-PICT 03-11235 and PIP-CONICET 6433.

References

- Case, G. L. & Bhattacharya, D. 1998, *ApJ*, 504, 761
- Castelletti, G., Dubner, G., Brogan, C., & Kassim, N. E. 2007, *A&A*, in press
- Gotthelf E. V. & Halpern, J. P. 2005, *ApJ*, 627, 390
- Green, D. A. & Dewdney, P. E. 1992, *MNRAS*, 254, 686
- Reich, W., Reich, P., & Fürst, E. 1990, *A&AS*, 83, 539
- Seward, F. D., Slane, P., Smith, R., & Sun, M. 2003, *ApJ*, 584, 414
- Seward, F. D., & Velusamy, T. 1995, *ApJ*, 439, 715
- Sun, M., Seward, F. D., Smith, R. K., & Slane, P. O. 2004, *ApJ*, 605, 742
- Velusamy, T., Becker, R. H. & Seward, F. D. 1991, *AJ*, 102, 676

ABSTRACT

New Herbig-Haro Objects in the Lagoon Nebula

Julia I. Arias¹, Rodolfo H. Barbá²

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

(2) *Departamento de Física - Universidad de La Serena, Chile*

Abstract. We report the discovery of five new Herbig-Haro (HH) objects in the Lagoon Nebula (M8), as part of the search for evidences of ongoing star formation in the region using optical wide-field narrow-band imaging obtained at ESO Observatory in La Silla (Chile). Based on the analysis of the [S II] and H α images, we study in detail the morphology of these objects and attempt to identify their potential driving sources among the population of T Tauri stars and embedded sources in the surroundings. Some of the new HH objects appear to be parsec-scale outflows and we derive large dynamical ages for them. The obtained results conclusively demonstrate the existence of very young stars in M8 going through the accreting phase of their formation.

Resumen. Como parte de la búsqueda de evidencias de formación estelar en curso utilizando imágenes ópticas de banda angosta obtenidas en el Observatorio Europeo Austral en La Silla (Chile), descubrimos cinco nuevos objetos Herbig-Haro (HH) en la nebulosa de la Laguna (M8). En base al análisis de las imágenes de [S II] y H α , estudiamos en detalle las morfologías de estos objetos e intentamos identificar sus potenciales fuentes impulsoras entre la población de estrellas T Tauri y fuentes IRAS de los alrededores. Algunos de los nuevos flujos HH tienen dimensiones a escala de parsecs y se derivan edades dinámicas grandes para ellos. Los resultados de esta investigación demuestran en forma concluyente la existencia en M8 de estrellas muy jóvenes atravesando la fase de acreción de su formación.

Acknowledgments. Financial support from FONDECYT No. 1050052 is acknowledged by RHB. JIA is member of the Instituto de Astrofísica de La Plata (CONICET) and acknowledges support from PIP-CONICET No. 5697.

Parte IV

Astronomía Extragaláctica y Cosmología

INVITED PAPER

Paleontology of Galaxies: recovering the star formation and chemical enrichment histories from galaxy spectra

Roberto Cid Fernandes¹

(1) *Depto. de Física, Universidade Federal de Santa Catarina (Brasil)*

Abstract. Recent advances in stellar population modelling and avalanches of data from mega-surveys have revived the interest in techniques to extract information about galaxy evolution from integrated spectra. This contribution provides an informal and (hopefully) pedagogical, but inevitably biased and incomplete introduction to this field. Emphasis is given to the several choices one has to make in the process of modelling galaxy spectra.

Resumen. Los recientes avances en modelos de poblaciones estelares y la avalancha de datos de mega-surveys han revivido el interés en técnicas para extraer información acerca de la evolución de galaxias a partir de espectros integrados. Esta contribución presenta una introducción informal y pedagógica, pero inevitablemente sesgada e incompleta, a este tema, con énfasis en las varias elecciones que uno tiene que hacer en el proceso de modelar espectros de galaxias.

1. Introduction

The Wikipedia entry for “paleontology” states that it “is the study of the history and development of life on Earth, including that of ancient plants and animals, based on the fossil record”. Much of astronomical research shares this same general goal: to study how things form and evolve, be they planets, stars, galaxies or the universe as a whole. A great deal of current work is focused on finding and characterizing galaxies as far as possible. Since far in space = far in time, observations at different redshifts (z) sample different stages in the history of galaxies. Studying how galaxy properties (or relations between properties) change with z gives us important clues on evolutionary processes. The evolution of the mass-metallicity relation, for instance, has now been extended to intermediate and high z 's (e.g., Savaglio et al. 2005; Shapley et al. 2005), and comparison with its local universe counterpart reveals systematic offsets which ultimately reflect the history of metal enrichment along cosmic time. Similarly, the (Tully-Fisher) relation between luminosity and rotation speed has been mapped at different lookback times in search of evolutionary effects (Aragón-Salamanca 2006). These are just two examples of the thriving times of current observational cosmology.

Paleontologists would have a much easier life if they had a “time-machine” as nice as the universe! No more digging on dirty swamps or hot deserts, no more trying to figure what a dinosaur looked like from a couple of broken bones. Just find a few Earth like places whose clocks mark different evolutionary times, and see how things were and how evolution proceeded over the years.

Though promising, the high- z work does not (yet) compete with local universe studies in terms of data quality and specially quantity. Limits on data quality, say low S/N spectra, propagate to limits in the amount of information that can be extracted about galaxian histories. *Quantity* is equally important. Whereas just a few years ago we would be happy with 2 or 3 digits samples, mega-surveys like the 2dF and SDSS have taught us what a difference N makes! Galaxy evolution is surely not a simple 1 or 2 parameter problem. A helpful strategy to tackle complex multi-dimensional problems is to break a sample in narrow ranges of physical or observational properties (say, mass *and* environment *and* color), which requires very large samples. Kauffmann et al. (2003), Brinchmann et al. (2004), Clemens et al. (2006), Mateus et al. (2006) and Muriel's paper in this same volume are examples of studies which benefited from $N \sim 10^{5\pm 1}$ statistics.

But how can we dig the history of galaxies from cosmologically shallow surveys, which barely reach a tenth of a galaxy's life?

2. Fossil methods

This is where the analogy with paleontology fits in. Faced with fossils from different epochs, a paleontologist tries to figure, with the help of ancillary data and/or theories, how things unfolded as time passed. A galaxy spectrum can be seen as a *fossil record* of its history. The old, low mass stars which shine today in elliptical galaxies are just the long-lived relics of a hectic past, where stars formed at high rates and massive stars dominated the scene. The gas and just-born stars which make up today's HII regions in spirals coexist with the low mass survivors of previous generations, whose long-gone massive stars contributed to the metals now shining under the ionizing photons of younger generations.

The age and metal content of young and old stars leave their fingerprints as colors and absorption lines. Hence, a galaxy's spectrum contains information from *all* its stellar generations. This is good news. The bad news is that unscrambling this crazy mixture of photons coming from \sim the same space but reflecting different cosmic times is no easy task. The difficulties, both mathematical and astrophysical, are best appreciated with some basic formalism.

The most general strategy to tackle this puzzle is to consider a galaxy as a sum of simple stellar populations (SSP), each with its age (t_j) and metallicity (Z_j), such that a galaxy spectrum can be written as:

$$L_{\lambda}^{gal}(\vec{x}) = \sum_{j=1}^{N_{*}} L_{\lambda,j}^{SSP} = L_{\lambda_0}^{gal} \sum_{j=1}^{N_{*}} x_j l_{\lambda,j}^{SSP} \quad (1)$$

where $l_{\lambda,j}^{SSP}(t_j, Z_j)$ is the spectrum of the j^{th} population normalized at a reference wavelength λ_0 , and \vec{x} is the so called *population vector*, which says what fraction of the galaxy light at λ_0 comes from the j^{th} population, i.e., from stars of age t_j and metallicity Z_j . Equivalently, one may express the problem in terms of *mass* fractions, which relate to \vec{x} via the M/L_{λ_0} of each population. One then compares this model

with an observed spectrum O_λ^{gal} (or indices derived from it) and seeks the \vec{x} which minimizes residuals:

$$\chi^2 = \sum_{\lambda} [O_\lambda^{gal} - L_\lambda^{gal}(\vec{x})]^2 w_\lambda^2 \quad (2)$$

where w_λ is the weight attributed to pixel λ . This equation is incomplete in at least two senses. First, it lacks a term to account for the Doppler shifts caused by the way stars move around in a galaxy, smoothing absorption lines on scales of order 100 km s^{-1} . This effect is easily modeled convolving equation 1 with a kinematical filter, so let's pretend this has been done. Secondly, extinction terms, which affect galaxy spectra on a much larger λ -scale, are missing. Extinction can and must be modelled, and the simplest thing to do is to model it as a homogeneous foreground dust screen, multiplying 1 by $10^{-0.4(A_\lambda - A_{\lambda_0})}$ and choosing some A_λ/A_{λ_0} reddening curve. Though this strategy gives useful results, it entails a blatantly simplistic representation of real galaxies, where different populations are affected differently by dust. Accounting for this in a consistent and robust way is perhaps the most serious challenge for current population synthesis methods. In the absence of a solid technique to deal with this difficulty, we are forced to adopt the traditional method of forgetting the problem and adopting the screen model until further notice.

Clearly, it is \vec{x} we are after, as it encodes the distribution of stellar ages and metallicities, and hence the whole star formation history (SFH) of a galaxy. To get there, we need to specify several things.

2.1. The basis

What should we use for $l_{\lambda,j}^{SSP}$? In other words, which the *basis* in which we are going to decompose our model for L_λ^{gal} ? The superscript ‘‘SSP’’ already tells what my favorite answer is. Thinking of a galaxy spectrum in terms of a sum of SSPs is the simplest reasonable thing one can think of. One then needs to decide where will the basis spectra $l_{\lambda,j}^{SSP}$ ($j = 1 \dots N_\star$) be drawn from.

One approach, founded by Bica & Alloin in the 80’s, is to use *observed star cluster spectra*. This strategy has proven quite successful, and is still being actively pursued, as illustrated by the work of Ahumada in this same volume. An advantage of using observed clusters is that one mimics Mother Nature as best as possible, without having to resort to assumptions about initial mass function, stellar evolution and stellar spectra. A disadvantage is that observed clusters do not span the whole t - Z space homogeneously (and curing this deficiency is precisely one of the motivations of Ahumada’s work). Bica (1988) was the first to apply this technique to infer galaxian SFHs.

Alternatively, one may use *models* for $l_{\lambda,j}^{SSP}$. The modelling of SSP spectra has evolved so much that nowadays one can fit observed cluster spectra close to perfection. Despite the larger load on assumptions, theoretical $l_{\lambda,j}^{SSP}$ ’s can replace observed ones with the advantage of a wider coverage of the t - Z plane and spectral range. Up to the publication of medium spectral resolution ($\lambda/\Delta\lambda \sim 2000$) models by Bruzual & Charlot (2003, BC03), soon followed by similar work by Le Borgne et al. (2004), Gonzalez-Delgado et al. (2005) and others, this approach enjoyed limited use. Since then, however, it has boomed.

These are not the only alternatives. Instead of a summation of SSPs one can model the SFH of galaxies in more continuous terms, adjusting equation 1 to an integral and so on.

An exponentially declining star-formation rate function, for instance, is a quite popular recipe. Instantaneous or finite duration bursts may be superimposed to this continuous regime, and in fact any other *ad hoc* or physically motivated parameterization may be implemented. As long as one allows for many SSPs in **1** (i.e., $N_* \gg 1$), the discrete SSP-based approach encompasses more continuous descriptions of galaxy histories. Given the many things which can spur star formation throughout a galaxy's life, a *non-parametric* approach sounds more advisable.

2.2. Observables: Indices \times Full Spectrum

Having decided what spectral basis to use, you must specify your *observables*, ie, what it is exactly that you will try to fit. Eq. **1** is written to model the pixel-by-pixel spectrum of a galaxy, clearly the most complete approach possible. Historically, however, astronomers have most often chosen to model not the full L_λ^{gal} , but *spectral indices* such as absorption line equivalent widths and/or colors. Indices can be seen as a compressed, but highly informative, representation of the whole spectrum.

A particularly influential set of absorption line indices has been defined by the Lick Observatory group on the basis of low resolution spectra of a library of stars. These so called “Lick indices” have been at the center stage of research on old stellar populations, particularly in elliptical galaxies, for over 20 years (see Rose 2007 for a recent review). The sensitivity of these indices to fundamental stellar parameters (T_{eff} , $\log g$ and Z) was calibrated and models were constructed which map their behavior in terms of the t and Z of SSPs. Another important set of indices was defined by Bica & Alloin (1986) on the basis of star-cluster data of resolution similar to the Lick library. Star clusters of all ages were included, which allowed Bica (1988) to apply his synthesis method to late type galaxies as well as ellipticals. (Again, see Ahumada's contribution elsewhere in this volume for updates on this line of work.)

In the past few years, the publication of medium and high resolution, wide λ -coverage libraries of stars across the HR diagram and the implementation of such libraries into evolutionary synthesis codes allowed the first attempts to model galaxy spectra on a pixel-by-pixel basis. This represented a “phase-transition” in the field, a transition which is quickly being consolidated with the ongoing release of new and more complete libraries. While indices will still be around for years to come, there is a very strong push towards full spectral fits.

Before fitting a spectrum, you have to decide whether the flux calibrations of your data and the basis spectra are reliable. If they are not, or if for whatever reason (say, you would like to dribble extinction issues) you do not care about the continuum, you can still fit a *rectified* spectrum.

2.3. Method

Once you've defined a parameter space (§2.1.) and your favorite observables (§2.2.), it's time to figure a way from going from one to the other, ie, to estimate your chosen parameters given your data. So many methods to do this journey have been proposed that I will not dare to even briefly review it (see Cid Fernandes 2007 for a review). Suffice it to say that this is not an easy task. If your parameter space is of low dimensionality, life may be easier, since you have already simplified your problem beforehand with your own preconceptions (“priors”, in the Bayesian lingo). For instance, you may want to model a whole galaxy as a single population, in which case your task is to find the best t and Z (and perhaps α/Fe , if your basis allow for it), and relatively straight-forward

fitting techniques can be used. This would be essentially equation 1 with $N_* = 1$. Ellipticals are often modeled in this fashion. More complex/realistic models are obviously desirable, particularly for spirals, where the SFH is surely not even remotely like a single burst. The larger the parameter space (i.e., larger N_*), the harder it is to explore it, and the more degenerate the problem becomes.

Degeneracies are a recurrent theme in this business, and a source of considerable confusion. Methods based on indices often try to recover more populations than observables, i.e., $N_* > N_{\text{indices}}$, and people doing this have sometimes been wrongly accused of being able to fit anything they want. Pelat (1998), in a very elegant paper, shows that this is not true at all. If your basis is not right and/or your data have errors, what could in principle be a problem with infinite exact solutions may turn out to have none! And even if there are infinite solutions, it is possible to determine the *subspace* of the parameter space which maps onto the data space. This does not eliminate degeneracies, but it tells you what the acceptable solutions are, and this is valuable information. Besides algebraic issues, astrophysical effects also conspire against unique solutions. The most (in)famous such degeneracy is the one between t and Z . Red and strong lined galaxies may be modeled as having old ages or large metallicities, such that old, metal poor \vec{x} components in equation 1 can be swapped by younger and higher Z components without much change in L_λ^{gal} , and vice-versa. In general, components with similar $l_{\lambda,j}^{\text{SSP}}$ spectra are hard to be distinguished. For instance, it is hopeless to try to distinguish 4 from 5 Gyr old populations with spectra of realistic S/N. Current estimates of the age-resolution achievable with inversion methods place it in the $\Delta \log t \sim 0.5\text{--}1$ dex range.

Degeneracies are thus an inescapable fact-of-life in population synthesis, and one must learn to live with them! The simpler strategy to deal with this is to downsize your expectations and work with a relatively coarse description of SFHs.

This can be done in a number of ways. For instance, you may start with the number of components which you believe you are able to recover when fitting realistic galaxy spectra, as done in the MOPED code (e.g., Panter et al. 2003). STECMAP (Ocvirk et al. 2006) achieves this same general goal applying regularization techniques which impose that the derived SFH be a smooth function of time. My own code, STARLIGHT (Cid Fernandes et al. 2005), uses a ridiculously large N_* (of order 100), but when it comes to describe SFHs a reduced version of \vec{x} is used, grouping components of similar properties. *Compression* of the population vector may thus be carried out *a priori*, on the fly, or *a posteriori*.

There are numerous technical and astrophysical differences between currently existing methods to go from the data to the parameters. Some account for extinction, some don't. Some include kinematics, others don't. Some impose simple Z - t relations, some use a fixed Z and others treat Z and t independently. Some model indices, others the full spectrum. Some compute combinations of basis elements on the fly, others compare the data to a large library of precomputed models. Last but not least, there are also differences in the spectral basis.

Given this bewildering diversity, I would not be surprised to see a proportionately large diversity in the results. To my surprise, a test carried out at IAU Symposium 241 showed an amazing degree of convergence among all methods. Either we all got it right, or we are all doing the same mistakes! Let us suppose we are on the right track and show some results.

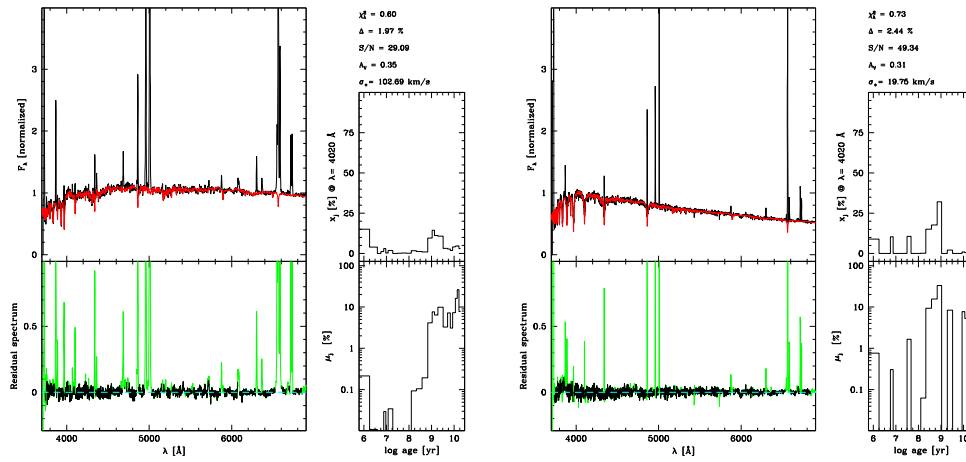


Figure 1. Examples of STARLIGHT fits to an AGN (left) and a star-forming galaxy (right) from the SDSS. The top panels panels show the observed (black) and model (red) spectra, while the bottom ones show the residuals, with emission lines and bad pixels are marked in green Green. The smaller panels show the derived age distribution in light (top) and mass (bottom) fractions.

3. Results: A brief tour of spectral fits with STARLIGHT

After this necessarily simplified introduction, this section illustrates what kind of results can be achieved with state-of-the-art population synthesis methods. All results below were obtained with the code STARLIGHT described in Cid Fernandes et al. (2004, 2005) and Mateus et al. (2006). STARLIGHT has been successfully applied to spectra of normal galaxies, Seyfert nuclei, LINERs, Transition Objects, quasars, luminous infrared galaxies, and others, with data qualities spanning the full horrible–marvelous range. Let’s see what we obtain.

Fig. 1 shows fits to 2 of the nearly 600000 SDSS galaxies which have already been modeled with STARLIGHT. The fits were carried out with a basis of SSPs spanning 25 ages and 6 metallicities ($N_* = 150!$) from BC03. The left panels plot the observed, model and difference spectra, while the right panels show the inferred light and mass population vectors without any compression apart from the marginalization over Z . Estimates of the SFH and chemical enrichment histories, starlight extinction, velocity dispersion and stellar masses have been obtained for all galaxies. Emission lines measurements, for which accurate subtraction of the stellar spectrum is critical, have also been measured, yielding estimates of nebular metallicity, $H\alpha/H\beta$ -extinction, line widths and etc.

Fig. 2 shows a STARLIGHT fit to the SDSS spectrum of an Ultra Compact Blue Dwarf Galaxy (Corbin et al. 2006). 25 ages but only $Z_\odot/50$ SSPs were included in the fits of these SMC-like galaxies, which, despite looking extremely young, have most of their stellar mass locked up in old, ~ 10 Gyr stars. As in IZw18, the ongoing star formation performs a pretty good “plastic surgery” in these systems, but not effective enough to

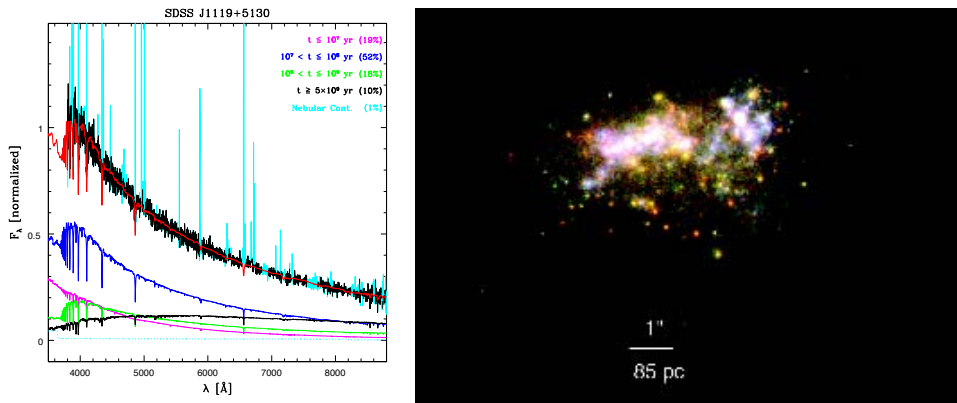


Figure 2. HST color image and STARLIGHT fit to the spectrum of SDSS J1119+5130. The observed and model spectra are shown in black and red, respectively, Emission lines and bad pixels (turquoise) were masked in the fits. The bottom spectra are sums of the constituent SSP spectra in four age bins, whose contributions to the observed flux at 4020 Å are shown in parentheses. See Corbin et al. (2006) for details.

hide its true age from the synthesis. The plot groups the 25 components of \vec{x} onto just 4 relevant age bins, illustrating our *a posteriori* compression approach.

The astute reader may be wondering whether the success stories told by Figs. 1 and 2 are just due to the fact that we are fitting relatively noisy data. While it is true that fitting good data is always harder, Fig. 3 shows that STARLIGHT is also capable of dealing with $S/N \sim 100$ spectra. (This exquisite spectrum was obtained by Paula Coelho and Claudia Mendes de Oliveira.) Data and model can hardly be told apart!

The message from this quick tour is that one can nowadays model galaxy spectra on a pixel-by-pixel basis with an unprecedented degree of success. Though all examples are based on STARLIGHT, I am sure that MOPED, STECMAP, and other “competing” codes would perform equally well, which lends credibility to spectral fits.

4. Checks, caveats and final words

By themselves, spectral fits may look good and be very helpful to derive pure-emission spectra. Their main utility, however, is to derive the SFH of galaxies. Many interesting results have emerged in recent years, both using just the first moments of the t and Z distributions and the full SFHs. Instead of reviewing these astrophysical results (see Cid Fernandes 2007 and references therein), I prefer to end this contribution illustrating a couple of the many sanity checks which we have carried out, and an illustration of how things which go wrong can also teach us important lessons.

As already mentioned, naive modeling of dust effects is perhaps the major caveat in spectral fits. To check whether the fits are producing at least sensible results, we have correlated the derived values of A_V with those derived from the $H\alpha/H\beta$ ratio. Fig. 4 shows that these two independently quantities correlate very strongly. Not only that, we find that stars suffer about half the extinction that affects the gas, in amazing agreement with detailed studies of nearby star-forming galaxies (Calzetti et al. 1994). Fig. 4

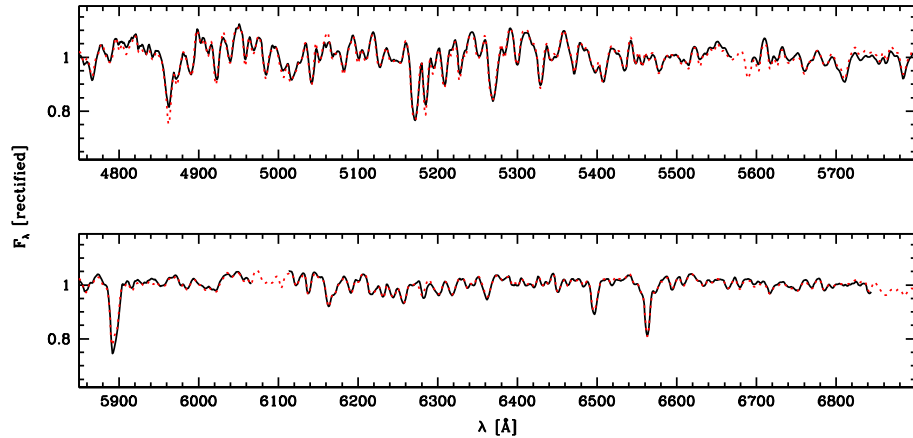


Figure 3. Section of a high S/N Gemini spectrum modeled with STARLIGHT. Observed and model spectra are shown in black (solid) and red (dotted) respectively (Coelho et al. 2007, in prep.).

shows a further test of the consistency of the synthesis results. We correlate the nebular extinction, $A_V(H\alpha/H\beta)$, with the strength of the residual NaD absorption doublet, which traces the cold ISM component. The gratifyingly evident relation between these two independently derived quantities gives us confidence that our results are meaningful, despite the over-simplified dust geometry adopted. Cid Fernandes et al. (2005) and Asari et al. (2007, in prep.) present further sanity checks.

Having spent so many lines emphasizing how great spectral fits are, it is fitting to warn you that they are not perfect. Fig. 5 illustrates this. What is shown there are the stacked results of fits for many thousands of high S/N elliptical (left) and late-type, star-forming galaxies (right) from the SDSS. The top panels show the mean observed and model spectra. Seen in their natural scales, the fits look perfect. However, zooming on the the mean *residual spectra* (bottom panels) reveals several systematically miss-fit spectral features.

In elliptical galaxies, features associated to α elements, like the Mg, CN and Na bands, are all under-fitted. This is not surprising, given that the library used by BC03 is fundamentally based on solar neighborhood stars, whose chemical abundance pattern are known to differ from stars in early type systems. In star-forming galaxies, selected on the basis of emission line diagnostic-diagrams, the most obvious problem is a shallow but broad “absorption” band around $H\beta$, which appears whenever stars of ~ 100 Myr are present in large proportions. Unlike the problems for α -related bands in ellipticals, there is no straightforward physical explanation nor element identification for this trough. We suspect that this is not an absorption band at all, but a side-effect of flux calibrations issues in STELIB, maybe associated to the fact that stars with wide $H\beta$ absorption were used as flux standards. In any case, these miss-fits illustrate how the analysis of galaxy spectra can provide useful feedback to those constructing stellar and SSP spectral libraries. It will be important to repeat this practical-tests with the new libraries to evaluate whether they do bring the expected improvements.

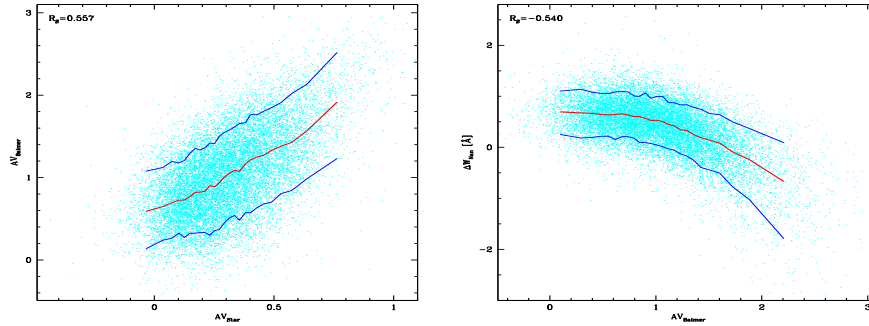


Figure 4. *Left:* Nebular versus stellar extinction for high S/N star-forming galaxies in the SDSS. *Right:* Equivalent width of the NaD $\lambda\lambda 5890, 5896$ doublet, measured from the residual spectrum, against the nebular extinction derived from $H\alpha/H\beta$ for star-forming galaxies. Lines mark the 5, 50 and 95 % percentiles.

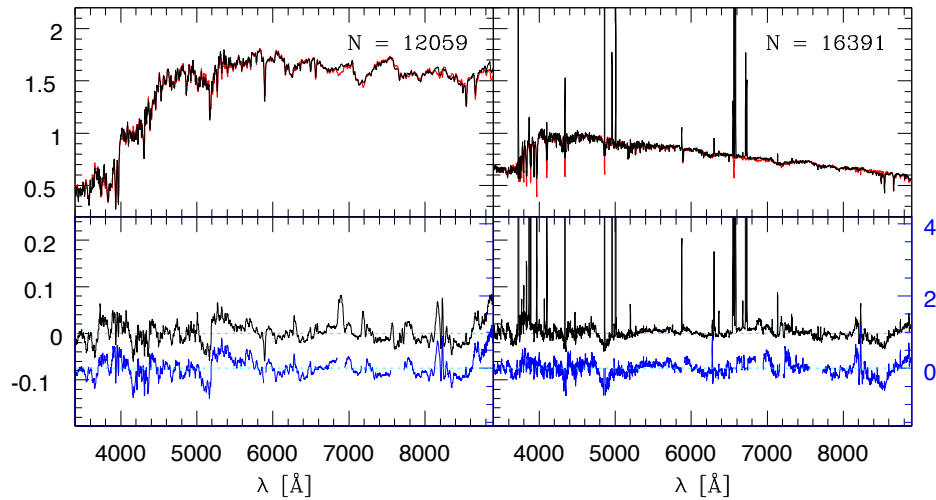


Figure 5. *Top:* Mean observed spectra (black) and their respective models (red) for thousands of high S/N elliptical (left) and star-forming (right) SDSS galaxies, all normalized at 4020 \AA . *Bottom:* Zoom of the Observed – Model (black) and (Observed – Model) / Error (blue) residual spectra.

To close, I hope these pages have given you an idea of the several choices one has to make when modelling galaxy spectra, and how this technique to perform “paleontological” studies of galaxies has matured substantially in the past few years due to a combination of advances in theoretical ingredients, mathematical methods and abundance of data. Further progresses in these 3 fronts are expected in the very near future. Clearly, we will have busy and exciting times ahead.

References

- Aragón-Salamanca, A. 2006, IAU Symp. 235, in press (astro-ph/0610587)
- Bica, E. & Alloin, D. 1986, A&AS, 66, 171
- Bica, E. 1988, A&A, 195, 76
- Brinchmann, J., Charlot, S., White, S. D. M., Tremonti, C., Kauffmann, G., Heckman, T. & Brinkmann, J. 2004, MNRAS, 351, 1151
- Bruzual, G. & Charlot, S. 2003, MNRAS, 344, 1000
- Calzetti, D., Kinney, A. & Storchi-Bergmann, T. 1994, ApJ, 429, 582
- Cid Fernandes, R. 2007, IAU Symp. 241, in press.
- Cid Fernandes, R., Gu, Q., Melnick, J., Terlevich, E., Terlevich, R., Kunth, D., Rodrigues Lacerda, R. & Joguet, B. 2004, MNRAS, 355, 273
- Cid Fernandes, R., Mateus, A., Sodré, L., Stasińska, G. & Gomes, J. M. 2005, MNRAS, 348, 363.
- Clemens, M., Bressan, A., Nikolic, B., Alexander, P., Annibali, F. & Rampazzo, R. 2006, MNRAS, 370, 702
- Corbin, M., Vacca, W., Cid Fernandes, R., Hibbard, J., Somerville, R. & Windhorst, R. 2006, ApJ, 651, 861
- Gonzalez Delgado, R., Cerviño, M., Martins, L. P., Leitherer, C. & Hauschildt, P. H. 2005, MNRAS, 357, 945
- Kauffmann G., et al. 2003, MNRAS, 346, 1055
- Le Borgne, D., Rocca-Volmerange, B., Prugniel, P., Lançon, A., Fioc, M. & Soubiran, C. 2004, A&A, 425, 881
- Mateus, A., Sodré, L., Cid Fernandes, R., Stasińska, G., Schoenell, W. & Gomes, J. M. 2006, MNRAS, 370, 721
- Ocvirk, P., Pichon, C., Lançon, A. & Thiébaud, E. 2006, MNRAS, 365, 74
- Panter, B., Heavens, A. F. & Jimenez, R. 2003, MNRAS, 343, 1145
- Pelat, D. 1998, MNRAS, 299, 877
- Rose, J. 2007, IAU Symp. 241, in press.
- Savaglio S., et al. 2005, ApJ, 635, 260
- Shapley, A. E., Coil, A. L., Ma, Chung-Pei, Bundy, K. 2005, ApJ, 635, 1006

TRABAJO INVITADO

Grupos de Galaxias en la era del SDSS y el 2dF

Hernán Muriel

IATE-Observatorio Astronómico de Córdoba. CONICET.

Abstract. The study of groups of galaxies have significantly increased during the last years due to the large surveys of galaxies like the 2dF and SDSS. In this work the basic properties of groups and galaxies in groups are reviewed from the point of view of the works performed in the IATE during the last years.

Resumen. El estudio de los grupos de galaxias han recibido un gran impulso gracias a los recientes relevamientos de galaxias 2dF y SDSS. En este trabajo se revisan las propiedades básicas de los grupos y sus galaxias miembros desde la óptica de los trabajos realizados en el IATE durante los últimos años.

1. Introducción

La mayoría de las galaxias forman parte de sistemas de galaxias, siendo los grupos uno de los sistemas más comunes. Un ejemplo particular es el Grupo Local, formado por tres galaxias brillantes y más de 25 galaxias enanas satélites (ver Figura 1).

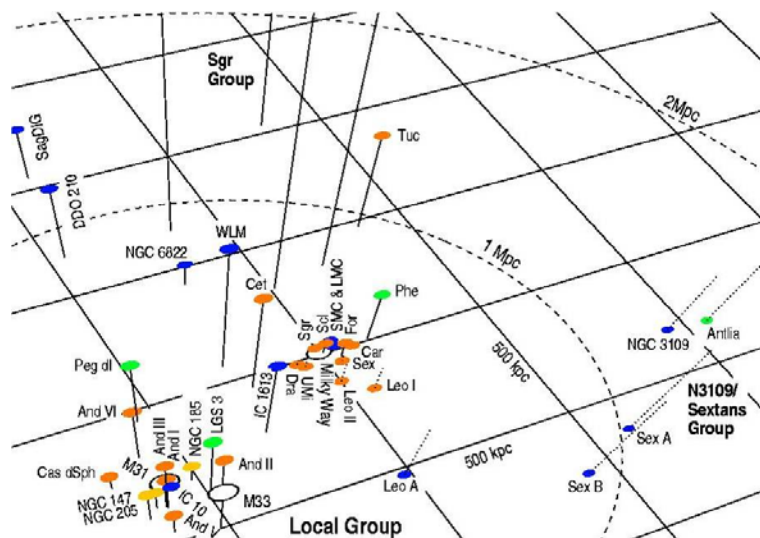


Figura 1. Representación 3D de las galaxias que forman el Grupo Local de galaxias

¿Cómo veríamos al Grupo Local a la distancia típica de los relevamientos actuales ($z \sim 0.1$)? Los algoritmos actuales de detección de sistemas de galaxias no permitirían detectar fácilmente a un sistema como el Grupo Local a un corrimiento al rojo de 0.1. De hacerlo, solo veríamos las tres galaxias más brillantes, por lo que grupos de galaxias como el Grupo Local aun estan fuera de los estudios estadísticos como los que se discutirán en este trabajo. ¿Cuál es la diferencia entre Cúmulos y Grupos de Galaxias? ¿por qué no hablar de sistemas de galaxias? La mayoría de las propiedades de los sistemas de galaxias cambian en forma suave a medida que la masa (o riqueza) del sistema aumenta. No obstante, hay grandes diferencias entre un sistema de 10^{15} y uno de 10^{13} Msol. Abell (1958) identificó cúmulos contando más de 30 galaxias en un rango de m_3 (magnitud de la tercera galaxia más brillante) y $m_3 + 2$. Más allá de las diferencias físicas entre un cúmulo rico y un grupo pobre, hay cuestiones observacionales que han traído como consecuencia que estos tipos de sistemas se estudien en forma separada: un cúmulo representa una sobredensidad de hasta 1000 veces la media, lo que permite su identificación en catálogos en dos dimensiones (2D). Los grupos, por su parte, presentan un bajo contraste en densidad, por lo que típicamente son identificados en relevamientos de galaxias con corrimientos al rojo (redshift). El presente artículo se concentrará en el estudio de grupos identificados de esta forma.

Diferentes autores han propuesto diversas formas de definir a los grupos de galaxias:

- a) Un agregado de galaxias con una sobredensidad del orden de 100 (Moore y otros 1993).
- b) Sistema que posee menos de 5 galaxias brillantes (Zabludoff y otros 1993).
- c) Dispersión de velocidades menor que 500 km/seg (Mulchaey 2000).

Por otro lado, se pueden distinguir diferentes tipos de grupos:

- 1) Grupos Difusos:
 - 1a) Grupos Confinados (tipo Grupo Local): varias galaxias en un volumen común que aún no han logrado un estado de equilibrio dinámico.
 - 1b) Grupos Virializados: varias galaxias que forman parte de un mismo halo de materia oscura y que han logrado una cierta estabilidad dinámica.
- 2) Grupos Compactos: cuatro o más galaxias brillantes con distancias mutuas comparables al tamaño de las galaxias.
- 3) Grupos Fósiles: una sola galaxia brillante en un halo de alta masa el cual se evidencia por la emisión del gas caliente confinado en el pozo de potencial.

1.1. Identificación de sistemas de galaxias

Históricamente, la falta de relevamientos de galaxias con corrimientos al rojo hizo que el estudio de los sistemas de galaxias se concentrara en los cúmulos, los cuales eran seleccionados en catálogos proyectados de galaxias. Si bien aun hoy se siguen identificando sistemas en 2D, se ha registrado un gran avance en la identificación de sistemas (básicamente grupos) en relevamientos de galaxias con corrimiento al rojo (3D) o con corrimiento al rojo fotométrico ($2D+1/2$). Notar que aun en el caso 3D, la información es incompleta debido a la distorsión introducida por las velocidades peculiares, que en el caso de los sistemas de alta masa producen el conocido efecto de elongado en la línea de la visual.

El algoritmo más popular de identificación en 3D es el FoF (amigo de amigo por su sigla en inglés) que usualmente se aplica a catálogos limitados en mag. aparente. Este algoritmo contempla dos distancias (DL y VL) que conectan galaxias en la dirección

de la visual (VL) y en el plano del cielo (DL). Ambos parámetros deben compensar la variación de la muestra como función de la distancia al grupo.

1.2. Grandes Catálogos de Grupos

Los recientes grandes catálogos de galaxias con corrimiento al rojo como son el 2dF y el SDSS han permitido identificar miles de grupos de galaxias en importantes volúmenes. Merchán & Zandivarez 2005 identificaron más de 10000 grupos de galaxias (con al menos 4 miembros) en el SDSS (Data Release 3) utilizando un algoritmo del tipo FoF. Este es uno de los catálogos más grandes disponibles hasta el presente y tiene una profundidad media de $z \sim 0.1$ y una dispersión media de velocidades de 230 km/seg. La figura 2 muestra la distribución de los grupos identificados por Merchán & Zandivarez 2005, donde claramente se evidencia la estructura en gran escala.

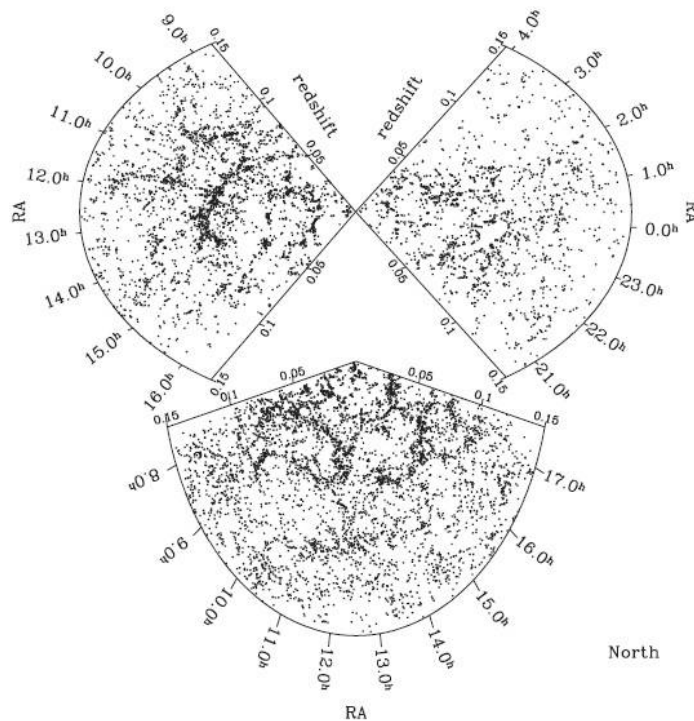


Figura 2. Distribución espacial de los grupos de galaxias identificados en el SDSS por Merchán & Zandivarez 2005

2. Algunos estudios sobre Grupos de Galaxias

Las muestras de grupos que se han obtenidos de los relevamientos 2dF y SDSS han permitido realizar importantes avances en el conocimiento de los grupos de galaxias. Algunos de los aspectos más destacados son los siguientes:

- a) Formación y Evolución de grupos y galaxias en grupos.
- b) Grupos como trazadores de la Estructura en Gran Escala del Universo.

c) Masa, dispersión de velocidades, formas, luminosidad, perfiles de densidad y propiedades de escalado de los Grupos.

d) Propiedades de las galaxias miembros: morfología, luminosidad, colores, formación estelar, etc.

e) Propiedades de los grupos como función del entorno.

A continuación se describen los resultados de algunos de los estudios sobre grupos de galaxias que se han venido desarrollando en el IATE.

2.1. Funciones de Luminosidad y Masa de Grupos de Galaxias

Martínez y otros 2002 utilizan grupos identificados en 2dF redshift survey y estiman la función de luminosidad y masa de los grupos encontrando buen acuerdo con modelos analíticos y semi-analíticos.

2.2. Función de Luminosidad de Galaxias en Grupos

Muriel y otros 1998 utilizan una muestra de 66 grupos de galaxias cuyos miembros son asignados vía el Edinburgh-Durham Southern Galaxy Catalog para estudiar por primera vez la función de luminosidad de galaxias en grupos. Los resultados de este estudio sugieren que el extremo débil de la función de luminosidad es plana ($\alpha=-1$ si se ajusta una función de Schechter). Este resultado estaría indicando que no hay un exceso de galaxias enanas si se compara con la población de galaxias de campo. No obstante, Gonzalez y otros 2006 estudian 728 grupos identificados en SDSS y utilizando la técnica de substracción de fondo encuentran para el extremo débil de la FL valores entre -1.9 y -1.6, consistente con un importante exceso de galaxias débiles en grupos de galaxias. Por otro lado, Zandivarez y otros 2006 utilizando solamente datos espectroscópicos del SDSS (DR4) (mR límite 17.77) encuentran que si bien la parte débil de la FL es más empinada que en el campo, en términos estadístico son comparables. La figura 3 muestra la FL en la banda r. Otro resultado encontrado por estos autores es que la magnitud característica es 0.5 magnitudes más brillante para galaxias en grupos que para el campo. Los dos efectos se hace más notables cuando la masa de los sistemas es mayor. Este efecto esta fundamentalmente asociado a la población de galaxias rojas.

2.3. Segregación de Galaxias en Grupos

Domínguez y otros 2002 estudian la fracción de galaxias con diferentes tipos espectrales como función de la densidad local y de la distancia al centro del grupo encontrando diferencias importantes entre grupos de alta y baja masa. Los resultados de este trabajo indican que la fracción de galaxias formadoras de estrellas decrece a medida que aumenta la masa del grupo.

2.4. Distribución de Colores de Galaxias en Grupos

Martínez y otros. 2006 analizan la distribución de colores u-r de galaxias en grupos en diferentes muestras. Los resultados muestran el conocido efecto de bimodalidad, aunque la fracción de galaxias rojas es una función creciente con la masa del grupo (ver figura 4). A pesar de que las muestras de grupos identificados en el SDSS no son muy profundas, estos autores encuentran signos de evolución: la fracción de galaxias rojas aumenta hacia los corrimientos al rojo más bajos en forma más marcada que para galaxias de campo.

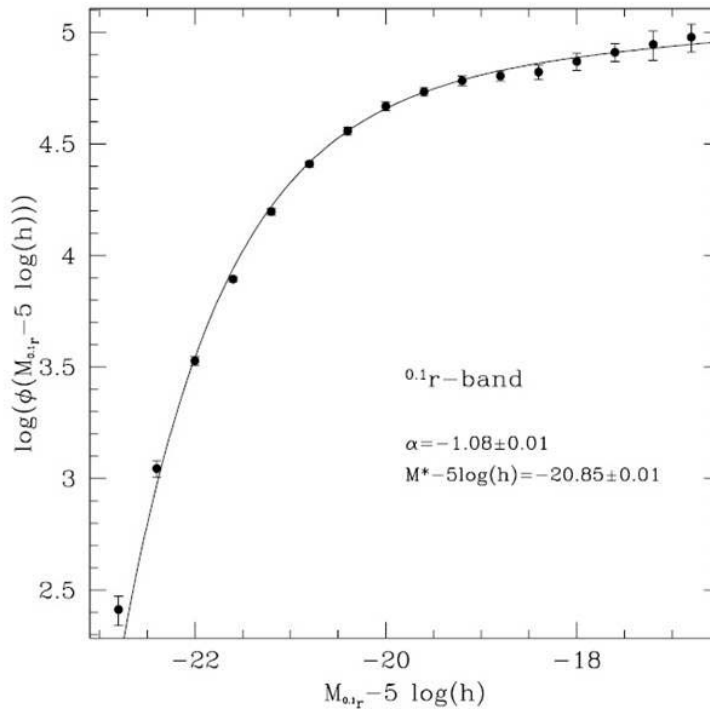


Figura 3. Función de luminosidad de galaxias en grupos en el SDSS (Zandivarez y otros 2006).

2.5. Propiedades de Galaxias en Grupos vs. Entorno

Luminosidad, color, morfología, formación estelar, índice de concentración, brillo superficial, etc, son propiedades correlacionadas entre sí. Si bien todas muestran correlación con el entorno (masa del grupo o el radio proyectado), no queda claro qué propiedad de las galaxias correlaciona mejor con el entorno. Una alternativa es hacer el proceso inverso consistente en ver qué propiedad X o par de propiedades XY son las que mejor predicen el entorno. Martínez & Muriel 2006 realizan este tipo de análisis en grupos del SDSS y encuentran que la propiedad que mejor predice el entorno es el color.

2.6. Perfil radial de la distribución de Galaxias

Díaz y otros 2005 utilizan una muestra restringida de grupos en el SDSS & 2dF que incluye un mejoramiento de las identificaciones y de los centros. Estos autores estudian para diferentes tipos espectrales los perfiles radiales de distribución de galaxias en grupos ajustando una versión generalizada del modelo de King. La Figura 5 muestra el ajuste para cada uno de los tipos espectrales, donde también se ha superpuesto un perfil del tipo NFW, que usualmente se utiliza para ajustar la distribución de materia oscura.

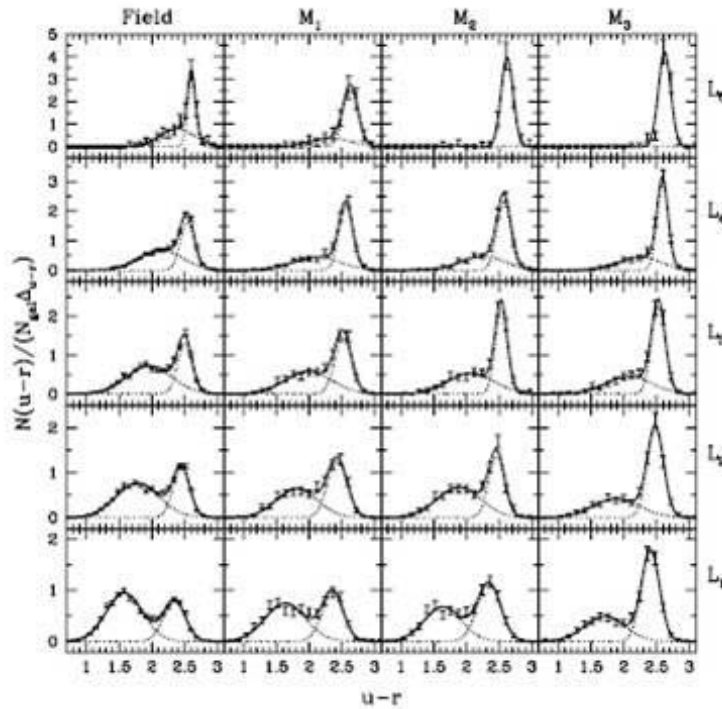


Figura 4. Distribución de colores de las galaxias como función de la masa del grupo (Martínez y otros. 2006).

2.7. Forma de los Grupos

Paz y otros 2006 utilizan simulaciones numéricas y datos reales (grupos en el 2dF & SDSS) para estudiar la forma de los halos de los grupos y su dependencia con la masa y el número de miembros. Estos autores encuentran en las simulaciones una fuerte correlación entre masa y forma del halo: los sistemas más masivos tienden a ser más prolados. También encuentran un efectos sistemático: sistemas con bajo número de galaxias tienden a verse oblatos. Si las observaciones se corrigen por el efecto del bajo número de objetos, estas también presentan la correlación entre forma y masa.

2.8. Propiedades de Escalado de los Grupos. Relación M/L

Díaz & Muriel 2005 correlacionan la luminosidad, el tamaño y la dispersión de velocidades para definir un plano fundamental para grupos de galaxias. El plano encontrado ($L_R \sim R^{1.3} \sigma^{0.7}$) es diferente al esperado en equilibrio virial. Los resultados de este trabajo también muestran que la M/L de los grupos aumenta con la masa del grupo como

$$M/L_R \sim M^{0.36}$$

lo cual implica un factor 6 entre los sistemas de alta y baja masa.

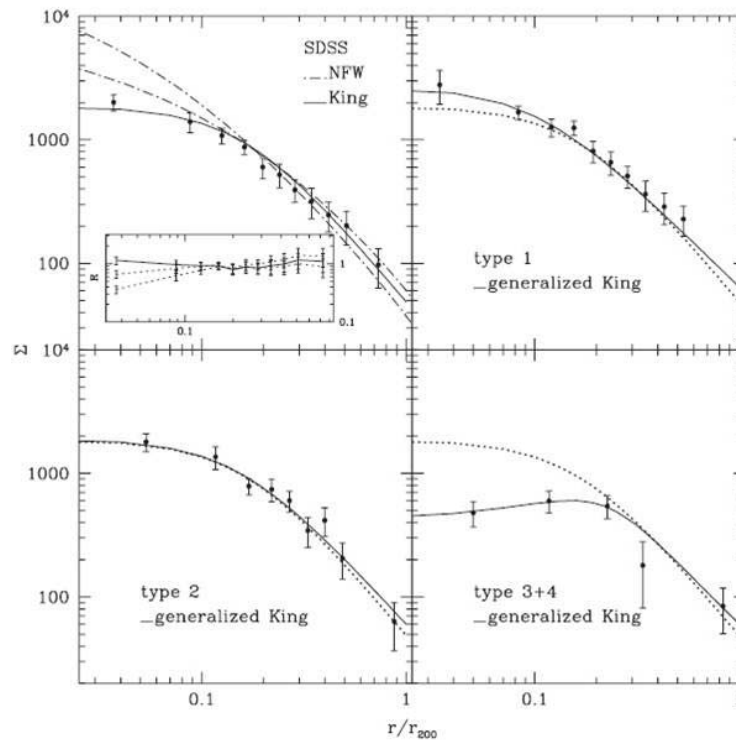


Figura 5. Perfiles de distribución radial de galaxias en grupos para distintos tipos espectrales (Díaz y otros 2005).

2.9. Grupos alrededor de Cúmulos

Ragone y otros 2004 estudian la eventual dependencia entre las propiedades de los grupos y el grado de proximidad a sistemas de alta masa (cúmulos). Utilizando simulaciones del Virgo Consortium y asumiendo como sistema de alta masa aquellos con $M > 4 \times 10^{14} M_{\odot}$, encuentran que los Grupos de baja masa y menos ligados (Energía > 0) están fuertemente afectados por la presencia de un cúmulo masivo. Los resultados son confirmados observacionalmente utilizando grupos en el 2dF.

3. Comentarios Finales

Los dos últimos grandes relevamientos de galaxias (el SDSS y el 2dF) han permitido realizar un gran número de estudios estadísticos sobre las propiedades de los grupos de galaxias. Si bien en algunos de estos estudios se aprecian efectos evolutivos, el próximo desafío es estudiar la evolución de estos sistemas analizando muestras a mayores corrimientos al rojo. Teniendo en cuenta que la mayoría de las galaxias están en grupos, esto permitirá entender muchos de los mecanismos que actúan sobre la evolución de las galaxias. Otro de los desafíos para el futuro inmediato es estudiar las propiedades de las galaxias más débiles de los grupos y extender los estudios estadísticos a sistemas similares al grupo local de galaxias.

Referencias

- Díaz, E.; Muriel, H. 2005. MNRAS, V. 364, pp. 1299-1303.
- Díaz, E.; et al. 2005. ApJ, V. 629, pp. 158-171.
- Domínguez, M. J. et al. 2002. MNRAS, V. 335, pp. 825-830.
- González, R. E. et al. 2006. A&A, V. 445, pp.51-58.
- Martínez, H.; Muriel, H. 2006. MNRAS, V 370, pp. 1003-1007.
- Martínez, H. et al. 2002. MNRAS, V 337, pp. 1441-1449.
- Martínez, H.; O'Mill, A.; Lambas, D. G. 2006. MNRAS, V. 372, pp. 253-258.
- Moore; Frenk & White. 1993. MNRAS, V. 261, 827.
- Mulchaey. 2000. Annu. Rev. Astron. Astrophys, V 30, 289.
- Muriel, H.; Valotto, C.; Lambas, D. G. 1998. ApJ. V 506, pp. 540-544.
- Ragone, C. J.; et al. 2004. MNRAS, V. 350, pp. 983-988.
- Zabludoff; Franx & Geller. 1993. ApJ V 419, 47.
- Zandivarez, A; Martínez, H; Merchán, M. 2006. ApJ., V. 650, pp. 137-147.

INVITED PAPER

Galaxies in their environments

N. Padilla¹

(1) *Departamento de Astronomía y Astrofísica, Pontificia Universidad Católica de Chile, Santiago, 22, Chile.*

Abstract. In this talk we present the main ingredients needed for a model of galaxy formation, starting from a cosmological model, understanding the growth of structure in the Universe, and a list of physical processes involved in the formation of galaxies which are commonly included in semi-analytic models. Then we review two separate ways in which these models can be used; the first one being that of testing the model hypotheses by comparing the model outputs to actual observational data, and the second method consisting of using mock catalogues to assess the systematic and statistical uncertainties present in the observational results, as well as for calibrating the method of measurement. We finally review some examples where we use semi-analytic galaxies to help find the mass of Ultra-Steep Spectrum sources, and to study the evolution of galaxy clustering out to $z=1$ using MUSYC data.

Resumen. En esta charla se presentaron los principales ingredientes que se tienen en cuenta en un modelo de formación de galaxias, comenzando por un modelo cosmológico, el entendimiento de cómo crece la estructura en el Universo, y una lista de los procesos físicos involucrados en la formación de galaxias que normalmente se incluyen en modelos semi-analíticos. Luego se describieron dos aplicaciones de estos modelos; la primera consistente en comprobar la validez de las hipótesis utilizadas para construir los modelos de formación de galaxias por medio de comparación de las características de las galaxias modeladas con respecto a las reales, y la segunda aplicación consistente en utilizar los modelos para construir catálogos sintéticos para estimar incertezas sistemáticas y estadísticas presentes en los análisis observacionales, y para calibrar el método de medición. Finalmente repasamos ejemplos de utilización de galaxias semianalíticas en los que se las usa para estimar la masa de halos de galaxias USS, y para estudiar la evolución del aglomeramiento de galaxias hasta $z=1$ usando datos de MUSYC.

1. Introduction

Understanding the way in which galaxies form is a key challenge facing cosmologists today. This can be approached in different ways, of which the most important can be the study of the clustering of galaxies and the bound systems defined by their spatial distribution, and the statistical measures of the properties of galaxies and how do they vary with their environment.

These studies can be compared to the expected outcome of a theoretical model which can include a variety of parameters. Given a fixed set of cosmological parameters, such as those in line with recent CMB and large-scale structure measurements (Spergel et al., 2003, Sanchez et al., 2006), the formation of structure in the Universe can be followed in numerical simulations populated with Dark-Matter particles. Once the distribution of dark-matter at a given epoch is known, galaxies can be placed in dark-matter haloes following a prescription for the evolution of different variables such as cold and hot gas, mass in stars, their chemical enrichment; these prescriptions take into account different processes depending on the model, but generally include gas cooling for disk formation, star formation and feedback from supernovae, chemical evolution, dust extinction, galaxy mergers and spheroid formation, bursts, etc (see for instance, Baugh et al., 2004, Kauffmann et al., 2004, Cora, 2006). In accordance with the present understanding of the galaxy formation process, these models assume that galaxies form exclusively in dark-matter haloes (Kauffmann, 1999, Cole et al., 2000, Nagashima et al., 2002, Somerville et al., 2001). We will describe how these models can be used to analyse observational data, and how this comparison can help to improve our understanding and modelling of the formation and evolution of galaxies.

This conference paper will describe the different sources of results that helped constrain the cosmological parameters in section 2, and explain the importance of numerical simulations in section 3. A description of the models of galaxy formation can be found in section 4, and some results from observational data using semi-analytic models as a tool to interpret these results is included in section 5. Section 6 presents the conclusions.

2. The cosmological background

The current model of the Universe, which includes basic observational facts such as homogeneity and isotropy, can be described using a handful of parameters, including the matter density parameter, Ω_m , the baryon density, Ω_b , curvature, Ω_k , cosmological constant, Ω_Λ , amplitude of fluctuations measured via the rms density fluctuations in spheres of $8h-1\text{Mpc}$, σ_8 , and the power spectrum of density fluctuations, $P(k)$. The latter includes a wealth of information such as the dark-matter “temperature”(either cold, warm, hot, or combinations of these) and the primordial spectrum shape. All these parameters can be estimated using different statistics applied to very different observational datasets.

One of the most important recent observational results comes from the measurement of temperature anisotropies in the cosmic background radiation by the Wilkinson Microwave Anisotropy Map (WMAP, Spergel et al., 2003), which allowed high precision measurements of several cosmological parameters including the baryon density and the curvature of the Universe. However, the results from WMAP alone have a difficult time obtaining a tight constraint on the matter density parameter for instance, since this parameter is highly degenerate with the Cosmological Constant for this dataset.

On the other hand, measurements of the power spectrum of galaxy density fluctuations such as those obtained from the 2-degree Field Galaxy Redshift Survey (2dFGRS, Cole et al., 2005) and the Sloan Digital Sky Survey (SDSS, Tegmark et al., 2004), and also previous analyses of, for instance, the Automated Plate Machine galaxy survey (APM, Padilla & Baugh, 2003, Maddox et al., 1996), obtained good constraints on the matter density parameter.

The combination of constraints from the galaxy power spectrum and the CMB temperature anisotropies therefore provides much better constraints on a larger set of parameters. Special attention should be paid to the fact that these datasets correspond to extremely different epochs in the history of the Universe, at redshifts of $z = 0.1$ and $z \simeq 1000$, and yet results are consistent.

Sources of cosmological parameter constraints come as well from the amplitudes of galaxy peculiar velocities, which are related to the matter density parameter and the bias between the distribution of galaxies and dark-matter (see for instance, Peebles, 1980). However, the small size of samples of galaxy peculiar velocities and large peculiar velocity errors, make these methods prone to large uncertainties. To give an example, one of the first indications that the matter density parameter alone was not enough to reconcile our Universe with a flat geometry from peculiar velocities was found by Padilla & Lambas (1999).

3. Structure formation and evolution

Once the cosmological model and a type of dark-matter such as the Cold Dark Matter (CDM) is chosen, a power spectrum of matter density fluctuations can be constructed (see for instance, Eisenstein & Hu, 1998), for any given epoch, as long as the amplitude of fluctuations remains within the linear domain, that is, small fluctuations of $\delta\rho/\rho < 1$. In the linear regime it is possible to derive the expected growth of fluctuations but this cannot be directly compared to the fluctuations seen in the Universe today, since we observe values of $\delta\rho/\rho > 200$. In order to obtain a prediction for such high overdensities, numerical simulations must be used; these solve the fully non-linear equations that govern the dynamics of the matter density field (see for instance, Peacock, 1998).

The Millenium Simulation (Springel et al., 2006) is one of the largest simulations ever built. This simulation followed the evolution of 10^{10} dark-matter particles over a volume of $500^3 h^{-3} \text{Mpc}^3$, and shows the characteristics of the large scale structure that have become well known over the last decade from the analysis of countless numerical simulations. These include the filamentary structure followed by the dark matter, where large-scale filaments and walls surround empty voids, and where the formation of structure follows a hierarchy by which smaller objects or haloes collapse gravitationally first, and then merge to form larger objects; a process that continues today, at $z=0$.

Many of these characteristics have been confirmed or are in the process of being investigated using observational data. For instance, the hierarchy of structure formation implies that dark-matter haloes are still accreting material (See Pivato et al., 2005). This has been confirmed observationally by Ceccarelli et al. (2005) who measured the infall velocity of galaxies towards groups of galaxies using peculiar velocity data. It has also been shown that void regions of space in simulations are surrounded by matter escaping from them (Padilla, Ceccarelli & Lambas, 2006), a result that has also been confirmed using the 2dFGRS (Ceccarelli et al., 2006).

4. Galaxy Formation

However, some observational results are more difficult to reconcile with the hierarchical clustering picture. For example, one of the predictions of linear theory and numerical

simulations is that fluctuations grow with time, which translates into an ever increasing dark-matter clustering strength. Recent studies of galaxy clustering at high redshift find that this is not the case for galaxies (see for instance Le Fevre et al., 2005, Bornancini et al., 2006), which show a clustering strength that either stays constant or increases with redshift.

This result can only be understood by introducing a galaxy formation model. Such a model provides a plausible explanation for the clustering of galaxies at intermediate to high redshifts, which we briefly describe here. Galaxies are assumed to form only within dark-matter haloes. The clustering strength of the galaxies is then the same as the clustering strength of their host dark-matter haloes. When measuring the clustering of galaxies of similar intrinsic luminosity at different epochs, Le Fevre et al. (2005) find that the clustering strength increases slightly; in the galaxy formation model this implies that the bias of the dark-matter haloes hosting these galaxies increases with redshift. Therefore, the observational result not only is reconciled with hierarchical clustering but also provides an important clue on the galaxy formation process, where in order to obtain a bright galaxy, the bias of its host dark-matter halo has to increase with redshift, and therefore its number density decrease with redshift. This would indicate that these galaxies are rarer at higher redshifts.

These observational results can be compared to the results from galaxy formation models applied to numerical simulations of dark-matter only. As was mentioned above (See section 1), these models follow the evolution of several galaxy properties through dark-matter halo mergers in the numerical simulation (See for instance, Baugh et al., 2004). The results from the galaxy formation models are continuously improving their description of the observational data, and they now even include a model for the feedback by AGN (Malbon et al., 2006, and references therein).

5. Galaxy formation models and observational datasets

This section is divided in two parts. The first part describes the uses of the galaxy formation models as a tool for interpreting and analysing observational data. The second part shows two examples where these techniques are used.

5.1. Uses of galaxy formation models in the analysis of data

The main uses of numerical galaxy formation models such as the semi-analytic model by Baugh et al. (2004), Kauffman et al. (2004), and Cora (2006), to name a few, can be divided in two categories.

The first one is to constrain the parameters of the model through comparison with observational data. This basically allows the modellers improve their knowledge of the galaxy formation processes every time the model is modified in such a way it reproduces a new observational result that was not fit by a previous version of the model (see for instance, Bower et al., 2006).

The other important use of semi-analytic models is that of a calibration and interpretation aid for the analysis of observational data. For example, the analysis of clustering of 2dFGRS groups by Padilla et al. (2004) used mock 2dFGRS galaxy and group catalogues in order to ensure that the observational results were least affected by systematic errors, and to estimate the uncertainties of their results with great accuracy, including effects from small number statistics as well as from cosmic variance. The list of works that applied this method to date is extremely large and is therefore not included here.

The construction of a mock catalogue basically consists of reproducing as best as possible all the observational biases that affect the observational dataset. These include the angular mask of a survey, which can be very inhomogeneous and not only include a difficult angular geometry but also variations in the magnitude limit of a survey for different angular directions; it also has to include the radial selection function of the survey, which again can vary with angular position, and several other observational shortcomings such as fiber collisions in the SDSS (Berlind et al., 2006), and in the 2dFGRS (Norberg et al., 2001).

We now describe two examples of this last technique.

5.2. Two examples

The first example focuses on the analysis of Ultra-Steep Spectrum Sources (USS) by Bornancini et al. (2006). In this paper, the authors use a cosmological numerical simulation to estimate the mass of the USS host halo-mass. In order to do this, they compare the clustering length r_0 obtained from the data with results from a numerical simulation output at the USS redshift ($z \simeq 1$). From this comparison, the authors are able to determine that the relatively small projected scales explored using the USS data do not severely affect the estimated correlation length. They are also able to estimate that the mass of the haloes hosting the USS corresponds to the range $10^{13.4}$ to $10^{14.2} h^{-1} M_\odot$. Figure 1, extracted from Bornancini et al., 2006, shows the comparison between the correlation function of USS galaxies (gray area) and that of haloes in the $z=1$ simulation output (top). The middle panel shows the correlation length of the USS galaxies (gray area) and the results from the numerical simulation for different dark-matter halo masses, in squares, triangles and circles corresponding to $z = 0, 1$ and 2 , respectively. The lower panel shows the projected correlation function of USS galaxies (gray area) and haloes in the simulation.

The second example refers to the measurement of clustering strength of galaxies in the MUSYC (Multi-wavelength Survey by Yale-Chile, Gawiser et al., 2006) survey by Padilla et al. (2006). The survey consists of approximately 250,000 galaxies with photometry in the U,B,V,R,i,z,J,H,K bands, and also some x-ray coverage in a \simeq one square degree area. Photometry in the U,B,V,R,i and z bands is used to estimate photometric redshifts for the galaxies. The authors measure the clustering strength using the estimated photometric redshifts, and as these are badly affected by uncertainties, they use detailed mock catalogues to test the method. These mock catalogues are constructed from a semi-analytic model (Bower et al., 2006) applied to the Millenium simulation (Springel et al., 2006), and reproduce the angular mask and selection function of the survey, and also include photometric redshift estimates for the mock galaxies. Using these mocks catalogues the authors are able to tune the method to avoid inclusion of systematic errors, and also estimate the uncertainties in the measured statistics. Their results can be found in Figure 2 (extracted from Padilla et al., 2006), where it can be seen the evolution of the clustering length, r_0 , as a function of redshift for galaxies brighter than $M_R < -18 - 5 \log(h)$ in squares, and of a flux limited sample in circles. The solid symbols show the results for the full $M_R < -18 - 5 \log(h)$ and flux-limited samples (square and circle, respectively). As can be seen, these results indicate that galaxies of a fixed luminosity, tend to show an increase in clustering out to $z=1$; this is consistent with results from other independent surveys (Le Fevre et al., 2005).

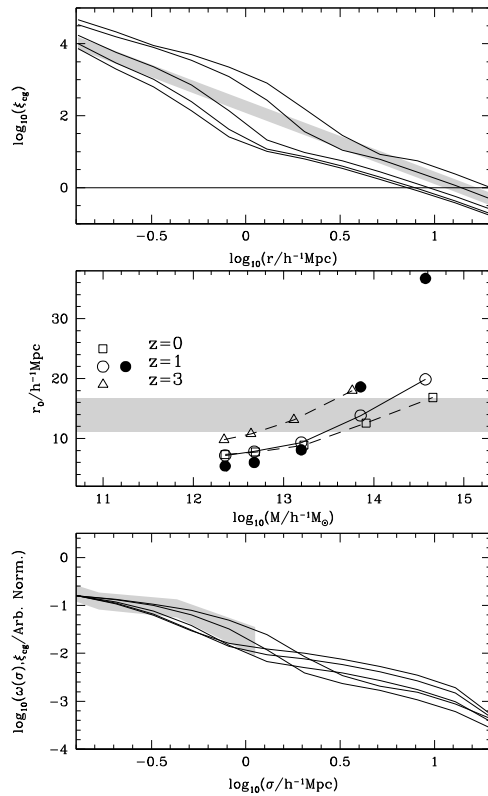


Figure 1. *Top*: Correlation function of USS sources (gray area) and haloes of different masses in the $z=1$ numerical simulation output.

Middle: Correlation lengths from the USS galaxies (gray area) and haloes in the numerical simulation as a function of their dark-matter mass, for different redshifts (see the key).

Bottom: Projected correlation functions for USS galaxies (gray area) and haloes of different masses in the $z=1$ simulation output. Figure extracted from Bornancini et al. (2006).

6. Conclusions

In this conference paper we have reviewed the different ingredients necessary to build a model of galaxy formation using numerical simulations. We have given some details of how the cosmological parameters are constrained using different and roughly independent datasets (we did not intend to give a full list). We then described how a given set of cosmological parameters are used in conjunction with a numerical simulation to produce a prediction of the distribution of dark-matter in the Universe, and how this structure grows. Again, at this stage we provided a few observational and theoretical works that showed that the model and data are in agreement in several respects, such

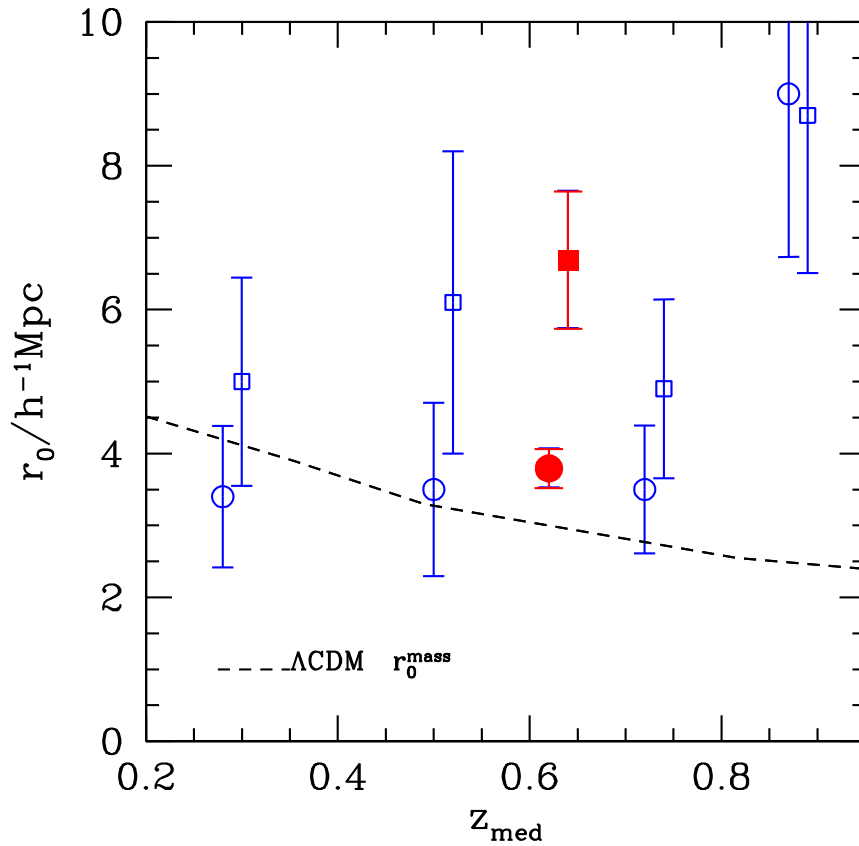


Figure 2. Correlation length, r_0 , measured from MUSYC galaxies for volume (squares) and flux-limited (circles) samples. The dashed line indicates the evolution of r_0 as a function of redshift for the distribution of mass in a ΛCDM Universe. Figure from Padilla et al. (2006).

as the infall of material onto overdense regions. However, we found that in order to explain certain aspects of galaxy clustering, it is necessary to understand the processes of galaxy formation; we introduced then a short description of semi-analytical models of galaxy formation.

The second part of this paper was devoted to showing examples of the use of galaxy formation models. We described how these models can be used to constrain the details of the galaxy formation processes, and also to calibrate the methods applied to observational datasets affected by several observational shortcomings. Finally, we showed how numerical simulations in conjunction with a semi-analytic model for galaxy formation can be used in two separate examples, where Bornancini et al. (2006) are able to estimate the mass of dark-matter haloes hosting USS sources, and Padilla et al. (2006) study the evolution of clustering amplitude of galaxies in the MUSYC catalogue out to $z=1$.

Galaxy formation models are therefore an important tool, which can interact continuously with new observational results and help in their interpretation, and also advance our knowledge of the different processes that take place in the formation of a galaxy.

References

- Baugh, C., Lacey, C., Frenk, C., Benson, A., Cole, S., Granato, G., Silva, L., Bressan, A., 2004, *NewAR*, 48, 1239.
- Berlind, A., et al. (the SDSS Team), 2006, *ApJS*, 167, 1.
- Bornancini, C., Padilla, N., Lambas, D., De Breuck, C., 2006, *MNRAS*, 368, 619.
- Bower, R., Benson, A., Malbon, R., Helly, J., Frenk, C., Baugh, C., Cole, S., Lacey, C., 2006, *MNRAS*, 370, 645.
- Ceccarelli, L., Padilla, N., Valotto, C., Lambas, D., 2006, accepted for publication in *MNRAS*.
- Ceccarelli, L., Valotto, C., Lambas, D., Padilla, N., Giovanelli, R., Haynes, M., 2005, *ApJ*, 662, 853.
- Cole, S., et al (the 2dFGRS Team), 2005, *MNRAS*, 362, 505.
- Cole, S., Lacey, C., Baugh, C., & Frenk, C., 2000, *MNRAS*, 319, 168
- Cora, S., 2006, *MNRAS*, 368, 1540.
- Eisenstein, D., Hu, W., 1998, *ApJ*, 496, 605.
- Gawiser, E., et al. (the MUSYC collaboration), 2006, *ApJS*, 162, 1.
- Kauffmann, G., White, S., Heckman, T., Menard, B., Brinchmann, J., Charlot, S., Tremonti, C., Brinkmann, J., 2004, *MNRAS*, 353, 713.
- Kauffmann, G., 1999, *AAS*, 31, 1470.
- Le Fevre, O., et al. (the VVDS Team), 2005, *A&A*, 439, 877.
- Maddox, S., Efsthathiou, G., Sutherland, W., 1996, *MNRAS*, 283, 1227.
- Malbon, R., Baugh, C., Frenk, C., Lacey, C., 2006, *Astro-ph/0607424*.
- Nagashima, M., Yoshii, Y., Totani, T., & Gouda, N., 2002, *ApJ*, 578, 675
- Norberg, P., et al. (the 2dFGRS Team), 2001, *MNRAS*, 328, 64.
- Padilla, N., et al. (the MUSYC collaboration), 2006, submitted to *MNRAS*.
- Padilla, N., Ceccarelli, L., Lambas, D., 2005, *MNRAS*, 363, 977.
- Padilla, N., et al. (the 2dFGRS Team), 2004, *MNRAS*, 352, 211.
- Padilla, N., Baugh, C., 2003, *MNRAS*, 343, 796.
- Padilla, N., Lambas, D., 1999, *MNRAS*, 310, 21.
- Peacock, P., "Principles of Physical Cosmology", 1998, Cambridge Astrophysics.
- Peebles, P., "The Large Scale Structure of the Universe", 1980, Princeton University Press.
- Pivato, M., Padilla, N., Lambas, D., 2005, *Astro-ph/0512160*.
- Sanchez, A., Baugh, C., Percival, W., Peacock, J., Padilla, N., Cole, S., Frenk, C., Norberg, P., 2006, *MNRAS*, 366, 189.
- Somerville, R., Lemson, S., Sigad, Y. et al. 2001, *MNRAS*, 320, 289
- Spergel, D., et al. (the WMAP Team), 2003, *ApJS*, 148, 175.

Springel, V., Frenk, C., White, S., 2006, *Nature*, 440, 1137.

Tegmark, M., et al. (the SDSS Team), 2004, *PhRvD*, 69, 3501.

PRESENTACIÓN ORAL

Ring-shaped Structures in the Central Region of Galaxies

María P. Agüero¹, Rubén J. Díaz^{2,3}, Horacio Dottori⁴

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

(2) *Observatorio Gemini*

(3) *CAsLeo, CONICET, Argentina*

(4) *Instituto de Física, UFRGS, Brasil*

Abstract. We present a catalogue of galaxies with circumnuclear rings. This catalogue includes 50 % more objects than the one available in the literature. We have carried out a statistical study of the incidence of nuclear activity in this sample in order to understand the feeding processes of the central massive object. Circumnuclear rings are structures of star formation which can easily be radially differentiated from those of the active nuclei themselves, such as outflows or extended ionized regions. In order to minimize the sample bias, we have made a comparison catalogue composed by galaxies with similar properties but also without circumnuclear ring. The main result is an over-abundance of 3 times the expected incidence of Seyfert 2 nuclei.

Resumen. Presentamos un catálogo de galaxias con anillos circumnucleares. Este catálogo incorpora un 50 % más de objetos que aquel disponible en la literatura. Hemos realizado un estudio estadístico de la incidencia de actividad nuclear en estas galaxias a fin de echar luz a los procesos de alimentación del objeto masivo central. Los anillos circumnucleares son estructuras de formación estelar cuya morfología es fácil de diferenciar radialmente de los núcleos activos en sí mismos y de otras estructuras que pueden ser asociadas con estos últimos, tales como flujos de gas saliente o regiones ionizadas extendidas. Para disminuir los vicios de la muestra, se confeccionó un catálogo de comparación constituido por galaxias que individualmente tienen propiedades observacionales similares pero no presentan anillo circumnuclear.

1. Introducción

En muchas galaxias se pueden observar sobredensidades de materia que se presentan a un cierto radio, formando estructuras en forma de anillo. Estas estructuras se presentan a toda escala, siendo las de mayor tamaño los anillos polares o de marea. Estos anillos se forman a partir de interacciones o fusiones de galaxias. Otro tipo de anillo son los llamados exteriores, estas estructuras son coplanares con el disco y están asociados a la resonancia externa de Lindblad. Sus tamaños típicos son poco más de dos veces el tamaño de la barra. Adentrándonos en la galaxia, nos encontramos con el anillo interior, el cual está asociado al radio de corrotación, encontrándose generalmente en los

extremos de la barra, siendo la longitud típica de las barras entre 2 y 6 kpc. En la imagen de NGC 1512 obtenida con el Telescopio Espacial Hubble, se puede observar que hacia radios más internos, ya dentro de la barra, se encuentra otra estructura anular, el anillo circumnuclear (ACN), que está asociado a la resonancia interna de Lindblad (Figura 1). El objetivo de este programa de investigación es determinar si existe relación entre los mecanismos que actúan a escalas circumnucleares con aquellos a escalas nucleares. Es decir, estudiar los mecanismos por los cuales el material llega a la región central y eventualmente alimenta el agujero negro central. Elegimos los anillos circumnucleares porque son estructuras claramente diferenciables del núcleo activo en sí mismo y de las estructuras asociadas al mismo como por ejemplo el cono de ionización, condición que no se cumple para otras estructuras presentes en estas escalas como barras secundarias, espirales nucleares y discos circumnucleares.



Figura 1. *Izquierda: Imagen de NGC 1512, una galaxia espiral que alberga un ACN (campo de $270'' \times 270''$). Derecha: Imagen compuesta del ACN, obtenida con el Telescopio Espacial Hubble (Maoz, et al. 1996, campo de $9'' \times 9''$).*

2. Selección y Clasificación

Hemos realizado una búsqueda de anillos circumnucleares en imágenes de la literatura. Para seleccionar los anillos circumnucleares tuvimos en cuenta algunos criterios fijos. Como hemos visto, el ACN es interior a la barra, pero en muchos casos la barra no está presente o no es observable, entonces hemos exigido que el tamaño relativo del anillo respecto a la galaxia sea menor al 20%. También que su tamaño esté entre 100 pc y 2.5 kpc, el límite inferior se debe a que no hay evidencias de resonancias internas de Lindblad menores a esa escala, mientras que el superior se basa en que las barras más pequeñas son de aproximadamente 2 kpc de radio. El último criterio, que el tamaño aparente del anillo sea mayor a $1.5''$, se impuso para asegurarnos que el anillo sea resuelto espacialmente desde tierra.

3. Catálogo y Muestra

En 1993, Buta y Crocker publicaron un catálogo de 64 galaxias con anillos circumnucleares que confeccionaron a partir de imágenes publicadas y mayormente observaciones propias. A fin de verificar las propiedades de los anillos según los criterios que mencionamos, buscamos imágenes en las cuales se observara el anillo circumnuclear. Cincuenta y un objetos tienen un anillo que pudo ser confirmado de esta forma. En nuestra búsqueda, surgieron 43 galaxias con anillos circumnucleares no incluidas en el catálogo existente, sumando un total de 94 galaxias en nuestro catálogo. Con el objetivo de estudiar la relación de estas galaxias con la actividad nuclear, se extrajo una submuestra, descartando aquellas galaxias que fueran observadas en detalle por su condición de AGN y cuyo anillo no hubiera sido descubierto de otra manera. Se obtuvo una muestra sin efectos de selección de 87 galaxias. La clasificación del tipo de actividad nuclear de cada galaxia de la muestra fue obtenida del catálogo de Véron-Cetty & Véron versión 2006. En esta muestra se observaría una leve tendencia a la presencia de barras y la distribución de tipos morfológicos presenta un pico en galaxias de tipo Sbc. Para el análisis de la distribución de actividad nuclear de la muestra de anillos circumnucleares, consideramos 5 clases donde S1 incluye las galaxias tipo Sy1, Sy1.2 y 1.5; en las S2 están contempladas las Sy2, Sy1.8 y 1.9; L son LINERS; HII representa los núcleos con formación estelar y la categoría No, agrupa aquellas galaxias que no pertenecen a ninguna de las clases anteriores. Como puede verse en la Figura 2, el número de Sy2 es mayor que el de las Sy1 y comparable al de las LINERS. Para determinar cuán significativa es esta distribución, calculamos la expectativa de galaxias Sy para la distribución morfológica de nuestra muestra de acuerdo a las abundancias de galaxia Seyfert publicadas por Woltjer (1990) obtenidas a partir del catálogo de galaxias RSA y utilizando el catálogo de Véron-Cetty & Véron para la clasificación de la actividad nuclear. Podemos observar que la expectativa de galaxias tipo Sy1 es consistente, mientras que el tipo Sy2 es considerablemente menor.

4. Muestra de Comparación

Dado el bajo número de objetos de la muestra y que la misma puede estar afectada por efectos de selección que desconocemos, decidimos compararlas con una muestra de control de galaxias similares pero sin ACN para confirmar las tendencias. A fin de obtener las propiedades de ambas muestras de una misma fuente, utilizamos el catálogo de Galaxias Cercanas de Tully (1988), que incluye 67 de las 87 galaxias de la muestra. A cada una de ellas se le asignó una galaxia de comparación que cumpliera con los siguientes criterios: (i) $i < 10^\circ$ restricción que se debe a que la detección de los anillos circumnucleares es dependiente de la orientación de la galaxia respecto del observador; (ii) que la diferencia en tamaño aparente sea menor al 20 %, lo que responde a la condición que la región circumnuclear esté igualmente resuelta en ambas galaxias. También impusimos condiciones en algunas propiedades físicas globales como son (iii) la magnitud total (diferencia menor a 0.3 mag.); (iv) el tipo morfológico (diferencia menor a 2 tipos) y (v) el tamaño real (diferencia menor al 40 %).

5. Resultados y Conclusiones

A partir de las imágenes disponibles, medimos el tamaño de los anillos, obteniendo una distribución con un tamaño medio de 0.8 kpc. Si graficamos el tamaño relativo del anillo respecto al tamaño de la galaxia, el máximo se presenta en 6%. Debemos tener en cuenta que estas distribuciones están sesgadas a pequeños radios por efecto de la resolución observacional. En cuanto a la presencia de compañeras brillantes, se observa una leve tendencia a que las galaxias con anillo tengan vecinas más próximas, pero dado el bajo número de objetos este resultado no es concluyente. En cuanto a la cantidad de gas en estas galaxias, podría haber mayor número de galaxias con anillos que presentarían baja fracción de gas. En cambio la tendencia observada en la muestra total respecto a la tendencia a galaxias barradas no es confirmada ya que las galaxias de comparación presentan el mismo comportamiento.

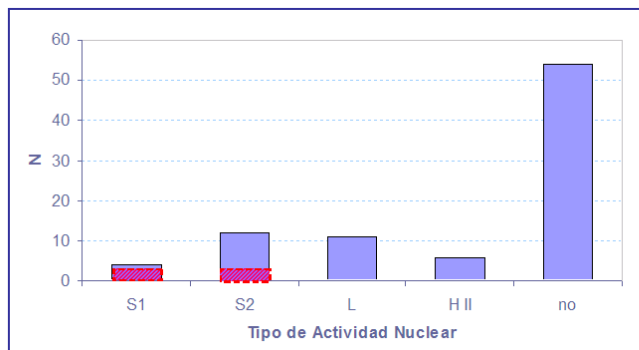


Figura 2. *Distribución de actividad nuclear en galaxias con ACN. Se superponen (en rojo) las cantidades esperadas de núcleos activos en una muestra sin sesgos.*

La tendencia en la distribución de actividad nuclear en la muestra total (Sección 3) se mantiene en la submuestra, mientras que no está presente en las galaxias de comparación. La expectativa determinada a partir de Woltjer (1990) es consistente para la muestra de control. En síntesis, se concluye que la muestra de anillos circumnucleares presenta una sobreabundancia de galaxias activas de tipo Seyfert 2.

Referencias

- Buta R., Crocker D. 1993, AJ105, 1344
 Maoz D., et al. 1996, AJ111, 2248
 Tully R. 1998, Nearby Galaxies Catalog (Cambridge University Press)
 Veron-Cetty M., Veron P. 2006, ESO Sci. Report: A Catalogue of Quasars and Active Nuclei, 11th Ed.
 Woltjer L. 1990, in Active Galactic Nuclei, eds. Courvoisier T., Mayor M., Springer-Verlag, Table 5

ORAL PAPER

Voids in Galaxy Catalogues: Dynamical Properties

L. Ceccarelli¹, N. Padilla², C. Valotto¹, D. G. Lambas¹
(1) IATE, Observatorio Astronómico de Córdoba, Argentina
(2) Departamento de Astronomía y Astrofísica, PUC, Santiago, Chile

Abstract. We perform a statistical study on the distribution and dynamics of voids in the 2dFGRS. Our statistics are tested and calibrated using mock catalogues. The void-galaxy cross-correlation redshift-space distortions show evidence of the continuing growth of voids, confirming another prediction of the hierarchical clustering scenario. A non-linear outflow model can be used to provide quantitative estimates of the outflow velocities around 2dFGRS voids. These results are consistent with maximum outflows of 110km/s, 210km/s and 270km/s for voids of $\langle r_{void} \rangle = 7.5, 12.5$ and $17.5h^{-1}\text{Mpc}$, assuming a galaxy bias of $b = 1$. We find that it would also be possible to detect differences in the velocity dispersion of galaxies in the directions parallel and perpendicular to the void walls.

Resumen. Se realizó un estudio acerca de propiedades estadísticas y dinámicas de regiones de baja densidad (*voids*) en el 2dFGRS utilizándose catálogos sintéticos para chequear y calibrar las mediciones. Se analizaron las distorsiones en la función de correlación void-galaxias en el espacio de redshift las cuales evidencian una expansión de los voids de acuerdo con las predicciones de un escenario jerárquico de formación de estructuras. Se utilizó un modelo dinámico no lineal para predecir las velocidades de expansión de los voids, cuyos máximos resultaron de 110km/s, 210km/s and 270km/s para voids de $\langle r_{void} \rangle = 7.5, 12.5$ y $17.5h^{-1}\text{Mpc}$, asumiendo un sesgo de $b = 1$. Se encontraron diferencias en la dispersión de velocidades paralelas y perpendiculares a las paredes de los voids.

1. Voids in galaxy catalogues

1.1. Data

We apply an algorithm (Ceccarelli et al, 2006) to identify voids in the 2dF Galaxy Redshift Survey (2dFGRS) final data release (Colles et. al, 2003) and mock 2dFGRS catalogues.

1.2. Galaxy density profiles

We study the spatial distribution of galaxies around voids. In order to do this we calculate the density profiles for voids in the mock catalogue in real and redshift space and for the 2dFGRS survey in redshift space (Figure 1).

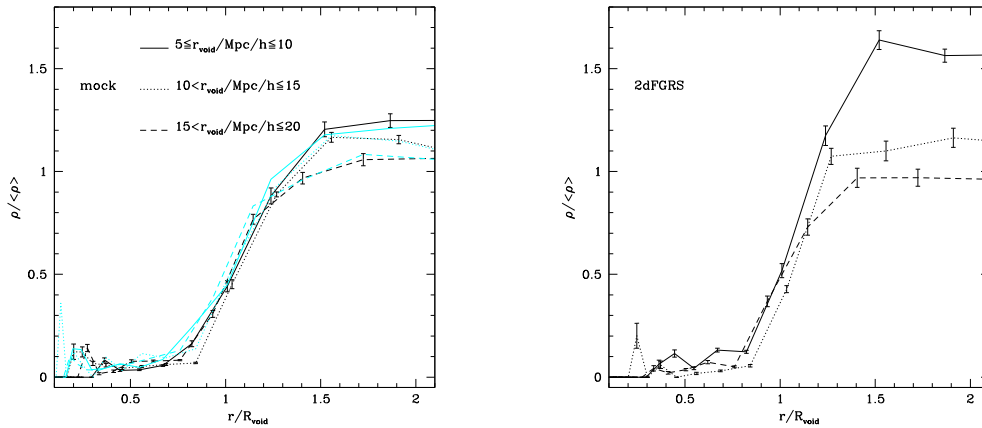


Figure 1. Galaxy density profiles of mock (left) and 2dFGRS (right) galaxies as a function of distance to the void centre. For the mock catalogue, we show results in real- and redshift-space in gray (cyan) and black lines, respectively. Different line types are associated with different void radii as indicated in the figure.

2. Dynamical properties of galaxies in voids

2.1. Dynamics using redshift space distortions

We have performed a study of the void-galaxy cross correlation function, that is the correlation function between void centres and galaxies, as a function of the directions parallel and perpendicular to line of sight, π and σ respectively (Figure 3 left).

2.2. Non-Linear Model for the Outflow

We apply a non-linear theory model by Croft, Dalton & Efstathiou (1999) which describe the dynamical behavior of particles around underdense regions to estimate outflow velocities (Figure 2).

2.3. Galaxy outflows from mock peculiar velocities

We compute the amplitude of the velocity field around voids using the line-of-sight component of galaxy peculiar velocities in mock 2dFGRS catalogues, assuming a radial, spherically symmetric outflow motion (Figure 2 left).

2.4. Velocity dispersion in void shells

We compute the ratio between the velocity dispersion in the directions parallel and perpendicular to the void shell (Figure 3 right).

3. Conclusions

We applied a void finding algorithm, which is capable of accurately identifying voids in galaxy catalogues

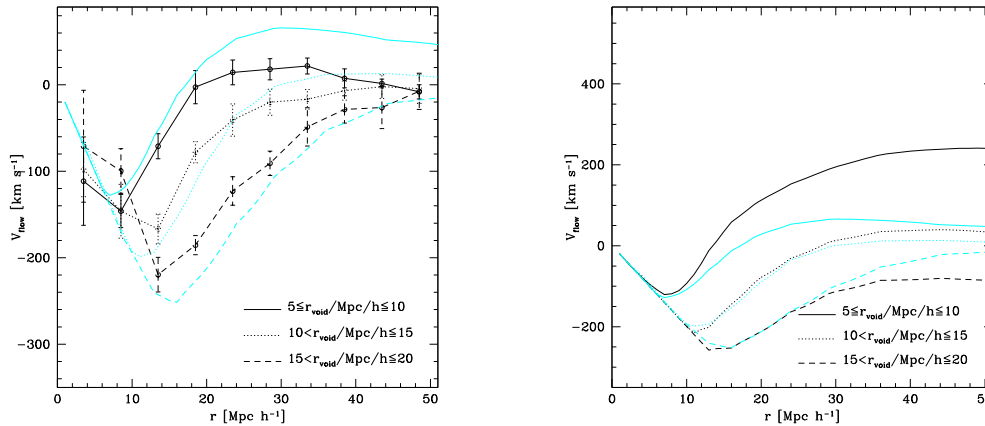


Figure 2. *Left*: Outflow as a function of distance to the void centre derived from peculiar velocities in the mock catalogue (black lines). Different lines correspond to different ranges of void radius (solid lines, $5 \leq r_{void}/Mpc/h \leq 10$ and S121, dotted lines, $10 < r_{void}/Mpc/h \leq 15$ and S151, dashed lines, $15 < r_{void}/Mpc/h \leq 20$ and S171). Gray lines show the velocity amplitude predicted by the outflow model for the same void radii as for the black lines.

Right: Predicted velocity field amplitude as a function of distance to the void centre for the 2dFGRS (black lines) using the non-linear velocity model. Different line-types correspond to different void radii, as in left. Predicted velocities for the mock catalogue are shown in gray lines.

The redshift space distortion of galaxies around voids shows elongations along the line of sight. This can be interpreted as evidence of an outflow motion in both mock and observational data.

Outflow velocities from the mock catalogue are consistent with the non-linear theory predictions based on measurements of the correlation functions in the mock catalogue. By applying the non-linear outflow model to 2dFGRS data, we find that larger voids would be characterised by larger maximum outflow velocities: 110km/s, 210km/s and 270km/s for $\langle r_{void} \rangle = 7.5, 12.5$ and $17.5h^{-1}Mpc$ respectively; assuming a galaxy bias $b = 1$. We find that out to a distance of the order of the void radius. The results from the application of the non-linear outflow model to observational data are consistent with results from the mock catalogues.

By studying the mock catalogues, we are able to perform a direct measurement of galaxy outflows using peculiar velocities. Outflows of about 200 km/s are measured, in accordance with the results from numerical simulations from Padilla et al.(2005).

Measurements of the velocity dispersion in shells around voids in the mock catalogues show that these are larger in the direction parallel to the void walls, in agreement with results from the full numerical simulation (Padilla, Ceccarelli & Lambas, 2005). This result indicates that galaxies tend to move preferentially in the direction parallel to void shells, that is, along large-scale structure filaments and walls, and that a peculiar velocity catalogue with sufficient data could allow this measurement to be done, constituting a new test to the hierarchical clustering paradigm.

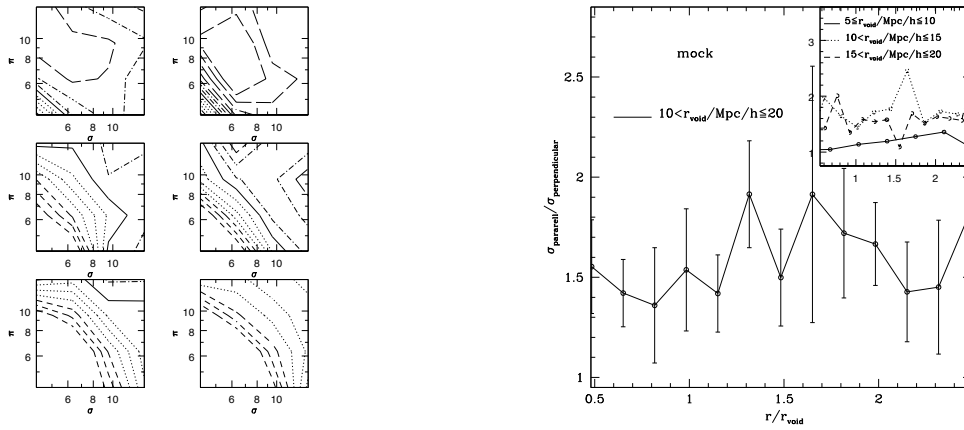


Figure 3. *Left*: Redshift space void-galaxy correlation function $\xi(\sigma, \pi)$ from mock (right) and real 2dFGRS (left) catalogues. σ and π represent separations parallel and perpendicular to the line of sight. Each panel corresponds to different ranges of void radii and are obtained from different samples; top: $5 \leq r_{\text{void}}/Mpc/h \leq 10$, middle: $10 < r_{\text{void}}/Mpc/h \leq 15$ and bottom: $15 < r_{\text{void}}/Mpc/h \leq 20$.

Right: $\sigma_{\text{parallel}}/\sigma_{\text{perpendicular}}$ as a function of normalised distance to the void centre for the mock catalogue.

Acknowledgments. This work has been partially supported by Consejo de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina (CONICET), the Secretaría de Ciencia y Técnica de la Universidad Nacional de Córdoba (SeCyT), Fundación Antorchas, Argentina and Agencia Córdoba Ciencia. This work was supported in part by the ESO-Chile Joint Committee, NP was supported by a Proyecto Fondecyt Postdoctoral no. 3040038. LC and CV were partially supported by the Latin-american and European Network for Astrophysics and Cosmology (LENAC) Project.

References

- Ceccarelli, L., Padilla, N., Valotto, C., Lambas, D.G. 2006, MNRAS, accepted for publication.
- Colles M., et al. (2dFGRS Team), 2003. Cat 7226 0C.
- Croft, R. A. C.; Dalton, G. B.; Efstathiou, G. 1999, MNRAS, 305, 547.
- Padilla, N. D.; Ceccarelli, L.; Lambas, D. G. 2005, MNRAS, 363, 977.

ORAL PAPER

Chemical enrichment history of the intra-cluster medium

S. A. Cora^{1,2}, S. Borgani^{3,4}

(1) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas (FCAG) - UNLP, and
Instituto de Astrofísica de La Plata (IALP), La Plata, Argentina*

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

(3) *Dipartimento di Astronomia dell'Università di Trieste, Trieste, Italy*

(4) *National Institute for Nuclear Physics (INFN), Trieste, Italy*

Abstract. We investigate the evolution of the chemical enrichment of the intra-cluster medium by applying a semi-analytic model of galaxy formation to N -Body/SPH non-radiative numerical simulations of clusters of galaxies (Cora 2006). The results of this hybrid model for a set of clusters of different masses contribute to the theoretical interpretation of recent observational X-ray data, which indicate a decrease of the iron content of the intra-cluster gas with redshift (Balestra et al. 2006).

Resumen. Se investiga la evolución del enriquecimiento químico del medio intracúmulo aplicando un modelo semianalítico de formación de galaxias a simulaciones numéricas N -Body/SPH no radiativas de cúmulos de galaxias (Cora 2006). Los resultados de este modelo híbrido para un conjunto de cúmulos de distinta masa contribuyen a la interpretación teórica de datos observacionales recientes en rayos X, los cuales indican una disminución del contenido de hierro del gas intracúmulo con el corrimiento al rojo (Balestra et al. 2006).

1. Introduction

The intra-cluster medium (ICM) is a hot ($\approx 10^7$ K) and diffuse gas that permeates the deep potential well of clusters of galaxies, which constitute the largest virialized structures of the Universe. This gas radiates energy through thermal Bremsstrahlung, which is detected in the X-ray band of the electromagnetic spectrum, characterized by the presence of emission lines from highly ionized iron (Fe XXV and Fe XXVI) at 6.6 - 7 keV. These lines allow to obtain information about the metallicity of the ICM, which has been estimated as $0.5Z_{\odot}$; note that we are considering the recently calibrated solar value of $Z_{\odot} = 0.0122$ (Asplund et al. 2005). The ICM is typically enriched by the heavy elements ejected during supernovae explosions through subsequent episodes of star formation (e.g., Renzini 1997), although other processes may have a non negligible influence, like early enrichment by hypernovae associated with population type III stars (Loewenstein 2001), intra-cluster stars (Zaritsky et al. 2004) and ram pressure stripping (Domainko et al. 2005).

The knowledge of the history of the chemical enrichment of the ICM contributes to our understanding on the way and epoch in which the galaxy clusters have formed, the

history of star formation in cluster galaxies and the associated supernovae rates, and the physical processes involved in the diffusion of energy and metals within the hot intra-cluster gas.

A recent analysis of *Chandra* X-ray spectra of 56 clusters within the redshift range $0.3 \lesssim z \lesssim 1.3$ spanning temperatures $3 \lesssim kT \lesssim 18$ keV allows to trace the evolution of the iron content of the ICM (Balestra et al. 2006). The results are based on the estimated average emission weighted iron abundance of the ICM. They found that, for $z \lesssim 0.5$, the mean abundance of the ICM is approximately constant, with a value of $Z_{Fe} \approx 0.4Z_{\odot}$. However, at lower redshifts ($0.3 \lesssim z \lesssim 0.5$), the emission-weighted iron abundance is significantly higher, reaching a value of $Z_{Fe} \approx 0.64Z_{\odot}$. The parametrization of these results implies that the iron abundance at the present epoch is a factor of ~ 2 larger than at $z \simeq 1.2$.

For the theoretical interpretation of these results we consider a hybrid model of the chemical enrichment of the ICM, implemented by Cora (2006). This model combines cosmological non-radiative *N*-Body/SPH simulations of galaxy clusters and a semi-analytic model of galaxy formation. Although this hybrid approach does not couple metal production to the gas actually cooling in radiative simulations (e.g., Tornatore et al. 2004), its novel feature is that the chemical properties of the diffuse gas in the underlying simulations are dynamically and consistently generated from stars in the galaxies. We compare the results of this model with the recent iron abundances of the ICM determined by Balestra et al. (2006), with the aim of investigating the connection between the development of the chemical abundance patterns that characterize the ICM and the observed average metallicity evolution.

2. Modelization and first results

We consider a set of simulations of galaxy clusters characterized by cosmological parameters $\Omega_o = 0.3$, $\Omega_{\Lambda} = 0.7$ and $H_o = 100 h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, with $h = 0.7$. The mass of gas and dark matter particles within the high resolution region are $m_{\text{gas}} \simeq 1.69 \times 10^8 h^{-1} M_{\odot}$ and $m_{\text{dm}} \simeq 1.13 \times 10^9 h^{-1} M_{\odot}$, respectively. The virial temperatures of the clusters are in the range $1.8 \lesssim kT \lesssim 9.4$ keV.

The hybrid model used to study the chemical enrichment of the ICM is described in detail by Cora (2006). Instead of the Salpeter IMF, we consider here a top-heavier one (Arimoto & Yoshii 1987, $dN/d\log m \propto m^{-x}$ with $x = 0.95$), normalized between 0.1 and $100 M_{\odot}$. With the right choice of the free parameters of the model, like those associated with the star formation, and energy and metal feedback efficiencies, the combination of the IMF adopted with the stellar yields considered for low- and intermediate-mass stars (Marigo 2001), core collapse supernovae (Portinari et al. 1998) and supernovae type Ia (Iwamoto et al. 1999) gives a radial distribution of the iron abundance of the ICM in good agreement with observations, as shown in Figure 1.

Left panel of Figure 2 shows the dependence with redshift of mass-weighted (MW) mean iron abundances of gas particles contained within the virial radius, R_{vir} , of the main progenitors of the clusters. The very mild evolution obtained implies that the ICM has been significantly enriched at $z \sim 1.2$. The observed evolution of the iron content of the ICM is better reproduced when the analysis of the simulated clusters is restricted to $0.15R_{\text{vir}}$. This radius is of the order of that chosen by Balestra et al. (2006) to extract the spectrum of each source with the aim of maximizing the signal-to-noise ratio. In this case, both mass- and emission-weighted average abundances show better

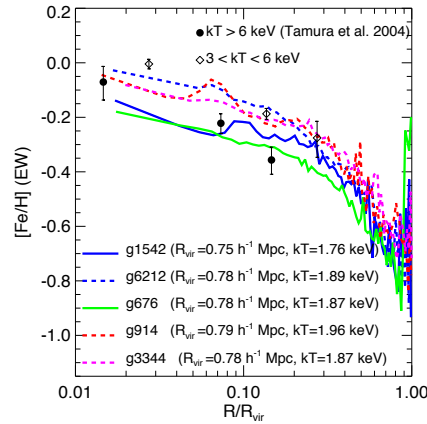


Figure 1. Fe K_{α} 6.7 keV line-emission weighted (EW) abundance profiles of Fe relative to H, referred to the solar value (Asplund et al. 2005), at $z = 0$ for five simulations of galaxy clusters. Symbols with error bars are observational data from Tamura et al. 2004.

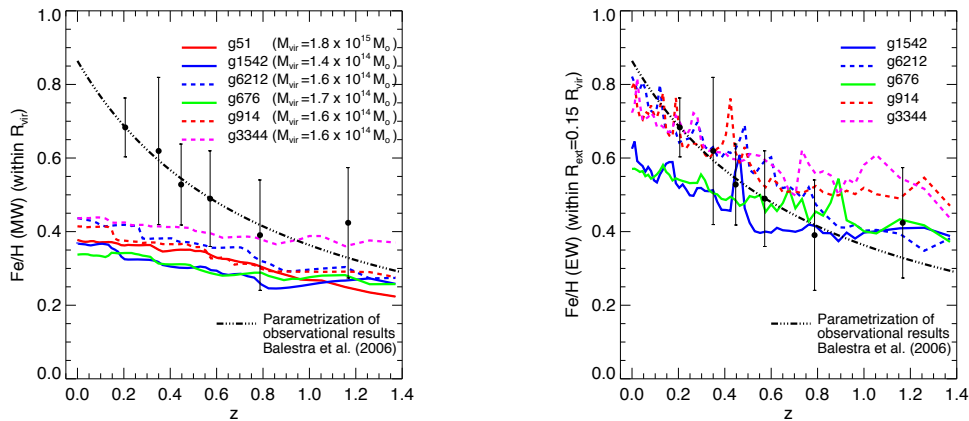


Figure 2. *Left*: Evolution with redshift of MW mean iron abundances of gas particles contained within R_{vir} for the simulated clusters (coloured lines). *Right*: Evolution with redshift of EW mean iron abundances for gas particles contained within $0.15R_{\text{vir}}$. In both cases, model results are compared with those from the spectral analysis performed by Balestra et al. (2006) over five redshift bins (filled circles with error bars); the parametrization of the decrease of the metallicity with redshift ($\sim (1+z)^{-1.25}$) is also plotted (black dashed-dotted line).

agreement with observational results, as can be appreciated from the right panel of Figure 2, where Fe K_{α} 6.7 keV line-emission weighted (EW) mean iron abundances are plotted. In contrast to the behaviour of MW abundances, the evolutionary trend of EW ones is the same for both $0.15R_{\text{vir}}$ and R_{vir} . This is a result of the low emission values

at the outskirts of the clusters which give negligible weight to the low iron abundances that characterize those regions (see Figure 1).

The evolution showed by the model for $0.15R_{\text{vir}}$ would indicate that it is due to a change with time of the distribution of metals in the cluster cores. That is, there is not much increase in the global metal content of the main progenitors of the cluster during the last 8 Gyrs, but only in the central regions of them. Taking into account these first results, we will deepen this investigation to better understand the physical reasons that give rise to the evolution of the iron content in the cluster cores. We should find out whether this behaviour is more contributed by recent enhanced star formation near the cluster center or is rather due to the sinking of low-entropy gas from accreting highly enriched sub-halos, which have been contaminated at high redshifts. This last scenario is favoured by the study of Cora (2006), but a single simulation has been used. By considering a larger sample of simulated clusters of different masses we will be able to draw more firm conclusions on the mechanisms responsible for this evolution.

Acknowledgments. We would like to thank Klaus Dolag for making the cluster simulations available to us, Luca Tornatore and Paolo Tozzi for a number of useful discussions. S.A.C. is very grateful for the hospitality of the Osservatorio Astronomico di Trieste, where this project was started, and the travel grant from the National Institute for Nuclear Physics, Trieste, Italy. Part of this project was financially supported by Fundación Antorchas and PIP 5000/2005 from Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina.

References

- Arimoto, N., Yoshii, Y. 1987, *A&A*, 173, 23
- Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, A.J. 2005, in *Cosmic Abundances as Records of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*, eds. T.G. Barnes III, F.N. Bash, ASP Conference Series, 336, 25
- Balestra, I., Tozzi, P., Ettori, S., Rosati, P., et al. 2006, *A&A*, 462, 429
- Cora, S.A. 2006, *MNRAS*, 368, 1540
- Domainko W., Mair M., Kapferer W., et al. 2005, *A&A*, 452, 795
- Iwamoto, K., Brachwitz, F., Nomoto, K., et al. 1999, *ApJS*, 125, 439
- Loewenstein, M. 2001, *ApJ*, 557, L573
- Marigo, P. 2001, *A&A*, 194, 217
- Portinari, L., Chiosi, C., Bressan, A. 1998, *A&A*, 334, 505
- Renzini, A. 1997, *ApJ*, 488, 35
- Tamura, T., Kaastra, J.S., Herder, et al. 2004, *A&A*, 420, 135
- Tornatore, L., Borgani, S., Matteucci, F., et al. 2004, *MNRAS*, 349, L19
- Zaritsky, D., González A.H., Zabludoff, A.I. 2004, *ApJ*, 613, L93

ORAL PAPER

Gemini GMOS IFU study of BAL QSOs: decoupling the BAL, QSO, starburst, NLR and supergiant bubbles

S. Lipari¹, S. F. Sanchez², M. Bergmann³, R. Terlevich⁴, B. Punsly⁵, E. Mediavilla⁶, H. Dottori⁷, Y. Taniguchi⁸, M. Ajiki⁸, B. Garcia⁶, W. Zheng⁹, J. Acosta⁶, J. Jahnke¹⁰,

¹*Observatorio Astronómico de Córdoba and CONICET*; ²*Calar Alto Observatory, Spain*; ³*Gemini Observatory, Chile*; ⁴*Univ. of Cambridge, UK*; ⁵*Univ. of Rome, Italy/USA*; ⁶*Inst. de Astrofísica de Canarias, Spain*; ⁷*Univ. of Porto Alegre, Brazil*; ⁸*Tohoku University, Japan*; ⁹*Johns Hopkins Univ. and NFS, USA, Germany*; ¹⁰*Max Planck Inst., Heidelberg Germany*

Abstract. In this work we present the first results of a study of BAL QSOs (at low and high redshift), based on very deep Gemini GMOS integral field spectroscopy. Three-dimensional (3D) spectra and maps of Mrk 231 clearly show that the BAL systems I and II are extended (reaching $\sim 1.2\text{--}1.3$ kpc, from the nucleus) and elongated at the position angle (PA) close to the radio jet PA. For the nuclear region of Mrk 231, the QSO and host-galaxy components were modelled, using a new technique of decoupling 3D spectra. From this study, the following main result was found: in the pure host galaxy spectrum an extreme blue nuclear starburst component was clearly observed. 3D GMOS individual spectra (specially in the near IR Ca II triplet) and maps confirm the presence of an extreme and young nuclear starburst ($8 < \text{age} < 15$ Myr), which was detected mainly in a ring/toroid ($r = 0.3'' \sim 200$ pc). The physical properties of the 4 expanding nuclear bubbles (in Mrk 231) and NLR were analysed. Finally, the composite hyper-wind scenario is suggested for the origin of BALs and giant Ly-alpha blobs. The importance of study the end phase of BAL+IR QSOs, and ellipticals (i.e. galaxy remnants) is discussed.

Resumen. En este trabajo se presentan los primeros resultados de un programa de estudio de BAL+IR+Fe II QSO/merger y SDSS BAL QSOs (a bajos y altos corrimientos al rojo, z), empleando espectroscopía Gemini GMOS 3D/IFU. Para Mrk 231, los espectros GMOS 3D muestran que el sistema de líneas de absorción BAL I y II (en Na ID, He I y Ca II-H+K) es extendido, alcanzando 1.4–1.8 kpc. Se modelizaron y desacoplaron -en Mrk 231- los espectros del QSO y la galaxia que hospeda al QSO. El espectro de la galaxia huésped muestra un fuerte brote de formación estelar violenta muy próxima al núcleo (en un toroide a 200 pc). Se propone un escenario compuesto para "hipervientos galácticos/BALs", y en particular para burbujas gigantes de Ly α (detectados a altos y bajos z). Se comentan nuestros primeros estudios de remanentes de galaxias.

1. Introduction

There is increased evidence that galactic outflow (OF) and broad absorption line (BAL) systems play a main role in the high redshift universe, at $z > 5$ (Frye, Broadhurst, Benitez 2002; Maiolino et al. 2004; Lipari et al. 2005). Thus, a main step for the study of QSO and galaxy formation at high redshift is to understand the extreme OF and BAL processes in nearby QSOs/galaxies. In the last decades, two main interpretation for the occurrence of BALs are proposed: the orientation and evolution hypothesis. According to the evolution hypothesis the rate of the BAL phenomenon is interpreted as a particular phase of the QSO's life (Lipari 1994; Lipari & Terlevich 2006). In this paper we present the first results from a new part of our observational programme of BAL QSOs: a study of 3D Gemini spectroscopy of nearby BAL + IR + Fe II QSOs and high z SDSS BAL QSOs.

2. Observations

Three-dimensional deep optical spectroscopy of the nuclei and the more extended arcs of the nearby BAL QSOs, and high z SDSS BAL QSOs were obtained (in 2005 and 2006), at the 8.1-m telescope in the Gemini Observatory. The telescope was used with the Gemini Multi-Object Spectrograph (GMOS) in the mode integral field unit (IFU, Allington-Smith et al. 2002).

The following software packages were utilized to reduce and analyse the data: the R3D + EURO3D visualization tool;⁹ and GEMINI.¹⁰

3. Results and Discussion

In this section, we summarize the first results from our GEMINI GMOS/IFU programme of QSOs with BALs; mainly for the nearest BAL+IR QSO: Mrk 231 (see for details and figures -of this work/programme- astro-ph/0607054).

3.1. The composite nature of the BAL system of Mrk 231

Previously, Lipari et al. (2005) found a blue $H\alpha$ -emission bump at the ejection velocity of the BAL I (and in an area located very close to the nucleus and at the same PA of the radio jet). In addition, the variability of the short lived BAL III Na ID system was previously studied (by Lipari et al. 2005), covering almost all the period in which this system appeared: between ~ 1984 –2001. We found that the BAL III light curve is clearly asymmetric with: a steep increase, a clear maximum and an exponential fall (similar to the shape of a SN LC).

In the present work, the exponential fall of this BAL III Na ID system was confirmed (for the period 1984–2005), using very deep 2005 GMOS spectra. In addition, we have studied (using deep 3D GMOS spectra) all the optical “absorption” lines associated with

⁹R3D is the imaging analysis software developed at the Calar Alto Observatory. The EURO3D visualization tool is a software package for integral field spectroscopy, developed by the EURO3D Research Training Network.

¹⁰GEMINI is the reduction and analysis software developed by the Gemini Observatory.

the BAL systems I and II. The deep 3D GMOS spectra and maps clearly show that the BAL systems I (in the Ca II $K\lambda 3933$ absorption map) and the BAL system II (in the Na I $\lambda 5889-95$ absorption map) are clearly elongated at the position angle close to the radio jet PA (reaching $\sim 1.4-1.6'' \sim 1.2-1.3$ kpc, from the nucleus). This strongly suggests that the BAL systems I and II are both associated with the radio jet, and supporting the bipolar jet-wind model for some BALs.

On the other hand, de Kool et al. (2001, 2002) found similar results –extended nature of two BAL systems– in their Keck high resolution spectroscopic study of BALs in the QSOs FIRST J104459.6+365605 and FBQS 0840+3633. A very interesting point is the fact that Mrk 231, FIRST J104459.6+365605 and FBQS 0840+3633 (which show extended BAL systems) are all member of the very rare class of Fe II low ionization BAL QSOs, with very strong reddening in the UV continuum. We already suggested that low- and specially Fe II low- ionization BAL QSOs are young, composite/transition QSOs: in the phase that the OF process with expanding supergiang bubbles and exploding HyN are clenening the nucleur dust. Very recently, White et al. (2006) found that the radio properties of SDSS BAL QSOs of low ionization BAL are different of non-BAL QSOs (in agreement with the evolutionary model for BALs, of Lipari & Terlevich 2006).

3.2. Decoupling the 3D nuclear spectrum: the QSO plus young nuclear starburst

Recently, a new method for decoupling the spectra of the QSO/AGN from the host galaxy –using 3D spectroscopy– has been developed (Sanchez et al. 2004). Using this method, the clean 3D spectra of the host galaxy and stellar population could be obtained. A detailed description of the method for decoupling 3D spectra is given by Sanchez et al. (2004, 2006). In this work, using the GMOS-IFU spectra and GALFIT-3D model we found: (i) in the pure host galaxy spectrum an extreme nuclear starburst component (for the first time at optical wavelength), which was detected mainly as a very strong increase in the flux in the blue region; (ii) 3D GMOS individual spectra and maps confirm the presence of a extreme blue/starburst component, which was detected in a nuclear dusty ring or toroid.

More specifically, we found in the map of the nuclear blue continuum (or colour index) two clear, symmetric and strong peaks, which are located at $0''.3$ to the south and north, of the very nucleus. This position of the peaks are coincident with the location of the shell/ring S5; thus, these peaks are probably positioned inside of the dusty ring S5 (Lipari et al. 2005). On the other hand, in this region (of the blue and red peaks) the individual GMOS spectra show strong and narrow multiple emission line components (with OF), specially in the lines [O II] $\lambda 3727$; plus stellar narrow emission and absorption in the IR Ca II triplet. These are clear signature of very young stellar population. Specifically, the strong narrow emission plus absorption in the IR Ca II $\lambda 8500$ triplet (detected in the symmetric areas of the red and blue continuum peaks) is clearly associated with the peak of RSGs activity, with age of: $8 \text{ Myr} < \text{age} < 15 \text{ Myr}$ (in metal-rich stellar populations; see Lipari & Terlevich 2006). These new results confirm the proposed *evolutionary and composite model* for composite BAL+Fe II+IR QSOs.

3.3. Hyper Wind model for Mrk 231, IRAS 04505–2958 and BALs

From a study of the very extended shell/blob in the BAL QSO IRAS 04505–2958 (object discovered using the IR colour-colour diagram: Fig. 15 in Lipari et al. 2005), we proposed that a composite hyperwinds could be the source of the very extended shells, BALs and blobs. Furthermore, we suggested that extreme explosions/starbursts

can be associated with the interaction between the AGNs/QSOs and the star formation process. For Mrk 231, previous results suggest that radio extended structures (from scale of few parsec to 50 Kpc) are mainly associated with the main components of a composite OF process: (i) the jet and bipolar wind (at PA = -120° and at small/pc scale); and (ii) the blowout phase of the more external bubble S1 (at PA = 00° and at large/kpc scale).

Recently, we have performed a detailed study of Gemini GMOS-IFU data of IRAS 04505-2958 and high z Sub-mm SDSS BAL QSOs (Lipari et al. 2006, in preparation). The main goal of this study is to test our proposed hyperwind scenario for some BAL QSOs at low and high z (Lipari et al. 2005; Lipari & Terlevich 2006). This work is the 2nd paper of our Gemini programme of BALs.

3.4. The end Phase of Mrk 231, QSOs and Ellipticals

Mrk 231 is a candidate for a proto-elliptical galaxy (Lipari et al. 2005). Thus, a very interesting point is to follow this evolutionary study of Mrk 231 and similar elliptical galaxies with composite and extreme OF (observed mainly as extreme BAL + IR + Fe II QSOs) even to the end phase, of their evolution. On the other hand, in the last years, possible *links* between *mergers, starbursts, IR QSOs and ellipticals* have been proposed. Specifically, Lipari et al. suggested the following evolutionary-links: merger/s \rightarrow extreme starburst + galactic-wind \rightarrow IR + Fe II + BAL composite/transition QSOs \rightarrow standard QSOs and ellipticals \rightarrow galaxy remnants.

In this evolutionary sequence a main and interesting step is end phases of the evolution of the host galaxies + QSOs. We have started theoretical studies (Lipari et al. 2006, in preparation) for one of the more simple case: the end phase of dwarf elliptical galaxies. In particular, for this type of galaxy we are studying the processes when: the amount of gas is very low, and the star formation and SN events are almost finished. At this stage we can observe mainly stars+SN remnants and SMBH, which are very compact and dark objects.

A complete version of this study was submitted to MNRAS and to a-ph/0607054.

References

- Allington-Smith J. et al. 2002, PASP, 114, 892
 de Kool et al. 2001, ApJ, 548, 609
 Lipari S. et al. 1994, ApJ, 427, 174
 Lipari S. et al. 2005, MNRAS, 360, 41
 Lipari S., Terlevich 2006, MNRAS, 368, 1001
 Maiolino R. et al. 2004, A&A, 420, 889
 Sanchez S. F. et al. 2004, ApJ, 615, 156
 White R. et al. 2006, ApJ, in press, astro-ph/0607335

PRESENTACIÓN ORAL

Espectroscopía en la banda K de M83, el núcleo starburst más cercano

D. Mast¹, R. J. Díaz^{2,3}

(1) *Observatorio Astronómico de Córdoba y CONICET*

(2) *Observatorio Gemini*

(3) *CAsLeo, CONICET*

Abstract. We present a spectroscopic study of M83 nuclear region, based on *K* – *band* spectra ($1.9 - 2.49 \mu m$) obtained on Gemini-North, using the NIRI instrument (Near InfraRed Imager and spectrograph). Several stellar absorption lines and emission from de ionized gas are present in the spectral range chosen, allowing us to minimize dust effects in the gas emission, and to better characterize the underlying stellar population in this complex and dynamical scenario.

Resumen. Presentamos un estudio espectroscópico de la región central de M83, a partir de espectros en la banda *K* ($1.9 - 2.49 \mu m$) obtenidos en Gemini Norte, utilizando el instrumento NIRI (Near InfraRed Imager and spectrograph). Varias líneas de absorción estelares y de emisión del gas ionizado están presentes en el rango espectral elegido, el cual nos permite minimizar los efectos del polvo en el estudio de la emisión del gas, a la vez que caracterizar mejor la población estelar subyacente en este complejo y dinámico escenario.

1. Introducción

En trabajos anteriores (Mast et al. 2006, Díaz et al. 2006) hemos estudiando la cinemática del gas ionizado tanto en el óptico ($H\alpha$) como en el cercano IR ($Pa\beta$), 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 complementar nuestra imagen de este complejo escenario hemos comenzado una nueva etapa, donde estudiamos la cinemática estelar. Este trabajo forma parte de esa segunda etapa y para ello hemos utilizado espectros de archivo en el cercano IR obtenidos en Gemini Norte, utilizando la cámara NIRI.

2. Observación

Para estudiar la población estelar subyacente en la región central de M83, utilizamos espectros centrados en la banda *K* ($1.9 - 2.49 \mu m$), ángulo de posición (PA) 0, 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 $(0.47 \times 110)''$.

3. Resultados

Para verificar cuáles estructuras espaciales son barridas por la ranura y poder identificarlas en el perfil, construimos, a partir de una imagen obtenida con la Cámara de Cercano Infrarrojo y Espectrómetro Multiobjeto (NICMOS) del archivo del Telescopio Espacial Hubble (HST) (F212N, muestreo $0''.077/\text{pix}$), el perfil en PA 0). La Figura 1 muestra el perfil NICMOS al que se le ha pasado un filtro gaussiano, en comparación con el perfil espacial del espectro NIRI (muestreo $0''.117$).

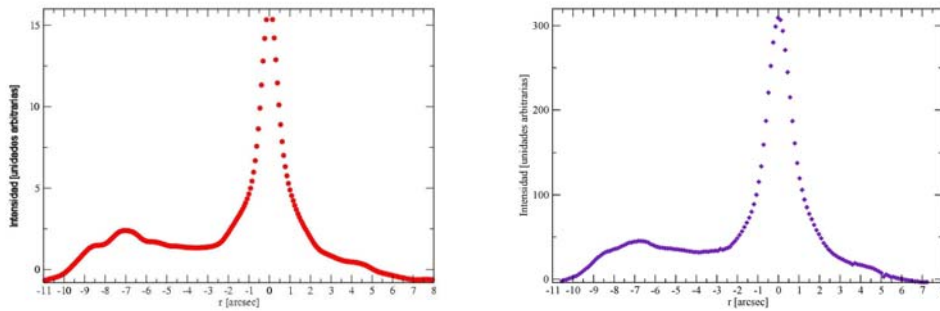


Figura 1. *Izquierda:* Perfil NICMOS suavizado a un muestreo de $0''.117$.
Derecha: Perfil NIRI en banda K. PA 0.

La Figura 2 muestra a la izquierda una extracción correspondiente a la región nuclear y a la derecha una correspondiente a la parte sur del núcleo (cada extracción abarca 40 píxeles). La característica más prominente de esta zona del espectro, es la banda molecular del CO. Esta banda presenta una depresión en el continuo, siendo la depresión mayor a medida que nos vamos a tipos espectrales más tardíos. De la Figura 2 vemos que la depresión es mayor en el espectro nuclear. Esto, sumado al análisis de las líneas de emisión (trabajo en preparación) nos permite inferir un gradiente de edad.

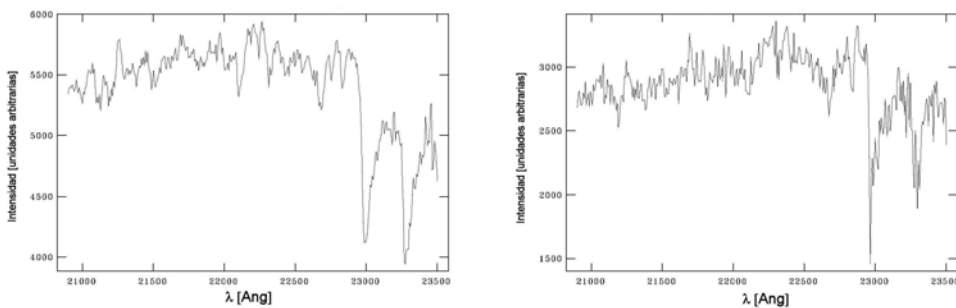


Figura 2. *Izquierda:* Espectro correspondiente a la región del núcleo.
Derecha: Espectro correspondiente a la región al sur del núcleo.

Comparando nuestros espectros con el de la estrella $\gamma\text{Dra K5 III}$, obtenido del catálogo de Kleinmann & Hall (1986) (Fig. 3), vemos que en esta banda la luz proveniente de la región central de M83 se encuentra dominada por estrellas gigantes K.

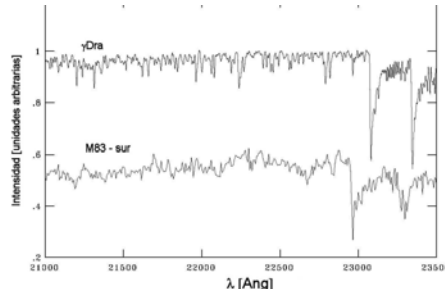


Figura 3. Espectro de la región sur de M83 (abajo) y de la estrella γ Dra (arriba). Los continuos han sido normalizados y desplazados para su visualización.

La Figura 4 izquierda, muestra la curva de velocidad radial heliocéntrica construida utilizando la técnica de Correlaciones Cruzadas de Fourier. De esta curva se desprende que estamos observando rotación, lo que es consistente con la existencia de una población de edades jóvenes o intermedia (varios 10^7 años) cuyas órbitas todavía están asociadas al plano galáctico. Esta hipótesis está sostenida por nuestras observaciones en el triplete del CaII (CaT) obtenidas en CASLEO (Mast & Díaz 2006) por lo que podemos concluir que el gradiente observado en esta curva no obedece a una anisotropía en los movimientos estelares, sino que refleja los movimientos de estrellas aún asociadas al plano.

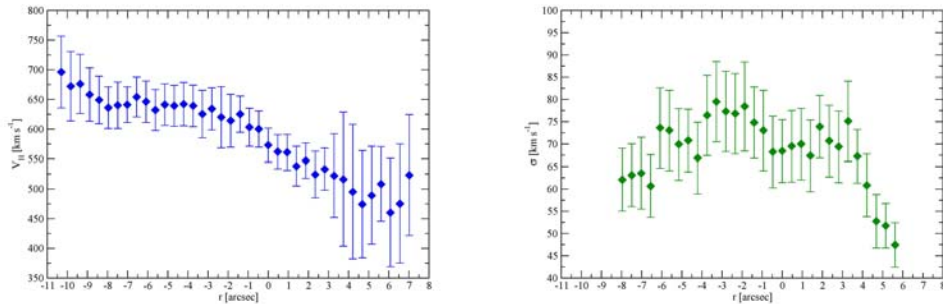


Figura 4. *Izq.:* Curva de velocidad radial heliocéntrica (sur es $r < 0$).
Der.: Curva de dispersión de velocidades radiales estelares.

En la Figura 4 derecha, observamos la curva de dispersión de velocidades radiales. Se esperaría una distribución centrada en el núcleo óptico (0 del eje de las abscisas) sin embargo la curva nos muestra una depresión. El núcleo ha sufrido formación estelar hace no más de 26×10^6 años, según estudios de síntesis de población estelar (Harris et al. 2001), por lo tanto concluimos que ha habido una inyección de estrellas con baja dispersión de velocidades estelares originadas a partir de gas que se mueve mayoritariamente en el plano $z = 0$. Adoptando una dispersión de velocidades promedio en torno al núcleo de 70 km sec^{-1} , podemos estimar la masa encerrada en un radio de 18 pc ($1''$) en torno al núcleo óptico en $4 - 5 \times 10^7 M_{\odot}$, consistente con nuestras determinaciones en trabajos anteriores. Para el análisis de los errores en las velocidades, se consideraron los posibles errores sistemáticos originados por una mala elección de la estrella tem-

plate, sumados en cuadratura con el error de la salida de la tarea *fxcor* de IRAF. Este valor fue comparado satisfactoriamente en cada caso, con la amplitud del peor ajuste posible a la correlación a ambos lados del pico. Es altamente probable que la magnitud de los errores esté sobreestimada pero se decidió adoptar una actitud conservadora.

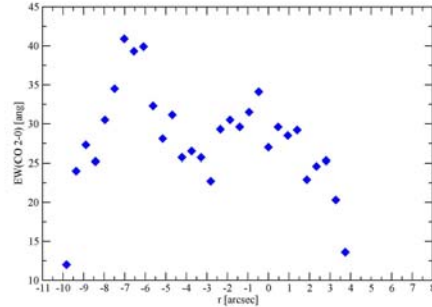


Figura 5. Curva de ancho equivalente de CO.

La Figura 5 muestra la distribución radial del ancho equivalente de la banda del CO (EW(CO)). Los dos picos de EW(CO) indican las regiones donde la fracción relativa de estrellas gigantes K es mayor. Las edades, según los modelos de síntesis de población estelar de Harris et al. (2001) son de $\sim 25 \times 10^6$ años para el núcleo óptico y $\sim 7 \times 10^6$ años para el segundo pico, coincidente con el arco de formación estelar. Esto indica que el EW(CO) es mayor en las regiones donde la formación estelar ha sido más reciente. Por otro lado, la caída en la curva de dispersión de velocidades (Fig. 4 izquierda) es mayor aún en la región donde existe una mayor proporción de estrellas jóvenes, por lo que se sustenta la hipótesis de que la caída en la dispersión de velocidades estelares es debida a la inyección de estrellas jóvenes en el sistema dinámico.

Referencias

- Díaz, R., Dottori, H., Agüero, M.P., Mediavilla, E., Rodrigues, I., Mast, D., 2006, ApJ, 652, 1122
- Harris, J., Calzetti, D., Gallagher, J., Conselice, C., & Smith, D. 2001, AJ, 122, 3046
- Mast, D. & Díaz, R., 2006, BAAA49, en prensa
- Mast, D., Díaz, R., Agüero, M.P., 2006, AJ, 131, 1394
- Kleinmann S.G., Hall D.N.B., 1986, ApJS, 62, 501

ORAL PAPER

**Estimation of Cosmological Parameters from CMB data,
including a possible time variation of the electron mass and the
fine structure constant**

C. G. Scóccola^{1,2}, S. J. Landau^{1,3,4} & H. Vucetich^{1,4}

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

(2) *Instituto de Astrofísica La Plata*

(3) *Depto de Física - Facultad de Ciencias Exactas y Naturales - UBA*

(4) *CONICET*

Abstract. The variation of some fundamental constants of nature is a prediction of several unifying theories. As physics at recombination is sensitive to the value of the electron mass and the fine structure constant, cosmic microwave background radiation (CMB) provides an excellent laboratory to constrain such theories. In this work, we used WMAP-3yr data to make a joint estimation of cosmological parameters together with the electron mass and fine structure constant, in order to study what data can tell us about the variation of such constants.

Resumen. La variación de algunas constantes fundamentales de la naturaleza es una predicción de ciertas teorías de unificación. Como la física durante la recombinación es sensible al valor de la masa del electrón y de la constante de estructura fina, la radiación cósmica de fondo (CMB) provee un laboratorio excelente para poner cotas sobre dichas teorías. En este trabajo, hemos utilizado datos del satélite WMAP recolectados en los últimos tres años, para hacer una estimación conjunta de parámetros cosmológicos junto con la masa del electrón y la constante de estructura fina, con el objetivo de estudiar qué nos dicen los datos acerca de la variación de dichas constantes.

1. Introduction

The anisotropies in the temperature of the cosmic microwave background (CMB) are one of the major supports for the Big Bang scenario, as well as an important tool to elucidate some questions about the origin and evolution of the universe. Not only can cosmological parameters be determined from these anisotropies, but also the physics during the recombination epoch (i.e. the time when hydrogen atoms were formed) can be probed.

In the last few years, several experiments to measure CMB anisotropies were developed. Among them, we can mention DASI (Leitch et al. 2002, Kovac et al. 2002), ACBAR (Kuo et al. 2004), CBI (Pearson et al. 2003, Readhead et al. 2004) and WMAP (Bennett et al. 2003, Spergel et al. 2003). In March 2006, WMAP team released data recollected during the last three years (Spergel et al. 2006), which we used in the present work.

In this investigation, we focused on the effect that a possible time variation of the electron mass m_e and of the fine structure constant α would have on CMB (Avelino et al. 2000, Battye et al. 2001, Martins et al. 2002, Rocha et al. 2003, Rocha et al. 2004). Hence, the values of these constants during recombination are considered as free parameters to be constrained by the data. We made a joint estimation of them together with the baryon and cold dark matter densities, the Hubble constant, and the spectral index and normalization factor of the primordial power spectrum of the scalar fluctuations ($\Omega_b, \Omega_{CDM}, H_0, n_s$, and A_s).

2. Statistical Analysis

The cosmological parameters that were allowed to vary are $\Omega_b h^2, \Omega_{CDM} h^2, h (H_0/100 \text{ Mpc/km/s}), n_s$, and A_s , together with m_e and α . In order to get the best fit parameters and 2D confidence levels, we used the *Maximum Likelihood* method, generating a grid of 1,200,000 points in the 7D-parameter space; in each point we calculated the theoretical power spectrum of the anisotropies of the CMB. To do this, we modified the CMBfast code, so it could take the electron mass and the fine structure constant as additional input parameters. Then, we calculated the Likelihood function in each point, and finally, we looked for the maximum and did the marginalization over parameters. This is a frequent approach to the problem of parameters estimation. The lower and upper limits for each of the parameters considered, and the step of the grid in those directions are: For α/α_0 : 0.95, 1.04, 0.01; for m_e/m_{e0} : 0.95, 1.04, 0.01; for $\Omega_b h^2$: 0.019, 0.0253, 0.0007; for $\Omega_{cdm} h^2$: 0.085, 0.134, 0.006; for h : 0.65, 0.875, 0.025; for n_s : 0.9, 1.01, 0.01 and for A_s : 0.5, 0.905, 0.045.

3. Results

First, we review the results obtained allowing for variations of the fine structure constant between the present and the epoch of recombination, while the electron mass was fixed to the present value m_{e0} . Under these assumptions, we found that the most likely value for the fine structure constant is the present one. In Fig 2 we can see some 2D contours.

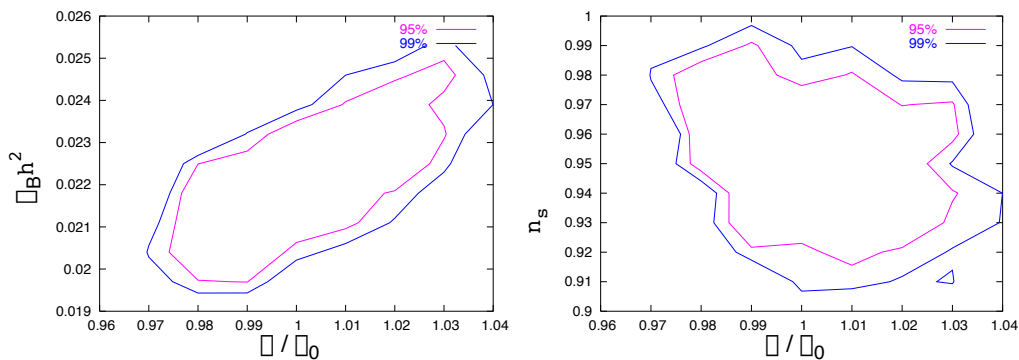


Figure 1. 68 %-, 95 %- and 99 % confidence levels in the plane $\alpha/\alpha_0 - \Omega_b h^2$ and $\alpha/\alpha_0 - n_s$.

Similarly, when the electron mass is allowed to vary, fixing the fine structure constant to its present value α_0 , the most likely value for the electron mass is the current one. Some 2D contours can be seen in Fig 2.

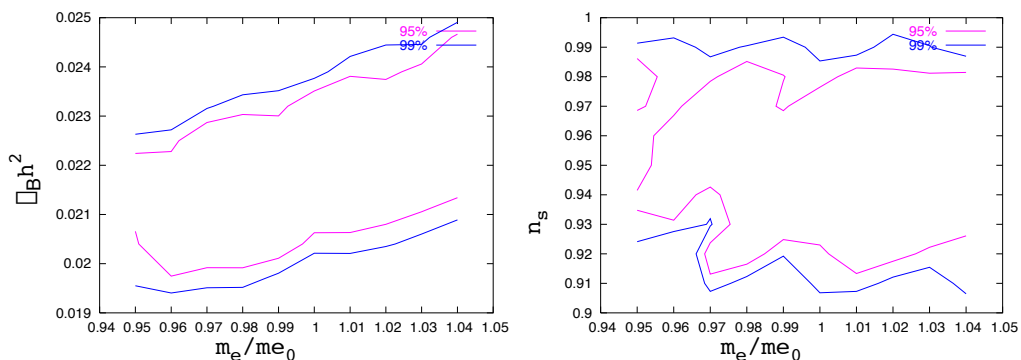


Figure 2. 68 %-, 95 %- and 99 % confidence levels in the plane m_e/m_{e0} - $\Omega_b h^2$ and m_e/m_{e0} - n_s .

However, when both the electron mass and the fine structure constant are considered as additional parameters, the most likely values are different from the present ones. In Fig 3, we can see the 2D confidence levels in the α - m_e plane. Although at 68 % - level the values are different from the present ones, at 95 % - level, the data is consistent with no variation. We note a strong degeneracy between these parameters: the lower the value of α/α_0 , the higher the value of m_e/m_{e0} .

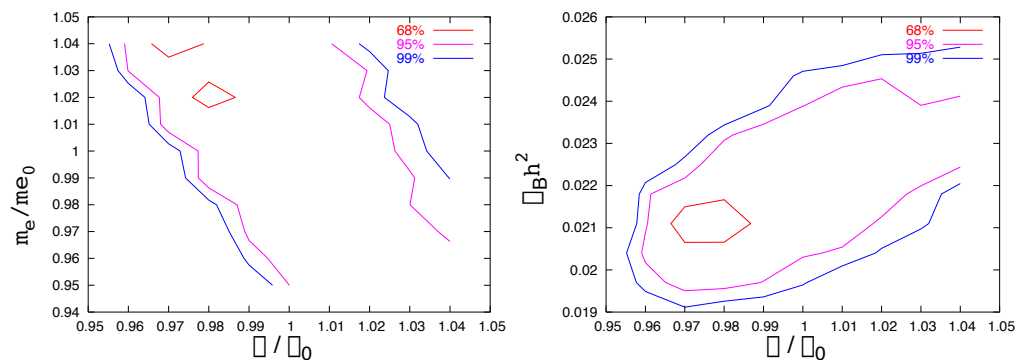


Figure 3. 68 %-, 95 %- and 99 % confidence levels in the plane α/α_0 - m_e/m_{e0} and α/α_0 - $\Omega_b h^2$.

We should read the constraints on the values of the parameters from the 2D confidence levels, and consider these results as preliminar. The reason for this is that the method we employed here requires computational time that is exponentially growing with the number of parameters to be constrained. Hence, we were not able to thin the grid to make the 1D confidence levels, from where we read the errors, more reliable. On the other hand, we are more confident in the 2D confidence levels, since in those graphics,

there are more points in the parameter space with their correspondent likelihood calculated. We would like to stress that results are consistent within 2σ with results reported by the WMAP collaboration (Spergel et al. 2006).

Finally, we would like to mention that we are performing the same analysis with a different statistical method, namely a Monte Carlo Markov Chain method.

Acknowledgments. We acknowledge some computational support provided by Nelson Padilla and by the Stellar Evolution Group of the UNLP.

References

- Avelino, Martins, Rocha, Viana, 2000 Phys.Rev.D 62, 123508
Battye, Crittenden, Weller, 2001 Phys.Rev.D 63, 043505
Bennet et al., 2003, ApJS 148, 1
<http://map.gsfc.nasa.gov>
Kovac, Leitch, Pryke, Carlstrom, Halverson, Holzzapfel, 2002, Nature 420, 772
Kuo et al., 2004, ApJ 600, 32
Leitch et al., 2002, ApJ 568, 28
Martins, Melchiorri, Trotta, Bean, Rocha, Avelino, Viana, 2002, Phys.Rev.D 66, 023505
Pearson et al., 2003, ApJ 591, 556
Readhead et al., 2004, Science 306, 836
Rocha, Trotta, Martins, Melchiorri, Avelino, Viana, 2003, New Astronomy Review 47, 863
Rocha, Trotta, Martins, Melchiorri, Avelino, Bean, & Viana, 2004, MNRAS, 352, 20
Spergel et al., 2003, ApJS 148, 175
Spergel et al., 2006, astro-ph/0603449.

ORAL PAPER

The population of galaxies in the central region of the Antlia Cluster

A. V. Smith Castelli^{1,2}, L. P. Bassino^{1,2}, S. A. Cellone^{1,2}, T. Richtler³, B. Dirsch³, L. Infante⁴, C. Aruta⁴, M. Gómez³

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

(2) *IALP - UNLP - CONICET, Argentina*

(3) *Universidad de Concepción, Chile (contact address for B.D.)*

(4) *Pontificia Universidad Católica de Chile, Chile*

Abstract. We present results of the study of the galaxy population in the central region of the Antlia cluster. Our work is based on Washington photometric observations obtained with the MOSAIC camera of the 4-m Blanco telescope (CTIO), as well as on spectra taken with the IMACS camera at the Magellan I Baade 6.5-m telescope (Las Campanas Observatory). Our main result is that early-type dwarf galaxies that are confirmed or likely members of Antlia define a very narrow relation in the colour-magnitude diagram (CMD). Since in this diagram, the location of different types of galaxies is also tightly related to their membership status, we obtained as an additional result that the CMD can be used to identify background galaxies, which are a significant source of contamination.

Resumen. Presentamos resultados del estudio de la población de galaxias pertenecientes a la región central del cúmulo de Antlia. Nuestro trabajo está basado en observaciones fotométricas en el sistema de Washington, obtenidas con la cámara MOSAIC del telescopio Blanco de 4-m (CTIO), así como también en espectros tomados con la cámara IMACS del telescopio Magallanes I Baade de 6.5-m (Observatorio de Las Campanas). Nuestro principal resultado es que las galaxias enanas de tipo temprano definen una relación estrecha en el diagrama color-magnitud (DCM). Dado que en este diagrama las ubicaciones de los distintos tipos de galaxias se encuentran también relacionadas con sus estatus de membresía, encontramos como resultado adicional, que el DCM puede ser utilizado para identificar galaxias de fondo, las cuales constituyen una importante fuente de contaminación.

1. Introduction

The Antlia cluster is, after Virgo and Fornax, the third nearest galaxy cluster. Despite its proximity and richness, its galaxy population has been poorly studied. It is located between the third and fourth quadrants, not too far from the Galactic plane ($l \approx 270^\circ$, $b \approx 20^\circ$), and its distance modulus is 32.73 ± 0.25 (Dirsch et al. 2003).

In its central region, Antlia exhibits two subgroups dominated by the giant elliptical galaxies NGC 3258 and NGC 3268. By means of X-ray observations performed in the direction of NGC 3258 (Pedersen et al. 1997), and of NGC 3268 (Nakazawa et al. 2000), an X-ray temperature of about 2 keV was estimated, which is close to the lim-

it between groups and clusters' typical temperatures (Mamon 2006). In addition, the emission in both subgroups is concentrated towards the dominant galaxy, but extensions elongated in the direction of the other subgroup are present. These substructures traced by the X-rays suggest the existence of an ongoing merger within this cluster. This picture is supported by the study of the globular cluster around both ellipticals performed by Dirsch et al. (2003), who showed that both cluster systems are elongated in the same direction as a connecting line between the two galaxies.

Despite its interesting features, the only effort to study the galaxy population of the Antlia cluster was the photographic survey performed by Ferguson & Sandage (1990, hereafter FS90), who identified, by visual inspection, 375 galaxies that are listed in their Antlia Group Catalogue. This catalogue gives, among other data, a membership class ($m = 1$: *definite members*; $m = 2$: *likely members*; $m = 3$: *possible members*) and a morphological type for each galaxy.

In this paper we present results of the first photometric and spectroscopic study of the galaxy population of the Antlia cluster. We focus on the colour-magnitude diagram (CMD) of the population of galaxies fainter than $T_1 \sim 14$ mag ($M_B \sim -17.7$ mag), located in a field covering $36' \times 36'$ of the central region of Antlia. We also explore the possibility of using the CMD as a tool for identifying background galaxies contaminating our sample.

2. Results

We performed an automatic photometry with SExtractor (Bertin & Arnouts 1996) in our central field, and we reliably detected, among other galaxies, 56 FS90 objects originally classified as dwarf or probable dwarf galaxies. Taking as a reference the membership status given by FS90 for these 56 galaxies, we built their CMD distinguishing their different status. We found that those dwarfs or probable dwarfs considered as *definite members* ($m = 1$) of Antlia, define a very tight ($\sigma_{(C-T_1)} \sim 0.09$) relation in the CMD, down to $T_1 \sim 19.6$ mag ($M_B \sim -11.9$ mag). On the other hand, those dwarfs classified as *likely members* ($m = 2$) tend to be located within the region of 3σ level dispersion from the relation (hereafter, 3σ region; dashed lines in Fig. 1), while most of the dwarfs catalogued as *possible members* ($m = 3$) scatter out of this region.

Although in clusters like Virgo and Fornax (e.g. Bingelli, Popescu & Tammann 1993; Drinkwater et al. 2001), and groups like NGC 5044 (Cellone & Buzzoni 2005), galaxies originally considered as members by morphological criteria have been later confirmed as such by radial velocities, we inspected the objects defining the colour-magnitude relation (CM relation) in Antlia before being conclusive regarding their membership status. To this aim, we considered a set of 29 galaxies that span ~ 6 mag in brightness and ~ 3 mag in colour, and which comprises early-type (dwarf and normal) galaxies, late-type galaxies and blue compact dwarf (BCD) galaxies. Among them, some are spectroscopically confirmed members of Antlia, and others are confirmed background and foreground galaxies. Note that we also considered FS90 galaxies with no radial velocity information (e.g. BCD galaxies), as well as new dwarf galaxy candidates that were not originally included in the FS90 Antlia catalogue. In addition to this 29 galaxies, we also used the velocity information obtained for 20 background galaxies from our spectroscopic data. The result of our analysis of the CMD of the Antlia cluster is summarized in Fig. 1. For details we refer to Smith-Castelli et al. (in preparation).

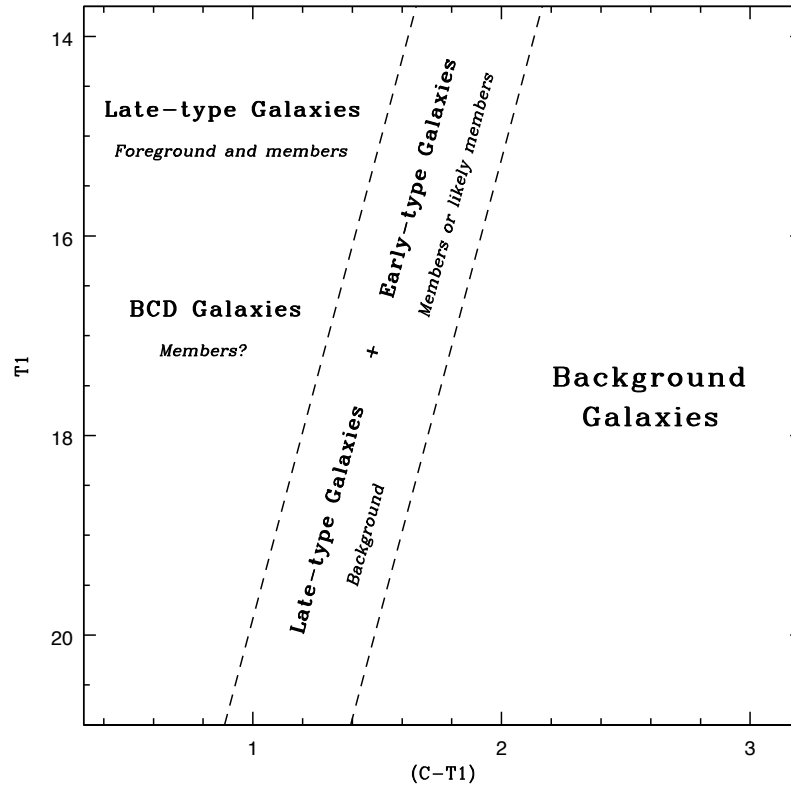


Figure 1. Colour-magnitude diagram of 29 galaxies placed in the central region of the Antlia cluster. FS90 objects are depicted by filled symbols (*circles*: definite members; *triangles*: likely members; *squares*: possible members), and new objects by *stars*. The symbols for those galaxies with radial velocities are shown within open symbols (*circles*: members; *squares*: background; *pentagon*: foreground). The 3σ region is delimited by dashed lines. All galaxies placed within this region display early-type morphologies, excepting the two background objects depicted within squares. Note that absolute magnitudes for background objects are overestimated, as they were calculated from the distance modulus of Antlia.

3. Discussion and Conclusions

We have found that the CM relation in the Antlia cluster is set by early-type confirmed or likely dwarf members, as this type of galaxies are placed within the 3σ region. Although similar CM relations for early-type dwarf galaxies are found in other nearby clusters (e.g. Hilker et al. 2003 for Fornax; Karick et al. 2003 for Virgo), it is the first time this relation is obtained in the Washington photometric system, which provides a useful correlation with metallicities (Geisler & Forte 1990; Harris & Harris 2002). Although this correlation is obtained for globular clusters, it can be used to estimate

dwarf elliptical abundances, as long as we accept that their integrated ($C - T_1$) colours reflect their old and metal-poor dominant populations (e.g. Cellone & Forte 1996).

The 3σ region presents an important contamination by late-type background galaxies, which tend to increase the scatter of the CM relation. However, these galaxies can be identified as being in the background by morphology. As late-type members or foreground galaxies are placed at the bright blue side of the CMD, out the 3σ region, late-type galaxies lying at other zones of this diagram are most probably background objects, and hence we reject them from our sample. On the other side, we expect galaxies located at the red side of the CMD to be background galaxies, as is confirmed through the radial velocities available for some of them. Therefore, we show that when radial velocity information is not available, which is often the case for faint objects, the CMD, complemented by the application of morphological criteria, may be used as a valuable tool to decrease the background contamination of a sample of likely cluster members.

Acknowledgments. This work was funded with grants from Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina, Agencia Nacional de Promoción Científica Tecnológica and Universidad Nacional de La Plata (Argentina).

References

- Bertin, E. & Arnouts, S. 1996, *A&AS*, 117, 393
Bingelli, B., Popescu, C.C., & Tammann, G.A. 1993, *A&AS*, 98, 275
Cellone, S.A. & Buzzoni, A. 2005, *MNRAS*, 356, 41
Cellone, S.A. & Forte, J.C. 1996, *ApJ*, 461, 176
Dirsch, B., Richtler, T., & Bassino, L.P. 2003, *A&A*, 408, 929
Drinkwater, M.J. et al. 2001, *MNRAS*, 326, 1076
Ferguson, H.C. & Sandage, A. 1990, *AJ*, 100, 1 (FS90)
Geisler, D. & Forte, J.C. 1990, *ApJ*, 350, L5
Harris, W.E. & Harris, G.L.H. 2002, *AJ*, 123, 3108
Hilker, M., Mieske, S., & Infante, L. 2003, *A&AL*, 397, L9
Karick, A.M., Drinkwater, M.J., & Gregg, M.D. 2003, *MNRAS*, 344, 188
Mamon, G.A., astro-ph/0607482
Nakazawa, K., Makishima, K., Fukazawa, Y., & Tamura, T. 2000, *PASJ*, 52, 623
Pedersen, K., Yoshii, Y., & Sommer-Larsen, J. 1997, *ApJ*, 485, L17

PRESENTACIÓN MURAL

Relación Masa/Luminosidad y sesgo en el Universo

Laura Ceccarelli¹, Carlos Valotto¹, Nelson Padilla², Diego G Lambas¹
(1) IATE, Observatorio Astronómico de Córdoba, Argentina
(2) Departamento de Astronomía y Astrofísica, PUC, Santiago, Chile

Abstract. We show the preliminary results obtained in a statistical study about the mass/luminosity relation in the nearby Universe and the galaxy bias from observational data sets. The study is based in the use of observational peculiar velocity data to obtain mass. We use galaxy peculiar velocities by Giovanelli and Haynes, the Updated Zwicky Catalog (UZC) galaxy catalog and several UZC galaxy mock catalogs. Projected peculiar velocities have been used to measure the infall amplitude for a spherically symmetric field. Mass overdensities have been estimated from the non-linear infall model. The cosmological parameters for a Λ CDM universe have been assumed.

Resumen. Se presentan los resultados preliminares de un estudio estadístico realizado con el propósito de estudiar la relación masa luminosidad en el Universo cercano y obtener estimas del sesgo en la distribución de galaxias y masa utilizando datos observacionales. El estudio está basado en la obtención de masas a partir de velocidades peculiares de galaxias. Se utilizó la compilación de velocidades peculiares de Giovanelli & Haynes, el catálogo de galaxias Updated Zwicky Catalog (UZC) y, conjuntamente, se utilizaron catálogos sintéticos derivados de éste. Se midió la amplitud media del campo de velocidades a partir de velocidades peculiares proyectadas en la línea de la visual asumiendo simetría esférica. Se aplicó el modelo de colapso no lineal para estimar sobredensidades de masa derivadas de la amplitud del campo de velocidades peculiares. Se asumieron parámetros cosmológicos de un modelo de universo Λ CDM para las determinaciones de masas y sobredensidades de masa.

1. Relación Masa/Luminosidad: m/L

1.1. Cálculo de Luminosidades

La luminosidad en una región esférica de radio R $L(r)$ centrada en el grupo de galaxias se obtuvo mediante la suma directa de las luminosidades individuales de las galaxias L_{glx} en la región,

$$L(R) = \sum L_{glx} \quad (1)$$

Se calculó la luminosidad en función de la distancia a los grupos identificados en el UZC (Merchán et al, 2000), ver panel izquierdo de la figura 1. Se consideraron las galaxias más brillantes que la magnitud límite M_{lim} dada por

$$M_{lim} = b_{lim} - 25 - 5\log(v_{lim}) - 5\log H \quad (2)$$

donde $b_{lim} = 15.5$ es el límite de completitud del catálogo UZC (Falco et al, 1999) y $v_{lim} = 10000 km/s$.

Los resultados correspondientes al catálogo sintético mostrados en este trabajo fueron obtenidos del promedio de siete catálogos independientes y los errores corresponden a la dispersión de los resultados obtenidos con cada uno de ellos (para más detalles ver Ceccarelli et al, 2005).

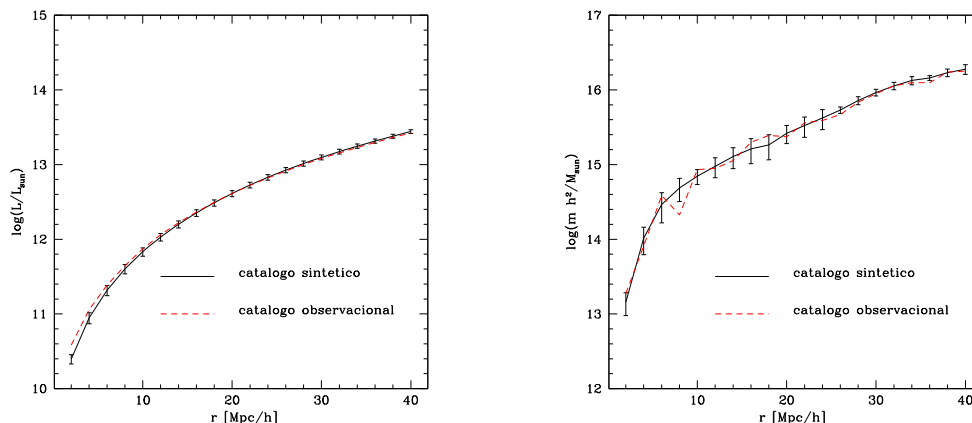


Figura 1. *Izquierda:* Luminosidad integrada en función de la distancia al centro del grupo para los catálogos observacional (línea a trazos) y sintético (línea llena).

Derecha: Masa integrada en función de la distancia al centro del grupo estimada a partir del campo de velocidades peculiares para los catálogos observacional (línea a trazos) y sintético (línea llena).

1.2. Estima de Masas

Se utilizaron velocidades peculiares de galaxias obtenidas por Giovanelli & Haynes (2005) para determinar la amplitud media de la caída de galaxias hacia los grupos de galaxias del catálogo UZC en función de la distancia al centro del grupo asumiendo simetría esférica (Ceccarelli et al, 2005). Se utilizó el modelo de colapso no lineal (Croft et al, 1999), el cual permite relacionar la amplitud del campo de velocidades peculiares (V_p) en torno a cúmulos o grupos de galaxias con la sobredensidad de materia asociada a ellos (δ_m) según:

$$V_p = -1/3\Omega^{0.6} H_0 \delta_m / (1 + \delta_m)^{0.25} \exp(\delta_m/\delta_c) \quad (3)$$

donde Ω es el parámetro de densidad del Universo, H_0 la constante de Hubble, y se asumió $\delta_c = 50$. de acuerdo a Croft et. al (1999). Mediante la inversión de la ecuación (3) se pudo obtener la fluctuación en densidad de masa. A partir de la relación

$$\rho(R) = (\delta(R) + 1)\rho_{media} \quad (4)$$

se obtuvo la densidad de masa en función de la distancia al centro del grupo (panel derecho de la figura 1). Se asumieron para los parámetros cosmológicos los valores $\Omega=0.237$ y $H_0=72 km/s$.

La relación m/L obtenida se encuentra graficada en el panel izquierdo de la figura 2, donde se observa que, para distancias a los grupos mayores a 15 Mpc/h, m/L es aproximadamente constante.

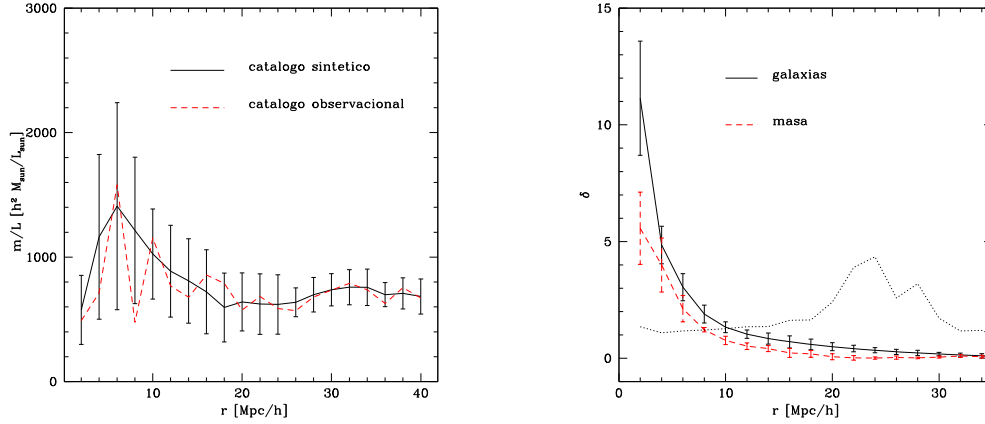


Figura 2. *Izquierda:* Relación masa/luminosidad en función de la distancia al centro del grupo para los catálogos observacional (línea a trazos) y sintético (línea llena).

Derecha: Fluctuación en la densidad de masa estimada a partir de velocidades peculiares en función de la distancia al centro del grupo en el catálogo sintético (línea llena). Fluctuación en la densidad de galaxias en función de la distancia al centro del grupo en el catálogo sintético (línea a trazos). En la línea de puntos se muestra la relación entre las fluctuaciones de masa y galaxias conocida como sesgo.

2. Sesgo (*Bias*)

2.1. Fluctuaciones en la distribución de galaxias

Se utilizó una muestra de galaxias del catálogo UZC limitada en volumen, análoga a la empleada para el cálculo de luminosidades, para medir la fluctuación media de galaxias (δ_{glx}) en función de la distancia a los grupos (panel derecho de la figura 2).

$$\delta_{glx}(R) = \rho_{glx}(R)/\rho_{media}(R) - 1 \quad (5)$$

2.2. Fluctuación de masa

Se utilizaron las estimas de fluctuaciones en la densidad de masa obtenidas a partir de velocidades peculiares (δ_{masa}) en función de la distancia a los centros de los grupos (panel derecho de la figura 2) para obtener el sesgo.

$$b(R) = \delta_{glx}(R)/\delta_{masa}(R) \quad (6)$$

Los resultados referidos al sesgo se encuentran graficados en la figura 3: en el panel izquierdo puede observarse que las fluctuaciones en la distribución de galaxias son mayores que las fluctuaciones en la masa para todos los casos estudiados. En el panel derecho de la figura 3 se muestra el sesgo en función de la distancia a los grupos, donde puede notarse que para todas las escalas este es sistemáticamente mayor a 1.

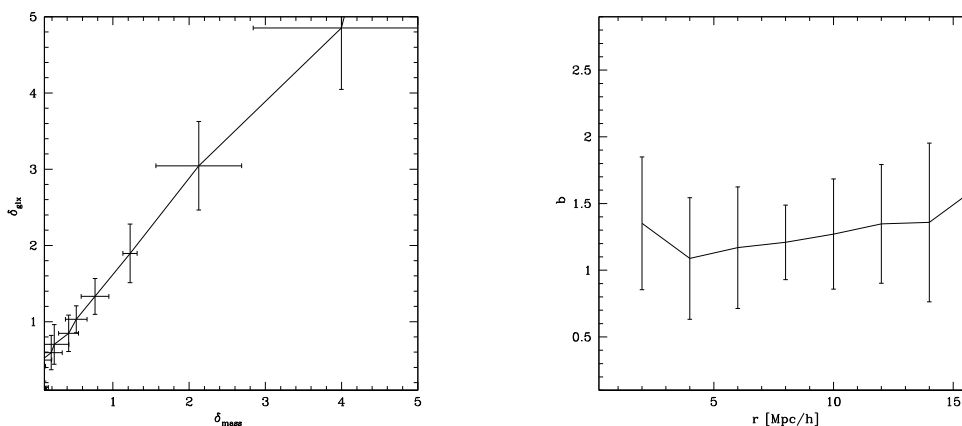


Figura 3. *Izquierda:* Fluctuación en la densidad de galaxias δ_{glx} en función de la fluctuación en la densidad de masa δ_{masa} para el catálogo sintético. *Derecha:* Bias $b = \delta_{glx}/\delta_{masa}$ en función de la distancia al centro del grupo para el catálogo sintético

Agradecimientos. Este trabajo fue realizado gracias al apoyo del Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, la Secretaría de Ciencia y Técnica de la Universidad Nacional de Córdoba y la Agencia Córdoba Ciencia. LC agradece el apoyo recibido por el proyecto LENAC. Agradecemos a todos los miembros del Comité Organizador Local y del Comité Científico de la 49 Reunión de la AAA.

Referencias

- Ceccarelli, M. L.; Valotto, C.; Lambas, D. G.; Padilla, N.; Giovanelli, R.; Haynes, M. 2005. ApJ, 622, 853.
- Croft, R.; Dalton G. B.; Efstathiou, G. 1999. MNRAS, 305, 547.
- Falco, E. E.; Kurtz, M. J.; Geller, M. J.; Huchra, J. P.; Peters, J.; Berlind, P.; Mink, D. J.; Tokarz, S. P.; Elwell, B. 1999 PASP, 111, 438.
- Giovanelli, R.; Haynes, M. 2005. Comunicación personal.
- Merchán, M.E., Maia, M.A.G., & Lambas, D. 2000. ApJ, 544, 2.

PRESENTACIÓN MURAL

Distribución de AGNs en Grupos Dominados por Galaxias Luminosas

M. F. Duplancic Videla¹, S. Molina¹, M. S. Alonso^{1,2,4}, D. García Lambas^{3,4}

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

(2) CASLEO

(3) OAC

(4) CONICET

Abstract. We analyzed the fourth data release of the Sloan Digital Sky Survey (SDSS-DR4) and we searched for groups of galaxies dominated by a central luminous object. We based the group selection criteria on galaxies brighter than $M_r = -23$, as possible centers, plus a restriction on the minimum number of companion galaxies within given projected distance and relative velocity thresholds: $r_p < 1.5$ Mpc, $dV < 1000$ km/s with respect to the central galaxy. We have identified group members with active nuclei (AGNs type2) characteristics and we have analyzed their projected radial distribution in comparison to the corresponding distribution of all members galaxies. This analysis shows that AGNs systematically avoid the central regions of groups dominated by luminous galaxies.

Resumen. Se analizó la cuarta publicación del Sloan Digital Sky Survey (SDSS-DR4), buscando determinar grupos de galaxias dominados por centrales luminosas. El criterio utilizado para determinar estos grupos está basado en la selección de galaxias más brillante que $M_r = -23$, como posibles centros, más una restricción sobre el número mínimo de miembros dentro de una cierta distancia proyectada y velocidad relativa: $r_p < 1.5$ Mpc, $dV < 1000$ km/s respecto a la galaxia central. Se identificaron las galaxias con núcleos activos (AGNs tipo2) dentro de los miembros, y se analizó la distribución radial proyectada en comparación con la distribución correspondiente a todas las galaxias miembros de los grupos. Este análisis muestra que las AGNs evitan sistemáticamente las regiones centrales grupos dominados por galaxias luminosas.

1. Introducción

Del catálogo SDSS-DR4 se identificaron grupos de galaxias en una muestra limitada en corrimiento al rojo ($0.06 < z < 0.12$) y en magnitud ($M_r < -20.08$). El criterio para determinar los grupos está basado en la elección de galaxias más luminosas que $M_r = -23$ como centros y en un número mínimo de miembros dentro de un cierto radio. Nuestra elección de galaxias más luminosas que $M_r = -23$ como centro de grupos esta basada en las simulaciones numéricas Millennium que muestran que tales galaxias están preferentemente localizadas en centros de halos masivos. La identificación de las galaxias miembros de los grupos se llevó a cabo a través de los siguientes criterios:

★ **Diferencia de velocidades respecto a la central menor que 1000 km/s:** Elección basada en el método de Yahil y Vidal que elimina galaxias con diferencia de velocidades respecto a la media, mayores a 3σ , y teniendo en cuenta que la dispersión de velocidades de estos sistemas (σ) es del orden de 300-400 km/s.

★ **Distancia proyectado respecto de la central menor a 1.5 Mpc:** Elección basada en el radio máximo que pueden llegar a tener los sistemas más masivos, ya que en promedio, y según simulaciones numéricas, estos sistemas poseen radios del orden de 1Mpc.

Dentro de estos sistemas se analizó la distribución de todas las galaxias miembros, como así también de aquellas que poseen núcleos activos (AGN). Se asignó la categoría de grupo a sistemas con más de 3 miembros dentro de 0.5 Mpc, que corresponde al radio virial de un sistema con masa $\sim 10^{13} M_{\odot}$ según las simulaciones numéricas Millennium.

2. Análisis

Con el criterio mencionado anteriormente se obtuvieron 97 grupos con un total de 2196 miembros dentro de 1.5 Mpc. En la figura 1 se observa la preferencia de los sistemas a ubicarse en regiones globales de alta densidad y la fuerte elongación de los mismos en el espacio de corrimiento al rojo.

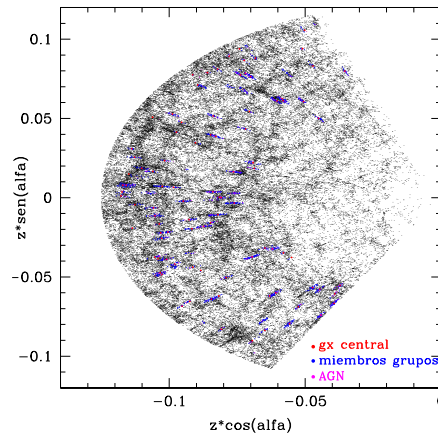


Figura 1. Distribución a gran escala de los sistemas obtenidos

Para identificar las galaxias con núcleos activos, se correlacionaron los objetos miembros con el catálogo de AGNs tipo 2 de Kauffmann et al (2003). Este catálogo está basado en el SDSS-DR1, analizando la espectroscopia para 122.000 galaxias con $14.5 < Mr < 17.7$ y asignando la categoría de AGN tipo 2 a aquellas galaxias que cumplan con: $\log([OIII]/H\beta) > 0.61 / (\log([NII]/H\alpha) - 0.05) + 1.3$

Se obtuvieron 415 AGN pertenecientes a los grupos, dentro del total de miembros de los mismos (2196 galaxias). Estos valores representan una fracción de AGNs dentro de estos sistemas correspondiente al 18.9%. Luego se calcularon las distribuciones radiales de estas AGNs y de las restantes galaxias no-AGNs miembros de los grupos (figura 2). Notamos que el perfil de densidad radial de AGNs dentro de los grupos no sigue al de los otros miembros, particularmente en la región central. Se observa que las

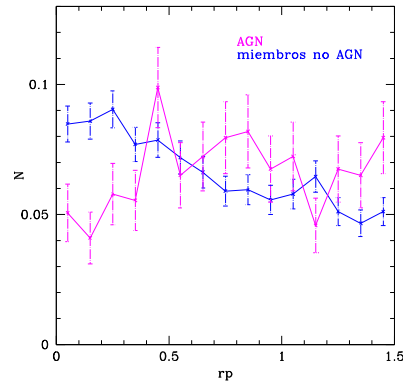


Figura 2. distribuciones radiales de las AGNs y de las restantes galaxias no-AGNs miembros de los grupos

galaxias con núcleos activos poseen una tendencia a evitar las regiones centrales de los grupos.

2.1. Cuantificación del Análisis

Para cuantificar el análisis se desarrolló un modelo basado en el método Monte-Carlo. Este método asigna puntos aleatorios dentro de un cierto volumen, utilizando como condición inicial un perfil de densidad dado. De acuerdo con este modelo, las galaxias miembros de los grupos siguen una distribución de densidad de ley de potencia $\rho = r^{-2.1}$, y existe además otra componente que se distribuye homogéneamente dentro del radio máximo de 1.5 Mpc. Esto último permite tener en cuenta la presencia de *interlopers* y de un fondo de galaxias no miembros de los grupos que se encuentran en las regiones próximas a los mismos.

La figura 3 muestra el buen ajuste obtenido a través del modelo, para los datos observacionales de galaxias miembros no-AGNs. Para las AGNs, en el modelo de distribución de densidad ley de potencia se ha evitado la asignación de galaxias en la región central, $r < 0.2$ Mpc. Incluso con esta fuerte restricción, notamos que el modelo se aproxima significativamente a la distribución de AGNs en los grupos, lo que implica una muy baja probabilidad de encontrar galaxias con núcleos activos en las regiones centrales de los mismos.

3. Conclusiones

Se utilizaron datos espectroscópicos del catálogo SDSS-DR4 para identificar grupos dominados por una galaxia central luminosa. Se analizó la distribución de las galaxias miembros de los grupos, encontrando una fuerte concentración en torno a la galaxia central. El perfil observado es consistente con una ley de potencia ($\rho = r^{-2.1}$) mas un background homogéneo con un número comparable de galaxias. Por otro lado se identificaron objetos activos (AGNs tipo 2) entre las galaxias miembros y se analizó su distribución dentro de los grupos. Nuestra principal conclusión es que las AGNs se distribuyen en forma similar a los restantes miembros de los grupos en escalas grandes

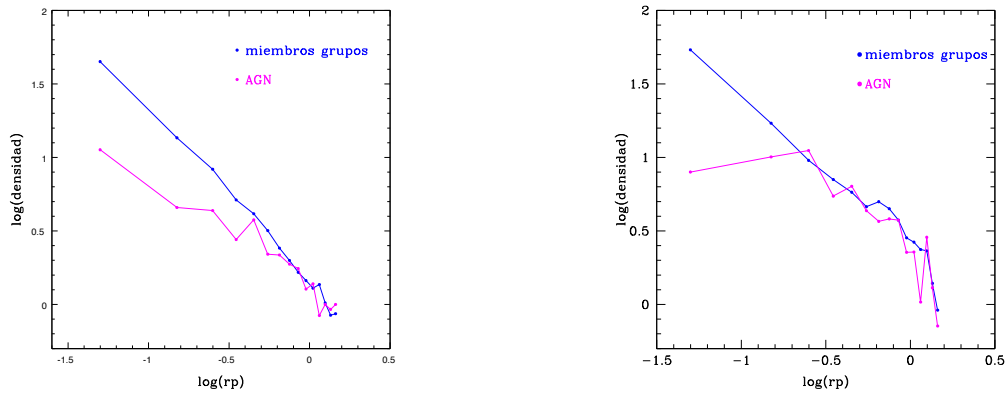


Figura 3. *Izquierda:* Distribución de densidad de los grupos obtenidos a partir del catálogo SDSS-DR4.

Derecha: Distribución de densidad del modelo.

(>0.5 Mpc). Sin embargo encontramos una fuerte tendencia de AGNs evitando las regiones centrales. De acuerdo a los modelos Monte-Carlo analizados, un buen acuerdo con las observaciones se obtiene a partir de modelos donde las AGNs evitan completamente las regiones centrales ($r < 0.2$ Mpc).

Este análisis está de acuerdo con trabajos anteriores de Best et al (2006), donde se analizan grupos de galaxias y se detecta una caída significativa de la probabilidad de encontrar AGN con líneas de emisión de $[OIII]$ dentro de r_{200} , condición que se mantiene en cúmulos ricos.

Los resultados obtenidos indican que el medio central de estos grupos no es propicio para alimentar los agujeros negros centrales de galaxias en dichas regiones. Este hecho estaría apoyado por las altas temperaturas del medio gaseoso central en los grupos que evitaría una eficaz caída por enfriamiento hacia los mismos.

Se realizará a futuro una contrapartida en rayos X de las zonas centrales de los grupos para constatar si efectivamente la baja emisión de líneas de $[OIII]$ en regiones centrales es debida a las altas temperaturas del gas en estas zonas. Esto evitaría una eficaz caída hacia el agujero negro central, impidiendo la alimentación del mismo y por consiguiente la emisión de líneas de $[OIII]$.

Referencias

- Best et al. 2006, *astro.ph.11197B*
 Kauffmann et al., 2003, *MNRAS.346.1055K*
 Springel et al., 2005 *Nature*, 435, 629

POSTER PAPER

Exploring the impact of galaxy interactions on color distributions

A. Ganopol¹, P. B. Tissera¹ C. Scannapieco²
(1) Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE)
(2) Max Plank Institute for Astrophysics (MPA)

Abstract. We study the star formation activity, the chemical properties and colors of interacting galaxies by using the chemical version of the code GADGET-2 of Scannapieco et al. (2006). These simulations are the first ones that study galaxy mergers using a self-consistent model to describe supernova (SN) feedback. We varied the star formation efficiency and the strength of feedback analyzing different stages during merger events. We examined the effects that interactions have on the star formation history, the chemical enrichment of the baryonic component and color evolution. We found that star formation efficiency and feedback strength play a leading role in determining the dynamical and chemical characteristics of the remnant. Our work suggests that merger events affect the transformation of gas into stars, contributing to the formation of different stellar populations with different chemical properties and colors.

Resumen. Se estudiaron la actividad de formación estelar, las propiedades químicas y los colores de galaxias en interacción, utilizando la versión química del código GADGET-2 de Scannapieco et al. (2006). Estas simulaciones son las primeras de su tipo en estudiar la colisión de galaxias utilizando un modelo autoconsistente para la descripción del proceso de realimentación por supernovas (*feedback*). Se realizaron distintos experimentos variando la eficiencia de la formación estelar y el impacto del *feedback*, analizando diferentes etapas durante la interacción de los sistemas. Se encontró que la eficiencia de la formación estelar y el *feedback* juegan un rol preponderante en la determinación de las características dinámicas y químicas de las galaxias. Nuestro trabajo sugiere que los eventos de colisión juegan un papel importante en la determinación de los colores en las galaxias al afectar la transformación de gas en estrellas, contribuyendo a la formación de diferentes poblaciones estelares con colores y propiedades químicas diversos.

1. Analysis and results

The analysis of galaxy catalogs such as SDSS (York et al. 2000) and 2dFGRS (Glazebrook et al. 2000) shows that galaxies may be grouped into two populations: one dominated by a spheroidal component, and the other, by a disk component. These catalogs show that not only morphology, but also the star formation and colors tend to be bimodal (Strateva et al. 2001; Kauffmann et al. 2003; Baldry et al. 2004; Balogh et al. 2004).

The numerical simulations used in our work have been run with the hydrodynamical parallel code GADGET-2 (Springel 2005), including models for star formation and for chemical evolution, supernova feedback and a multiphase interstellar medium (ISM) as explained in Scannapieco et al. (2006).

The new model of the ISM, discussed by Scannapieco et al. (2006), is able to describe the overlap between cold and warm gas clouds. Metals are produced in stars and distributed in the ISM during Type Ia and II supernova events. In this work, we analyze the impact of merger events on the star formation activity, chemical evolution and color distributions.

The initial conditions correspond to systems of $10^{12}M_{\odot}.h^{-1}$ ($h=0.7$) composed by a dark matter (DM) component distributed following a NFW density profile and a baryonic component in equilibrium within the DM potential well.

We performed four tests corresponding to isolated systems (E-A) and four corresponding to interacting ones (E-C), varying the star formation efficiency, c , and feedback strength, ϵ_c (Table 1). Interacting systems initially have the same parameters, except for their positions and velocities. One of these systems is located at the origin (0,0,0), its corresponding velocity being (150, 0, 0) km.s⁻¹. Initial positions and velocities of the other system are given in Table 1

Test	Impact parameters										
	N_{gas}	N_{dark}	M_{vir}	c	ϵ_c	x_p	y_p	z_p	v_{xp}	v_{yp}	v_{zp}
E-A1	9000	9000	10^{12}	0.1	-	-	-	-	-	-	-
E-A1-F	9000	9000	10^{12}	0.1	0.5	-	-	-	-	-	-
E-A2	9000	9000	10^{12}	0.01	-	-	-	-	-	-	-
E-A2-F	9000	9000	10^{12}	0.01	0.5	-	-	-	-	-	-
E-C1	9000	9000	10^{12}	0.1	-	400	50	0	-150	0	0
E-C1-F	9000	9000	10^{12}	0.1	0.5	400	50	0	-150	0	0
E-C2	9000	9000	10^{12}	0.01	-	400	50	0	-150	0	0
E-C2-F	9000	9000	10^{12}	0.01	0.5	400	50	0	-150	0	0

Table 1. Parameters of each numerical test. From left to right: initial number of gas particles in a system (N_{gas}), number of dark matter particles (N_{dark}), virial mass of each system (M_{vir} , in $M_{\odot}.h^{-1}$), star formation efficiency (c), feedback strength (ϵ_c), coordinates (kpc. h^{-1}) and velocity (km.s⁻¹) components of one of the interacting systems ((x_p, y_p, z_p) and (v_{xp}, v_{yp}, v_{zp})).

In Figure 1 (left panel) we show the distance between the center of mass of the two colliding systems. The systems reach the pericenter at $t = 1.5$ Gyr, the apocenter at $t = 2$ Gyr and fusion at $t = 3$ Gyr. During the close encounter, gas infall gives rise to an increase in the star formation rate, SFR (Figure 1, right panel).

In order to select the correct set of parameters for our model, we resort to the observational results that show a correlation between the projected star formation density as a function of gas surface density. Reproducing the so-called Kennicutt law is a challenge when modelling galaxy formation and this is achieved only when SN feedback is taken into account (Scannapieco et al. 2006).

Metal enrichment takes place among neighbouring gas particles of a star particle where SN events are identified to take place. We quantify this enrichment by analyzing the

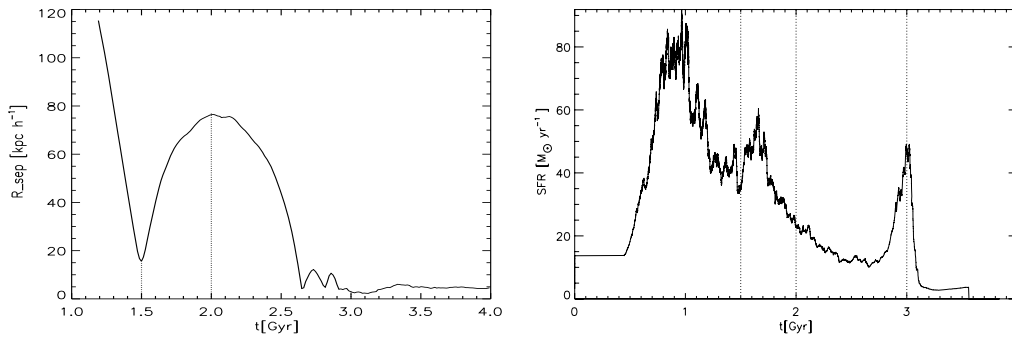


Figure 1. Left panel: relative separation between the center of mass of merging galaxies of test E-C2. Right panel: SFR for the same test. Dotted lines represent: pericenter (≈ 1.5 Gyr), apocenter (≈ 2 Gyr) and fusion (≈ 3 Gyr).

gas and stellar mass fractions with high metallicity ($12 + \log(\text{O}/\text{H}) > 7$) for different stages of merger events. Table 2 summarizes the results.

	Test	Collapse	Pericenter	Apocenter	Merger	$t = 4.2$ Gyr
Gas	E-C1-F	0.63	0.70	0.72	0.72	0.72
Gas	E-C2-F	0.36	0.43	0.54	0.49	0.49
Stars	E-C1-F	0.41	0.50	0.52	0.52	0.52
Stars	E-C2-F	0.25	0.54	0.60	0.71	0.72

Table 2. Gas mass fraction M_*/M_{bar} with $12 + \log(\text{O}/\text{H}) > 7$ for different stages of merger events.

When $c = 0.1$, the SFR proceeds quickly, so that new stars do not have time to be heavily enriched. Most of the metals remain in the interstellar medium. When $c = 0.01$, the SFR is more gradual, so that new born stars are able to lock more metals.

Finally, we studied the color distribution of the simulated merging systems and the isolated ones. According to observational results, the color bimodal distributions are more evident when using $u - r$ (Strateva et al. 2001): blue galaxies are associated with young systems and red galaxies with older ones. Both distributions may be described by two Gaussians giving rise to a bimodal function (Baldry et al. 2004). We constructed histograms that show this bimodality for both isolated and merging systems.

As Figure 2 shows, the color distributions for merging and isolated systems are similar when $c = 0.1$ because SFR is finished at the pericenter (left panel). When $c = 0.01$, blue population is wider for merger events, and the valley between both contributions is shifted to redder regions (right panel). Our simulated galaxies have evolved only 6 Gyr. This is why we do not cover the whole observed range.

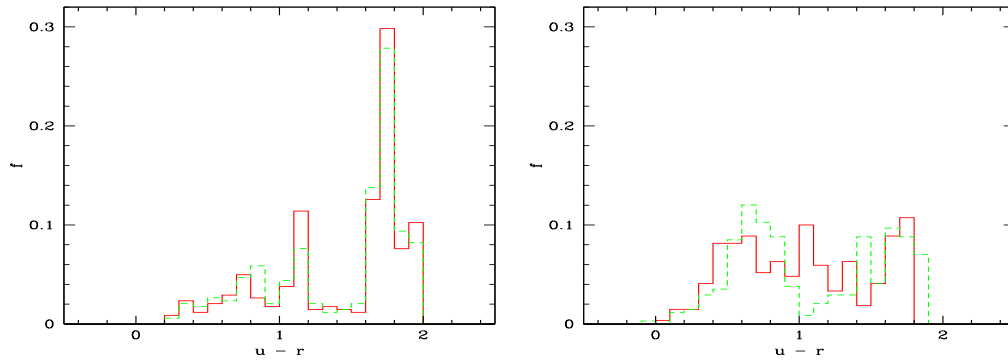


Figure 2. Bimodal distribution of $u-r$. Solid lines represent merging systems and dashed lines, isolated ones. Left: tests E-C1-F and E-A1-F. Right: tests E-C2-F and E-A2-F.

2. Conclusions

During the close encounter phase in a merger event, the SFR increases, but in our model, the characteristics of this behaviour strongly depend on the star formation efficiency and the supernova feedback. We found that interactions modify the bimodal color distribution. A combination of low star formation efficiency and feedback is responsible of a wider blue stellar distribution for merging systems than for isolated ones. This work will be discussed in detail in a forthcoming paper.

References

- Baldry, I. K., et al., 2004, *Astrophysical Journal*, 600, 681
 Balogh, M. et al., 2004, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 348, 1355
 Glazebrook, K. & Two Degree Field Galaxy Redshift Survey Team, 2000, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 32, 764
 Kauffmann, G. et al., 2003, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 341, 54
 Scannapieco, C., et al., 2006, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 364, 552
 Springel, V., 2005, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 364, 1105
 Strateva, I. et al., 2001, *Astrophysical Journal*, 122, 1861
 York, D. G., et al., 2000, *Astrophysical Journal*, 120, 1579

PRESENTACIÓN MURAL

Galaxias espirales observadas con SOAR

G. Gimeno¹, H. Dottori², R. Díaz³, I. Rodrigues², G. Carranza⁴
(1) Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, y CONICET, Argentina.
(2) Instituto de Física, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, Brasil.
(3) Complejo Astronómico El Leoncito, CONICET, Argentina, y Gemini Observatory, Southern Operations Center, c/o AURA, La Serena, Chile
(4) Facultad de Matemática, Astronomía y Física, UNC, y CONICET, Argentina

Abstract. We investigate the properties of two double nucleus candidate galaxies, ESO 381-IG23 and MCG -3-35-14. High resolution optical images were obtained with SOAR 4.1m telescope. Together with spectroscopic data from Bosque Alegre and CASLEO we constructed mass models for these objects.

Resumen. Se presentan resultados obtenidos a partir de observaciones de dos galaxias espirales australes con núcleo doble ESO 381-IG23 y MCG -3-35-14 con el telescopio SOAR de 4.1m. Se obtuvieron con el mismo imágenes de alta resolución en el Óptico. Conjuntamente con datos espectroscópicos obtenidos en Bosque Alegre y CASLEO, se elaboraron modelos para la distribución de masa de los objetos.

1. Introducción

Desde 1998 estamos realizando observaciones fotométricas y espectroscópicas de galaxias tardías candidatas a ser sistemas resultantes de fusiones menores y/o capturas (Gimeno et al. 2005, y referencias incluídas). Las observaciones que se presentan aquí corresponden a ESO 381-IG23, y MCG-3-35-14. Los objetos aquí presentados son característicos de los que conforman el Catálogo de Galaxias Disco con Núcleo Doble (Gimeno et al. 2004).

2. Técnicas observacionales y resultados.

Se obtuvieron imágenes B,V,R,I con el telescopio SOAR (Southern Observatory for Astrophysical Research) de 4.1m emplazado en Cerro Pachón, Chile, en la fase ciencia temprana en Junio-Julio 2005. Se obtuvieron imágenes con valores de *seeing* por debajo del segundo de arco. El instrumento utilizado fue el SOI (Soar Optical Imager) el cual está equipado con dos CCDs de 2050×4100 con un campo de 5'.26×5'.26 y una escala de 0'.077 pixel⁻¹ (que con el *bineado* 2x2 empleado resultó en 0'.154 pixel⁻¹). Las imágenes en banda R se muestran en las figuras 1 y 2, junto con los resultados de la fotometría de los núcleos principales y los (candidatos a) secundarios, denominados "R1" y "R3", así como una región HII ("R2") adicional (los colores y magnitudes de los

mismos se determinaron para una apertura de $3''$ de diámetro).

Para ESO 381-IG23 se tomaron espectros de las regiones con el telescopio de 1.54m de la Estación Astrofísica de Bosque Alegre, con el Espectrógrafo Multifunción (EMF). Con la intensidad relativa de las líneas del S[II] $\lambda\lambda$ 6717-6731 se determinó la densidad electrónica Ne (asumiendo $T_e=10000$ K) y cantidades derivadas como el radio de Strömngren. Para determinar las edades (t_{burst}), metalicidades (Z) y masas de los brotes de formación estelar asociados a R1, R2, y R3, se utilizaron los modelos de Starburst99 (Leitherer et al. 1999).

Para ambos objetos se obtuvieron además espectros con ranura larga a lo largo del eje mayor aparente con el espectrógrafo REOSC instalado en el telescopio de 2.15m del CASLEO (para una descripción de la configuración utilizada ver Gimeno et al. 2005). Las curvas de rotación obtenidas se muestran en la figura 3. La distribución de masa corresponde al potencial dado por:

$$\begin{aligned} \phi(R, z) = \phi_1(R, z) + \phi_2(R, z) = \\ \frac{G M_1}{2a_1} \left(\frac{R^2 + z^2}{((R^2 + z^2)^{1/2} + a_1)^2} - 1 \right) \\ + \frac{G M_2}{(R^2 + z^2 + a_2[a_2 + 2(z^2 + b_2^2)^{1/2}])^{1/2}} \end{aligned} \quad (1)$$

(Dehnen 1993, Satoh 1980). Se ajustaron la curva de rotación y el perfil de brillo superficial (convolucionado con el *seeing*, ver Gimeno et al. 2005) correspondientes a (1). Los parámetros obtenidos se muestran en el Cuadro 1.

Table 1. Parámetros de los modelos.

Parámetro	ESO 381-IG23	MCG-3-35-14
$M_1 (M_{\odot})$	$(2.3 \pm 0.2) \times 10^9$	$(6.0 \pm 0.5) \times 10^9$
a_1 (kpc)	1.2	1.2
$\Upsilon_1 (\Upsilon_{\odot})$	1.0	0.5
$M_2 (M_{\odot})$	$(2.8 \pm 0.2) \times 10^{10}$	$(9.0 \pm 0.5) \times 10^{10}$
a_2 (kpc)	2.8	7.6
b_2 (kpc)	0.3	0.5
$\Upsilon_2 (\Upsilon_{\odot})$	5.8	1.1

Los resultados de la fotometría muestran que las condiciones físicas de los núcleos secundarios son típicos de regiones HII gigantes (e.g. Pastoriza et al 1993).

Agradecimientos. El telescopio SOAR es operado por la Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., bajo acuerdo cooperativo entre el CNPq, Brasil, el National Observatory for Optical Astronomy (NOAO), University of North Carolina, y Michigan State University, USA. El telescopio de BA es operado por el Observatorio Astronómico of the Universidad Nacional de Córdoba, Argentina. El CCD y sistema de adquisición de datos de CASLEO ha sido financiado parcialmente por R. M. Rich (U.S. NSF grant AST-90-15827).

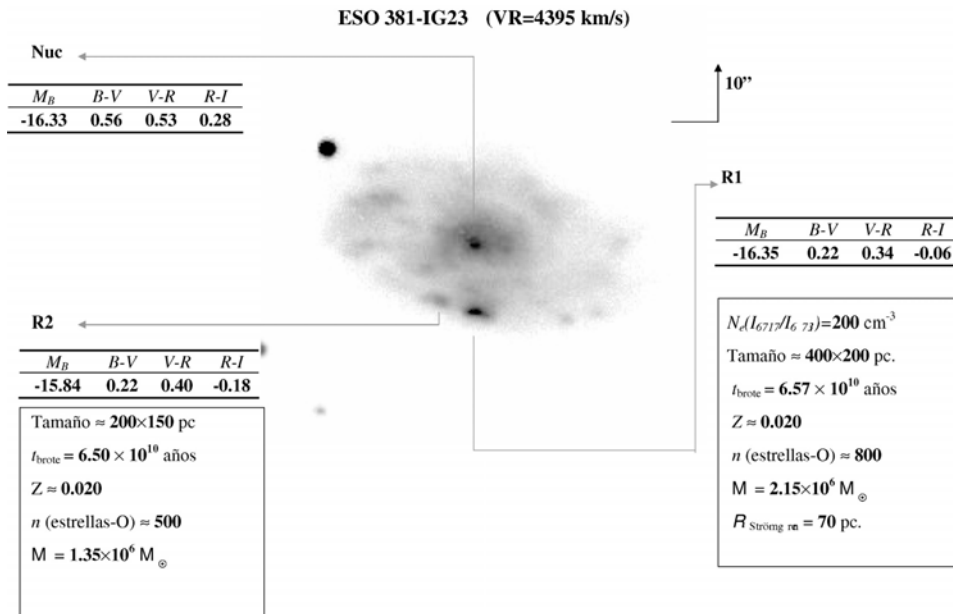


Figura 1. Resultados de la fotometría del núcleo y regiones de ESO 381-IG23. El error es de 0.05 en las magnitudes y 0.1 en los índices de color.

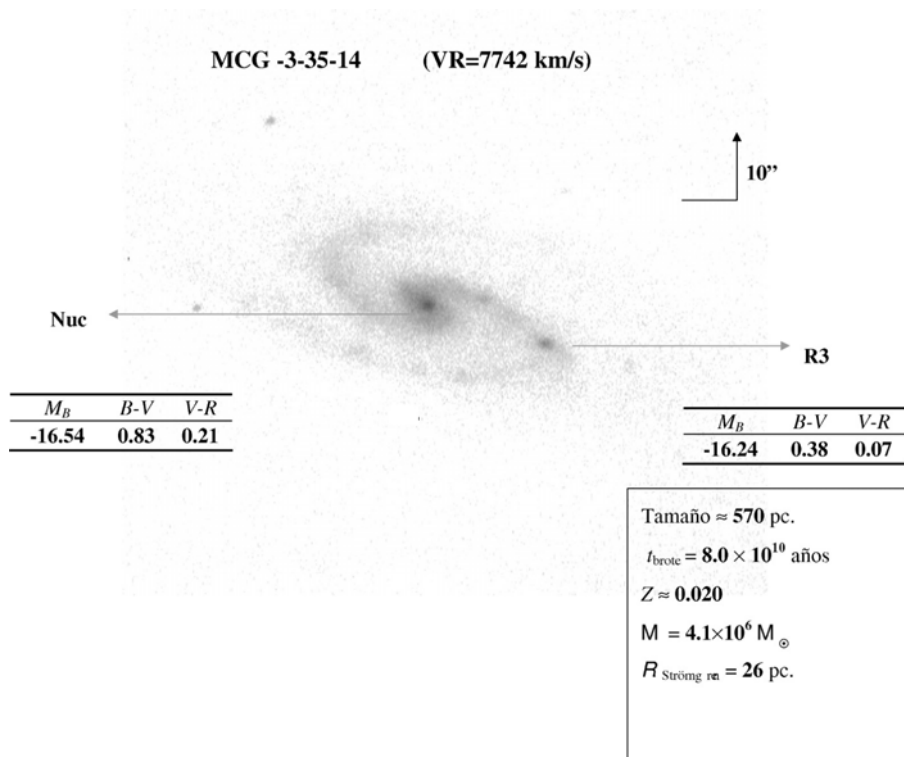


Figura 2. Lo mismo que la fig. 1, pero para MCG -3-35-14.

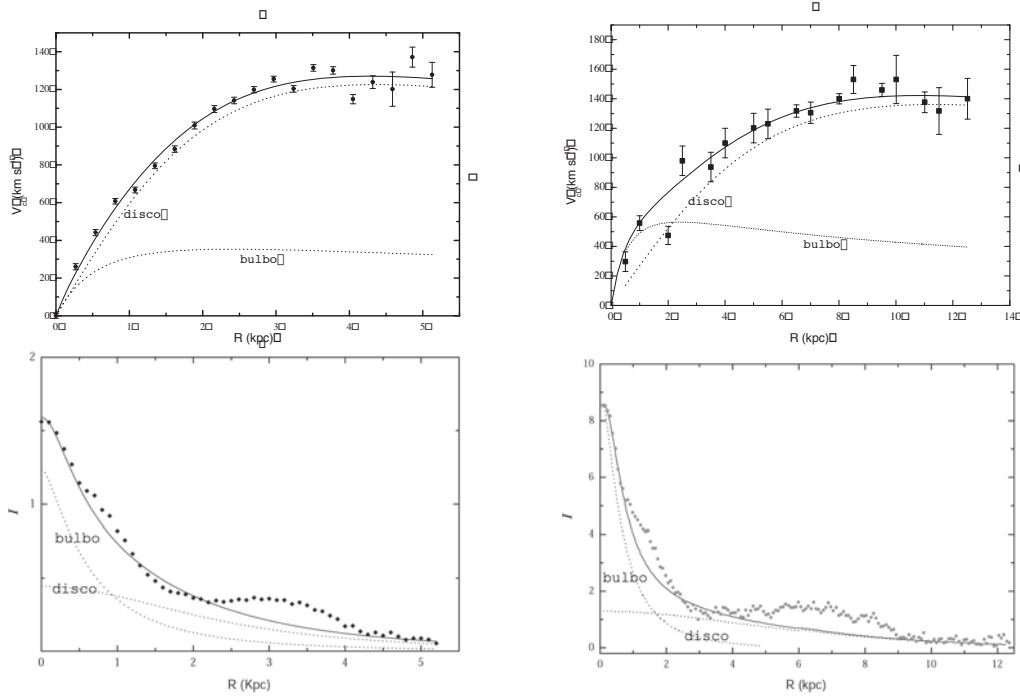


Figura 3. *Izquierda:* Arriba, curva de rotación de ESO 381-IG23, junto con la curva correspondiente al modelo (línea continua). Abajo, perfil de brillo superficial en la banda I , junto con el correspondiente al modelo (línea continua). La escala de intensidades es lineal en unidades arbitrarias. *Derecha:* Lo mismo, pero para MCG -3-35-14.

Referencias

- Dehnen, W. 1993, MNRAS, 265, 250
 Gimeno, G., Díaz, R., & Carranza, G. 2005, Boletín de la AAA 48, 445
 Gimeno, G., Díaz, R., & Carranza, G. 2004, AJ, 128, 62
 Joseph, D., Wright, G., James, P., & McLean, I. 1988, MNRAS, 232, 7
 Leitherer, C., Schaerer, D., Goldader, J., Gonzalez Delgado, R., Robert, C., Kune, D., de Mello, D., Devost, D., & Heckman, T. 1999, ApJS, 123, 3
 Pastoriza, M., Dottori, H., Terlevich, E., Terlevich, R., & Díaz, A. MNRAS, 260, 177
 Satoh, C. 1980, PASJ, 32, 41

PRESENTACIÓN MURAL

Cinemática de sistemas de galaxias interactuantes de tipo M51

Guillermo I. Günthardt^{1,2}, Rubén J. Díaz^{1,3,4} y Estela L. Agüero¹.

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

(2) Secyt, Universidad Nacional de Córdoba

(3) CONICET, Argentina

(4) Gemini Observatory. Southern Operations Center, c/o AURA, La Serena, Chile.

Abstract. M51-type galaxies are binary systems that consist of a spiral galaxy and a satellite galaxy, relatively smaller, located near the end of one of the spiral arms of the main component. A sample of nearly twenty objects of this type, have been selected from the following catalogues: *Atlas of Peculiar Galaxies* (1966, Arp), *A Catalog of Southern Peculiar Galaxies and Associations* (1987, Arp & Madore) and *Atlas of Interacting Galaxies* (1977, Vorontsov-Velyaminov). We obtained radial velocity distributions for these systems, corresponding to different position angles. In this work, as an example of the kinematic study we are developing, we present the radial velocity distributions, for different position angles, of the system IRAS 01341-3734. Finally we make a brief qualitative analysis of the results obtained from the whole sample.

Resumen. Los sistemas de tipo M 51 son sistemas binarios que consisten de una galaxia espiral y una galaxia satélite, relativamente más pequeña, ubicada cerca del extremo de uno de los brazos espirales de la componente principal. Se realizó una selección de aproximadamente veinte objetos de este tipo, principalmente de los catálogos de *Atlas of Peculiar Galaxies* (1966, Arp), *A Catalog of Southern Peculiar Galaxies and Associations* (1987, Arp & Madore) and *Atlas of Interacting Galaxies* (1977, Vorontsov-Velyaminov). Se obtuvieron distribuciones de velocidades radiales para estos sistemas, en distintos ángulos de posición. En esta presentación, a modo ilustrativo y como parte del estudio cinemático que estamos desarrollando, se muestran distribuciones de velocidades radiales para diferentes ángulos de posición del sistema IRAS 01341-3734 y finalmente se realiza un breve análisis cualitativo acerca de los resultados obtenidos a partir de la muestra completa.

1. Observaciones y Resultados

Las observaciones se realizaron en CASLEO, con el telescopio de 2.15 m y el espectrógrafo REOSC, usándose una ranura de 1200 l/mm. Las velocidades se determinaron a partir del ajuste gaussiano de la línea H α y los errores ($\pm 2\sigma$) se obtuvieron a partir de la fórmula de Keel, W. (1996). El origen en las distribuciones de velocidades (Figura

1) corresponde al máximo de emisión en el continuo.

En lo que sigue, a modo ilustrativo, se presenta un análisis de las distribuciones de velocidades, para diferentes ángulos de posición (AP), del sistema interactuante de tipo M 51, IRAS 01341-3734 (Figura 1):

AP 136°: El aspecto general de la curva es normal. El gradiente de velocidades en los 1.3 kpc (7") centrales, es de 54 km/s/kpc. Si se considera toda la extensión de cuerpo rígido, el gradiente es de 28 km/s/kpc. La masa resultante de la galaxia principal, en aproximación kepleriana, sin corregir por inclinación, es de $2 \times 10^{10} M_{\odot}$.

AP 90°: La distribución de velocidades radiales correspondiente a este ángulo de posición parece estar bastante perturbada. Desde -5 kpc. (-14") hasta cerca del centro se observa un gradiente de 10 km/s/kpc., mientras que desde el centro hasta los 3 kpc. (9") es de aproximadamente 30 km/s/kpc. Más allá de los 10" centrales los valores de velocidad decrecen, observándose variaciones de hasta 75 km/s.

AP 53° : La distribución de velocidades en este AP es bastante irregular, en la que se destaca un pico en la curva a 6" hacia el SW. En general observamos en las distribuciones de velocidades de la galaxia principal ciertas asimetrías y perturbaciones, posiblemente asociadas a la interacción.

AP cruzando ambas galaxias: La distribución de velocidades radiales según el eje mayor de la satélite es de cuerpo rígido prácticamente en toda su extensión. La masa resultante de la satélite, en aproximación kepleriana, sin corregir por inclinación (este objeto está prácticamente de canto), es de $2 \times 10^9 M_{\odot}$. Para todos los AP estudiados, también se obtuvieron las distribuciones de velocidades a partir de la línea [N II]6583, no observándose apartamientos con respecto a las curvas obtenidas a partir de H α .

2. Comentarios finales

Se obtuvieron las curvas de rotación de aproximadamente veinte sistemas de tipo M51, las cuales esperamos publicar próximamente. Encontramos en la distribución de velocidades de algunas galaxias pertenecientes a nuestro catálogo cinemático, asimetrías y distorsiones, los cuales podrían ser resultados de las interacciones, como es el caso del sistema AM 1304-333, con gradientes de velocidades pronunciados y significativas variaciones en amplitud, o como en AM 0459-340, la cual presenta una clara asimetría en los gradientes de velocidades con respecto al centro cinemático. En otros sistemas, en cambio, las curvas de rotación no evidencian apartamientos significativos de los correspondientes a objetos aislados, como es el caso de los sistemas AM 0639-582 o AM 2105-332. Las perturbaciones a veces se hacen más notorias en ciertas direcciones de ángulo de posición. En VV 452, por ejemplo, la distribución de velocidades, no presenta distorsiones en AP = 160°, mientras que se hacen más claras en AP = 0°, aunque estos dos AP difieren en sólo 20°. Una situación similar, aunque menos acentuada, se observa en IRAS 01341-3734. En algunos sistemas, los apartamientos con respecto a una curva normal (la de una típica galaxia aislada) no son muy pronunciados, aunque sí evidentes. En VV 410, para la dirección que corresponde a la barra, la distribución es normal y sin mayores distorsiones, aunque hacia el NW, en la dirección hacia la satélite, es clara una disminución de velocidades, lo cual no se da en la otra rama, hacia el SE, o sea en la dirección opuesta a la galaxia menor. En las galaxias principales de algunos sistemas, la posición del máximo de emisión del continuo, no resulta coincidente con

el centro cinemático.

Similares asimetrías y perturbaciones a las curvas como las mencionadas, fueron encontradas en la muestra de trece sistemas de tipo M 51 de Klimanov et al. (2002).

Referencias

Keel, W. (1996), ApJS, 106, 27.

Klimanov et al. 2002, Astron. Lett. 28, 579.

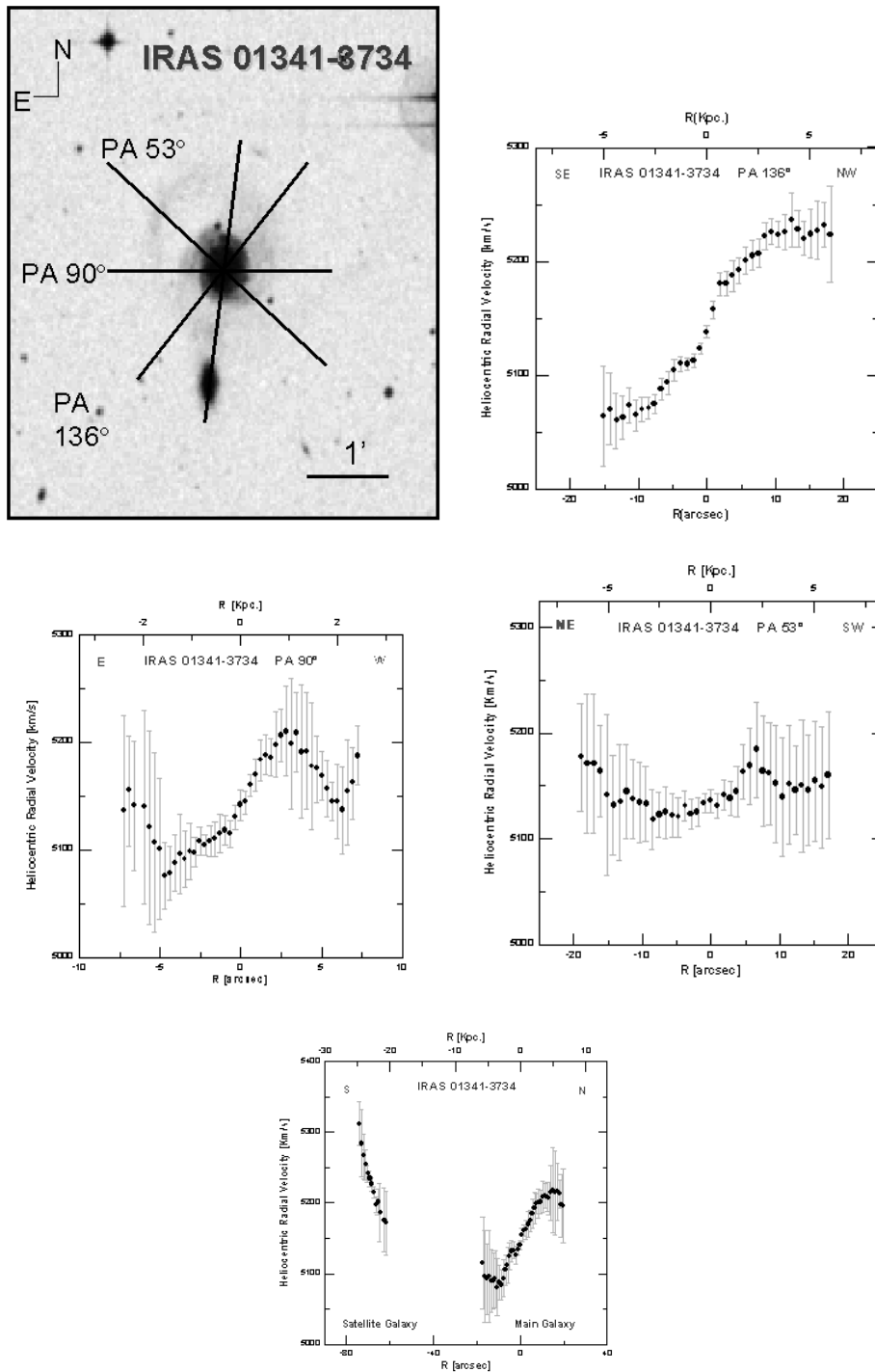


Figura 1. Imagen en el azul del “Digitized Sky Survey” del sistema IRAS 01341-8734 y distribuciones de velocidades radiales heliocéntricas para los cuatro ángulos de posición observados.

PRESENTACIÓN MURAL

El perfil de densidad alrededor de galaxias brillantes y aisladas

M. Lares, D. G. Lambas
Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC
Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET)

Abstract. Faint satellite galaxies are studied statistically using a sample selection from the SDSS-DR4. Photometric and spectroscopic data in the neighborhood of bright isolated galaxies are used. An excess in projection of faint galaxies is found in the surrounding regions of the hosts, to which those excess objects are supposed to belong to. Several subsamples are analyzed in order to search for dependences on satellite and host properties. The brightest hosts are found to have a profile more rapidly vanishing.

Resumen. Se estudian estadísticamente galaxias débiles utilizando una Selección del SDSS que posee información espectroscópica y fotométrica, en regiones alrededor de galaxias brillantes y aisladas de la muestra espectroscópica. Se encuentra la existencia de un exceso de objetos en proyección en las regiones centrales, que constituyen la población de satélites asociadas a dichas galaxias centrales. Se analizan las diferencias entre las propiedades de satélites débiles y brillantes, y se estudia además la dependencia con las propiedades de las galaxias centrales del perfil de densidad, encontrándose que los objetos más brillantes presentan un perfil que cae más rápidamente hacia el centro.

1. Introducción

El número de subhalos de materia oscura que resulta de los modelos Semianalíticos de formación de galaxias es al menos un orden de magnitud mayor que el esperado de acuerdo a las observaciones en el grupo local (Moore et al. 1999, Klypin et al. 1999) aunque en algunos casos mecanismos tales como fotoionización han sido propuestos para conciliar estas discrepancias (Benson et al. 2002). La incompletitud de las observaciones debido al bajo brillo de estos objetos también ha sido planteada como posible origen observacional de estas diferencias. El estudio de las propiedades de las galaxias satélites puede ayudar, por otro lado, a comprender los procesos evolutivos y de formación de estos sistemas. Los satélites que se conocen en el grupo local son típicamente de baja luminosidad (van der Bergh et al. 2006), y su detección en catálogos es difícil debido a que las muestras completas en volumen y de baja luminosidad tienen muy pocos objetos. Sin embargo, se pueden combinar con muestras fotométricas para obtener una estima estadística del número de objetos por unidad de área que rodean a ciertas galaxias brillantes y aisladas.

En este trabajo se utilizó la muestra NYU-VAGC(DR4), que incluye 4681deg^2 de datos espectroscópicos y fotometría que abarca 6851deg^2 . Se seleccionaron galaxias centrales en el intervalo de corrimiento al rojo entre 0.02 y 0.1, más brillantes que $M_r = -18$ y

con un criterio de aislamiento para eliminar grupos, que consiste en seleccionar solamente aquellas que no tienen pares a menos de 500Km/s y 500kpc, con una diferencia en luminosidades menor que 2 magnitudes. En este trabajo se utilizaron 45051 centros.

2. El perfil de densidad

Se obtuvo el número de galaxias por unidad de área en las cercanías de las galaxias seleccionadas como centrales brillantes (Fig.1). Para ello, se contaron galaxias en anillos centrados en la galaxia principal, usando intervalos equiespaciados en distancia angular y normalizando por el área. Se puede apreciar inmediatamente que existe una notable sobredensidad en la región central, pero que el perfil no sigue la forma funcional que se espera para halos de materia oscura. Se puede ver además, que la región en donde aparece este exceso en el número medio de galaxias es muy cercana a la galaxia central, que no fue incluida en el conteo. También se eliminaron del conteo las galaxias que están presentes en la muestra espectroscópica, para descartar que el exceso surga del problema de superposición de fibras. La forma que se obtiene para la distribución radial de galaxias no es consistente con los modelos de halos de materia oscura (Navarro et al. 1995).

El exceso en el número medio de galaxias por unidad de área, respecto a la parte plana del perfil que se aprecia a partir de 1Mpc, se puede dividir en dos partes. La parte más cercana a la galaxia central (Fig.1, superior) presenta el exceso más importante, pero decae hacia los 40Kpc. Si se excluyen las galaxias que están dentro del radio de Petrosian de la galaxia central, este exceso desaparece, por lo que se concluye que está producido por objetos que se encuentran en proyección dentro del área ocupada por la galaxia central. La observación de algunas de las imágenes permite concluir que muchos de estos objetos son espúreos (por ej., cúmulos globulares, regiones HII o variaciones en la luminosidad del disco), generados por el algoritmo de identificación de galaxias del SDSS. La fracción de identificaciones erróneas es difícil de determinar. Fuera de la región ocupada por la galaxia, y hasta aproximadamente 300kpc, existe una segunda región de sobredensidad (Fig.1, inferior).

La distribución radial de densidad proyectada de galaxias muestra además una pronunciada ausencia de galaxias en las regiones muy cercanas ($< 40\text{kpc}$) a la galaxia central. Este fenómeno ha sido observado también en otros catálogos (van der Bosh et al. 2004) y es producido posiblemente por la superposición de las imágenes de los satélites con la imagen extensa de la central.

3. Resultados

Se determinó la existencia de un exceso de densidad radial de galaxias débiles alrededor de galaxias brillantes y aisladas, que se atribuye a la presencia de galaxias satélites. El número de satélites por cada galaxia central es estadístico, y varía desde menos de un objeto por cada centro hasta casi 9 objetos por centro, dependiendo de las propiedades de la galaxia central. Dichos satélites tienen magnitudes hasta 14.25 en la banda R y en la submuestra más cercana de centros. Se encuentra un exceso muy importante de objetos dentro de 40kpc, pero se concluye que una fracción de ellos no son galaxias, sino identificaciones erróneas del algoritmo usado por el SDSS. Se encuentran satélites que son al menos dos magnitudes más débiles que la galaxia central. El exceso está dom-

inado por satélites débiles y aumenta hasta la magnitud límite al corrimiento al rojo máximo de cada muestra. El número de galaxias satélites aumenta desde las inmediaciones de la galaxia central hasta aproximadamente 300kpc de distancia proyectada al centro. La mayor cantidad de satélites se encuentra alrededor de las galaxias brillantes. Para galaxias centrales muy brillantes ($M_r < -21.$), el perfil de densidad cae en la región central. Una posible explicación puede basarse en la historia dinámica de estos sistemas, y un modelo plausible sería que estas galaxias brillantes han acretado eficientemente los satélites a su alrededor.

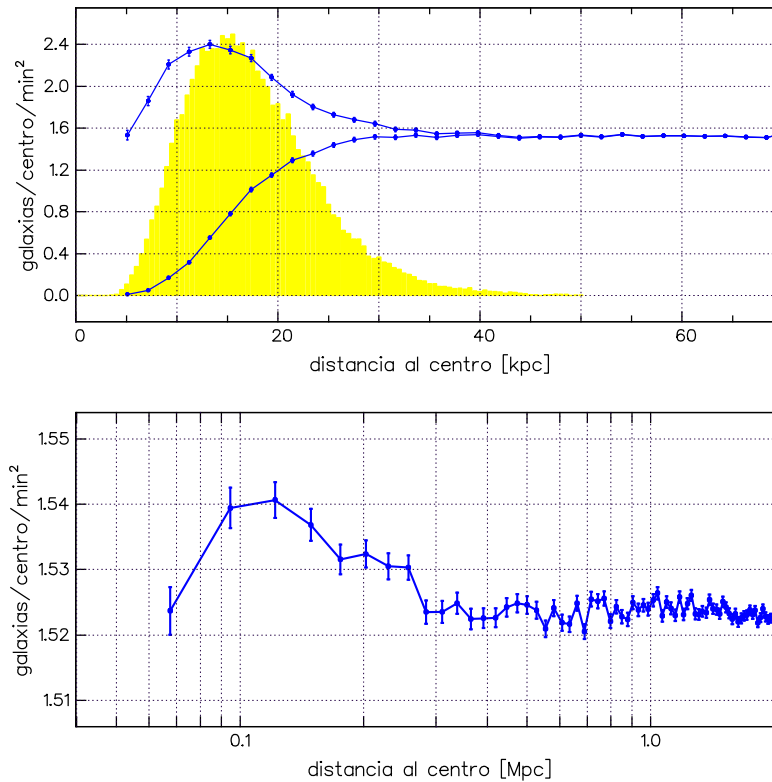


Figura 1. Densidad numérica de galaxias como función de la distancia radial proyectada. En el panel superior se muestra el perfil hasta 70kpc y el histograma (en unidades arbitrarias) de la distribución de los radios de Petrosian al 90 % de las galaxias centrales. En el panel inferior se muestra el perfil hasta 2Mpc, y se puede apreciar el exceso que existe hasta aproximadamente 300kpc.

Referencias

- Benson, A. J.; Frenk, C. S.; Lacey, C. G. ,Baugh, C. M. & Cole, S., 2002, MNRAS, 333, 77
 Klypin, A.; Kravtsov, A. V. & Valenzuela, O., 1999, Apj,

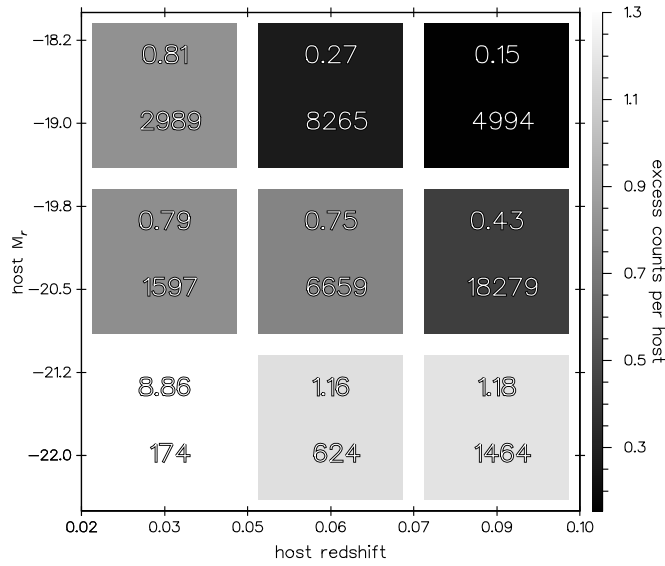


Figura 2. Matriz de excesos de galaxias en el catálogo fotométrico en función de la magnitud absoluta y del color de las galaxias centrales. Los números superiores indican el número de galaxias satélites por cada galaxia central, mientras que los inferiores dan cuenta del número de galaxias centrales en los correspondientes intervalos. Se puede apreciar que el número de satélites es mayor para madres más brillantes, y como es de esperar no cambia con el corrimiento al rojo.

Kravtsov, A. V.; Gnedin, O. Y. & Klypin, A. A., 2004, *ApJ*, 609, 482
 Moore, B.; Ghigna, S. & Governato F., 1999, *ApJ*, 524, L19 522, 82
 Navarro, J. F.; Frenk, C. S.; White, S. D. M., 1995, *MNRAS*,
 van der Bergh, S., 2006, *AJ* 132, 1571
 van den Bosh, F. C.; Yang, X., Mo, H. J., Norberg, P., 2004, *MNRAS*, 356, 1233
 van der Bergh, S., 2006, *AJ* 132, 1571 275, 56

PRESENTACIÓN MURAL

Estudio cinemático de la componente estelar de M83 - Parte II

D. Mast¹, R. J. Díaz^{2,3}

(1) Observatorio Astronómico de Córdoba y CONICET

(2) Observatorio Gemini (3) CASLeo, Conicet

Abstract. From near-IR spectra obtained in CASLEO, using the sequential long-slit technique, we study the spatial distribution and radial velocity dispersion in M83 nuclear region. We compare this results with our velocity fields obtained from ionized gas observations performed with Bosque Alegre and Gemini.

Resumen. A partir de espectros en el infrarrojo cercano tomados en CASLEO, utilizando la técnica de ranura larga secuencial, estudiamos la distribución espacial y dispersión de velocidades radiales en la región central de M83. Comparamos estos resultados obtenidos recientemente, con nuestros campos de velocidades anteriores obtenidos a partir de observaciones del gas ionizado realizadas en Bosque Alegre y Gemini.

1. Introducción

Continuando con nuestro estudio de la galaxia SAB(s)c M83 (NGC5236) en el cual llevamos más de 60 horas de espectros tomados en la Estación Astrofísica de Bosque Alegre entre Ranura Larga y Multipupila (Mast et al. 2006), cerca de 25 hs de espectros de Ranura Larga tomados en CASLEO, y 2 hs de espectros con el CIRPASS del telescopio Gemini Sur (Díaz et al. 2006), presentamos en este trabajo los resultados preliminares del estudio de la cinemática estelar a partir de las líneas de absorción del triplete del CaII (8498.0, 8542.1 y 8662.1 Å). Para ello contamos con 16 hs. de espectros de Ranura Larga en el IR cercano, en distintos ángulos de posición, obtenidos en CASLEO. Nuestros estudios anteriores nos han permitido inferir, a partir de los campos de velocidades bidimensionales tanto en H α como en Pa β (Mast et al. 2006, Díaz et al. 2006), la presencia y posición de un segundo núcleo en M83 (estrella en Figura 1), previamente sugerido por Thatte et al. (2000) mediante observaciones de Ranura Larga con el espectrógrafo ISAAC del VLT.

2. Observación y reducción de los datos

Las observaciones espectroscópicas de M83 se llevaron a cabo durante las noches del 13, 14 y 15 de julio de 2001 y durante las noches del 5-10 de mayo de 2005, con el espectrógrafo REOSC montado en el telescopio Ritchey-Chrétien de 2.15 m del Complejo Astronómico El Leoncito. Los espectros fueron obtenidos con una ranura de 1'' de ancho, lo que da un rango resuelto efectivo de 2 Å, a lo largo de 8 ángulos de posición indicados en la Figura 1.

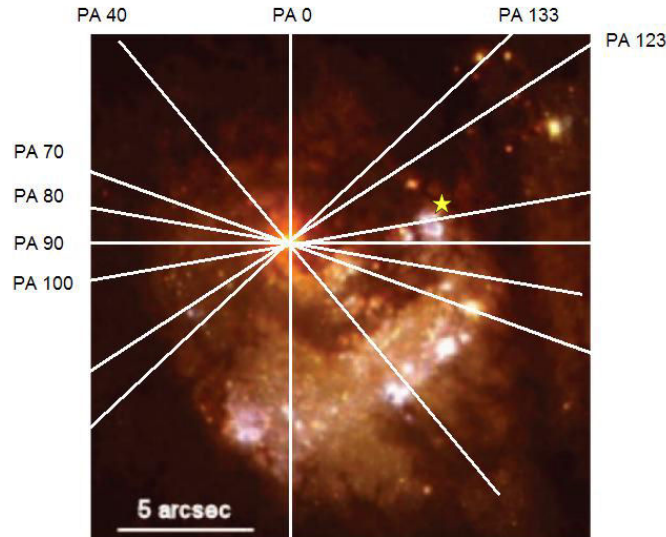


Figura 1. Ángulos de posición de los espectros tomados en CASLEO, superpuestos a una imagen de falso color generada a partir de imágenes de archivo del Telescopio Espacial Hubble, en los filtros F439W, F555W y F702W. El Norte es hacia arriba. La estrella indica la posición del segundo núcleo.

En cada ángulo de posición se tomaron 2 exposiciones de 1 hora utilizando la red de 1200 líneas/mm cubriendo el rango espectral de 8300-8900 Å. Durante las observaciones el seeing fue del orden de 2'' y la escala angular es de 1''02 pixel⁻¹. Se obtuvieron espectros de estrellas estándares de velocidad radial, para determinar los parámetros de los espectros a partir del método de Correlaciones Cruzadas de Fourier (Tonry & Davis 1979; Nelson & Whittle 1995). De esta forma, se determinó la velocidad radial estelar de cada espectro y la dispersión de velocidades. Se ajustaron gaussianas a la emisión del NI (8682 Å) para obtener así, la velocidad radial del gas. A partir de estos datos, se construyeron las curvas de velocidad radial heliocéntrica del gas y las estrellas, y la curva de dispersión de velocidades del CaT.

3. Resultados

En la Figura 2, podemos observar, a modo de ejemplo, las curvas de velocidad radial heliocéntrica para dos ángulos de posición observados. Las curvas en rojo corresponden a las obtenidas a partir de la absorción del triplete del calcio, mientras que las azules corresponden a la emisión del gas (NI 8682 Å). Por claridad en la gráfica, no se incluyeron las barras de error de las determinaciones de velocidad del gas, pero en todos los casos son del mismo orden de magnitud que las de la determinación a partir del CaT. El valor 0 del eje de las abscisas de las curvas corresponde al máximo de la emisión del continuo en 8500 Å. La Figura 4 muestra la distribución radial de dispersión de velocidades.

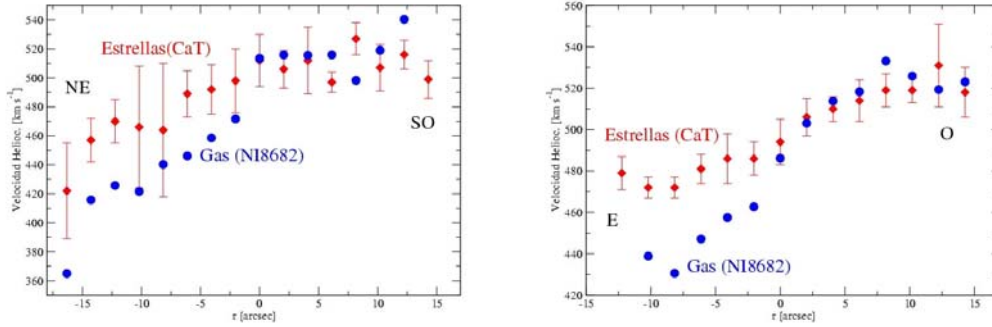


Figura 2. *Izquierda:* Curva de velocidad radial heliocéntrica para PA 40. En rojo se observa las velocidades determinadas a partir del CaT (estrellas) y en azul las determinadas a partir del NI (gas). *Derecha:* Idem figura izquierda, para PA 70.

4. Discusión

En esta segunda parte de nuestro estudio confirmamos, a partir de nuestros datos en el IR cercano, que el sistema estelar de la región central de M83 se encuentra en rotación como puede verse en el campo de velocidad (Fig. 3 izquierda) generado a partir de los datos de ranura larga. Esto es consistente con una distribución de masa discoidal. Además, de las curvas y considerando la magnitud de los errores, podemos afirmar que el gas ionizado es co-rotante y no está desacoplado, al menos en la región observada, del movimiento estelar.

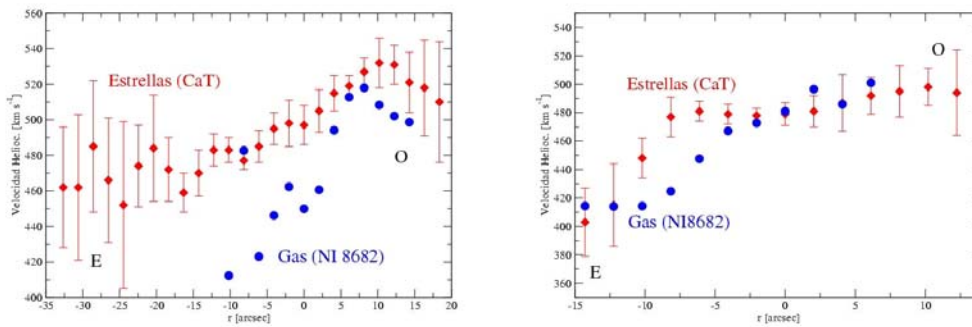


Figura 3. *Izquierda:* Campo de velocidad estelar generado a partir de los datos de ranura larga en el CaT. *Derecha:* Mapa de errores del campo de velocidad.

En la Figura 4, podemos observar cómo la distribución radial de dispersión de velocidades presenta una meseta o depresión, considerando los errores, en la región coinci-

dente con el núcleo óptico. Esto se debe a que el núcleo ha sufrido formación estelar reciente, por lo tanto ha habido una inyección de estrellas con baja dispersión de velocidades estelares (ver Mast & Díaz 2006 en este boletín). Al momento de realizarse estas observaciones, la posición del segundo núcleo de M83 no había sido precisada. Esto pudo lograrse a partir de nuestros espectros en el infrarrojo cercano obtenidos con CIRPASS en Gemini Sur. Es destacable que los ángulos de posición más cercanos al segundo núcleo mostrarían una distorsión en el eje menor del campo de rotación. Las nuevas observaciones en el triplete del CaII, proyectadas para este año, permitirán obtener espectros de ranura larga en esta región y así poder estudiar el comportamiento estelar en torno al núcleo oculto.

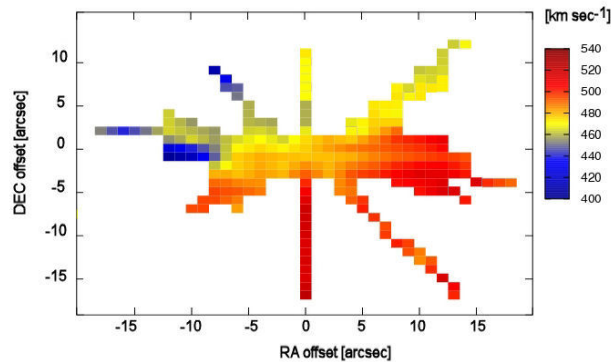


Figura 4. Curva de dispersión de velocidades radiales estelares.

Referencias

- Díaz, R.J., Dottori, H., Mediavilla, E., Agüero, M., Mast, D., 2006, *NewAR*, 49, 547
 Dressler, A. 1984, *ApJ*, 286, 97
 Harris, J., Calzetti, D., Gallagher, J., Conselice, C., & Smith, D. 2001, *AJ*, 122, 3046
 Mast, D., Díaz, R., Agüero, P., 2006, *AJ*, 131, 1394
 Mast, D. & Díaz, R., 2006, BAAA49, en prensa
 Nelson, C. , Whittle, M. 1995, *ApJSS*, 99, 67
 Thatte, N., Tecza, M., & Genzel, R., 2000, *A&A*, 364, L47
 Tonry, J., Davis, M., *ApJ*, 246, 666

POSTER PAPER

Integrated spectral properties of star clusters of the Magellanic Clouds

M.L. Talavera^{1,2}, A.V. Ahumada¹, J.J. Clariá¹, M.C. Parisi¹,
J.F.C. Santos Jr.³ & E. Bica⁴

(1) Observatorio Astronómico de Córdoba y CONICET (Argentina)

(2) Observatorio Astronómico Centroamericano de Suyapa
(UNAH/Honduras)

(3) SOAR Telescope (Chile), UFMG (Brazil)

(4) Instituto de Física, UFRGS, Porto Alegre (Brazil)

Abstract. Flux-calibrated spectra in the optical range are presented for 4 and 2 previously unstudied star clusters of the Large and Small Magellanic Clouds, respectively. Photographic and integrated photometry has been reported only for one of them (SL 234). We have estimated ages and foreground interstellar reddening values from the comparison of the line strengths and continuum distribution of the cluster spectra with those of template cluster spectra with known parameters. Ages were also derived from the equivalent widths of the Balmer lines. All the studied clusters are found to be low-reddened moderately young objects (age < 100 Myr). These data will soon be complemented with those obtained in a similar way to examine the cluster formation history in the Magellanic Clouds.

Resumen. Presentamos espectros integrados calibrados en flujo en el rango óptico de 4 cúmulos de la Nube Mayor de Magallanes y 2 de la Nube Menor, no estudiados previamente. Sólo uno de ellos (SL 234) registra unas pocas observaciones fotográficas y fotometría integrada. Determinamos edades y enrojecimientos comparando la distribución del continuo y la intensidad de líneas espectrales con estas mismas características en espectros patrones de cúmulos estelares con parámetros conocidos. También se determinaron edades aproximadas a partir de la medición de anchos equivalentes de las líneas de Balmer. Se comprueba que los 6 cúmulos estudiados son moderadamente jóvenes (edad < 100 millones de años) y están levemente o no enrojecidos. Estos datos serán próximamente complementados con otros obtenidos de la misma manera para examinar la historia de formación estelar en las dos Nubes de Magallanes.

1. Spectroscopic observations

The total estimated numbers of star clusters in the Large Magellanic Cloud (LMC) and in the Small Magellanic Cloud (SMC) are approximately 4200 and 900, respectively (Hodge 1986, 1988). The determination of LMC and SMC cluster parameters, particularly their ages, is fundamental to understand the structure and evolution of these galaxies. In this study we present the results obtained for 4 LMC and 2 SMC clusters (Table 1). The observations were carried out 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 $\approx 3600\text{-}7000 \text{ \AA}$, with an average dispersion in the observed region of $\approx 3.45 \text{ \AA/pixel}$. The reductions were performed with the IRAF software package.

2. Discussion on individual clusters

In this study we have estimated simultaneously age and foreground reddening values by comparing the continuum and the lines of the observed cluster spectra with those of template cluster spectra (Piatti et al. 2002, hereafter PBCSA; Santos et al. 1995, SBCPGD). A direct reddening-independent age estimate was first obtained from equivalent widths (EWs) of the Balmer lines using the calibration of Bica & Alloin (1986). The reddening corrections were performed using the Seaton's (1979) interstellar absorption law and adopting $R = A_V / E(B-V) = 3.00$. Table 1 shows the age and foreground reddening values obtained for the cluster sample. Column 3 gives the S/N ratios of the observed spectra.

The LMC cluster NGC 1887 had not been previously studied so that its reddening and age were determined here for the first time. The good S/N ratio of the observed spectrum allows an excellent comparison with the (45-75) Myr PBCSA's template, if it is previously corrected for $E(B-V) = 0.05$ (Figure 1, left). The template age is compatible with that indicated by the Balmer lines (Table 1). Yet, since some spectral lines of the observed spectrum are somewhat deeper than those of the template, we adopted for NGC 1887 an age of (70 ± 20) Myr (Table 1).

Table 1. Reddening and age determinations

Cluster	Galaxy	S/N	E(B-V)	Balmer Age (Myr)	Template Age (Myr)	Adopted Age (Myr)
NGC 1887	LMC	16	0.05	50	45-75	70 ± 20
SL 56	LMC	22	0.05	10-50	12-35	40 ± 20
SL 116	LMC	14	0.00	50-100	35-65	60 ± 20
SL 234	LMC	13	0.00	10-50	3-6	15 ± 10
WG 1	SMC	10	0.00	<10	3-5	<10
B 164	SMC	12	0.00	~ 10	3-6;12-40	10 ± 10

As far as we know, no previous data exist for the LMC cluster SL 56. Figure 1 (right) shows the integrated spectrum of this cluster, corrected for $E(B-V) = 0.05$, compared to the (12-35) Myr SBCPGD's template. A general resemblance between these two spectra is clearly visible. Note, however, that the chosen template covers a spectral region smaller than the observed spectrum. We have adopted an age of (40 ± 20) Myr for SL 56 because the Balmer lines in the cluster spectrum are slightly deeper than in the template.

As NGC 1887 and SL 56, the LMC cluster SL 116 had not been previously studied either. The solution for SL 116 yields an age of about 50 Myr by template match (Figure 2, left) and $E(B-V) = 0.00$. Although the (35-65) Myr SBCPGD's template has a small-

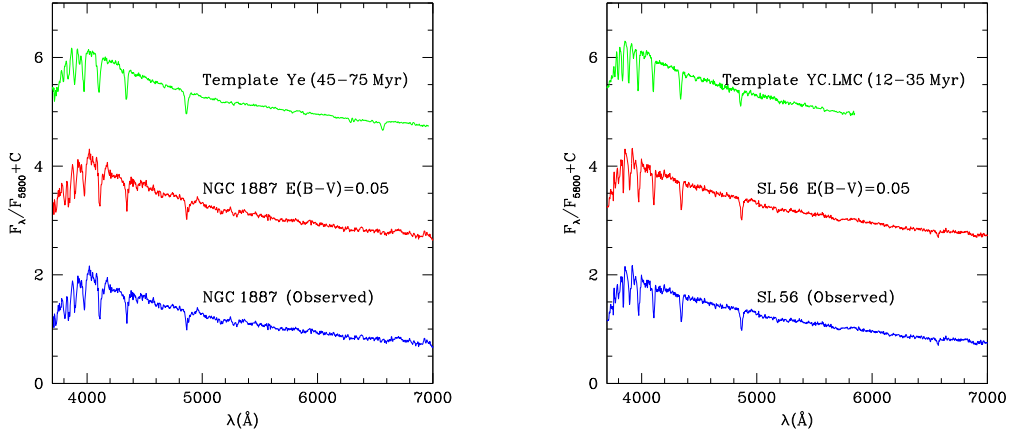


Figure 1. *Left*: observed spectrum of NGC 1887, the spectrum corrected for $E(B-V) = 0.05$ and the Ye PBCSA's template. *Right*: observed spectrum of SL 56, the spectrum corrected for $E(B-V) = 0.05$ and the YC.LMC SBCPGD's template.

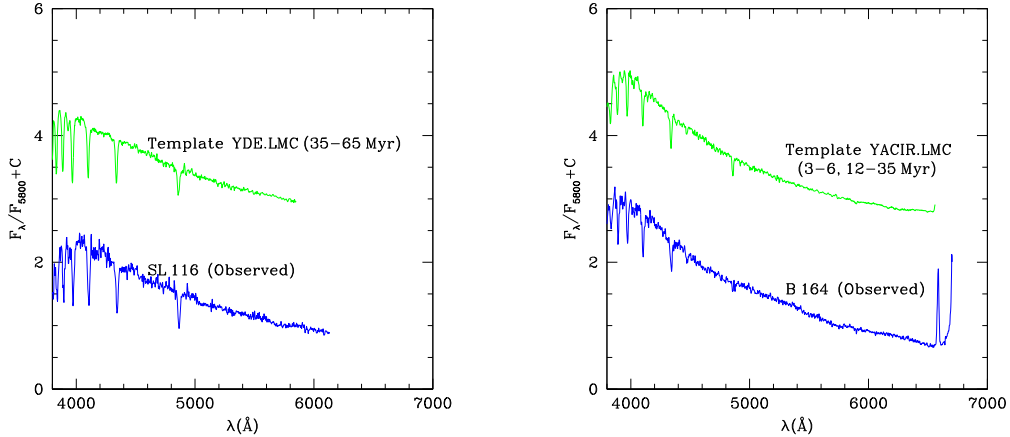


Figure 2. *Left*: observed spectrum of SL 116 and the YDE.LMC SBCPGD's template. *Right*: observed spectrum of B 164 and the combined (3-6) Myr and (12-35) Myr templates.

er spectral coverage than that of the cluster spectrum, the template age is compatible with that indicated by the Balmer lines (Table 1).

Alcaino & Liller (1987) performed photographic BVRI measurements of only 16 stars of the LMC cluster SL 234. Based on the best fits of theoretical isochrones, they tentatively derived $E(B-V) = 0.15$ and an age of (48 ± 20) Myr. This age is compatible with the SWBII type assigned by Bica et al. (1996) from integrated UBV photometry. The Balmer lines in the cluster spectrum indicate an age between 10 and 50 Myr. However, the best match is found for the (3-6) Myr SBCPGD's template, using $E(B-V) = 0.00$.

Since the spectral lines in SL 234 appear to be undoubtedly deeper than those in the template, it seems reasonable to adopt for SL 234 an older age of about 15 Myr (Table 1). According to the Balmer lines, the cluster spectrum should be compared with the (35-65) Myr SBCPGD's template. Nevertheless, this comparison does not seem possible due to the fact that the cluster appears to be bluer than this template, even without correcting the cluster spectrum for interstellar reddening.

WG1 is a faint SMC cluster first catalogued by Westerlund & Glaspey (1971). The low S/N ratio of the cluster spectrum (Table 1) makes it practically impossible to estimate an age from the Balmer lines. The best match is found for the (3-5) Myr YA_SG.LMC SBCPGD's template, using $E(B-V) = 0.00$. This template has a spectral coverage smaller than that of the cluster spectrum and is representative of stellar populations in which hot supergiants dominate the integrated light. The template was built by SBCPGD by combining the spectrum of an O8 supergiant reddened by $E(B-V) = 0.50$ with the YA.LMC SBCPGD's template. The integrated spectrum of WG1 suggests an age somewhat younger than 10 Myr.

The SMC cluster B 164 was first recognized by Bruck (1976). The integrated cluster spectrum shows H_α in emission and the H_β line scarcely visible. The EWs of the Balmer H_δ and H_γ lines indicate an age of about 10 Myr. The best match of the blue spectral region is found for the (3-6) Myr SBCPGD's template (Figure 2, right), while for $\lambda > 5800 \text{ \AA}$ the best comparison is achieved with the (12-35) Myr template from Bica et al. (1990). No reddening correction was necessary in either case.

References

- Alcaino, G., & Liller, W. 1987, *AJ*, 94, 372
Bica, E., & Alloin, D. 1986, *A&AS*, 66, 171
Bica, E., Alloin, D., Santos Jr., J.F.C. 1990, *A&A*, 235, 103
Bica, E., Clariá, J.J., Dottori, H., Santos Jr., J.F.C., Piatti, A.E. 1996, *ApJS*, 102, 57
Bruck, M.T. 1976, *Occasional Reports Royal Obs.*, 1, 1
Hodge, P.W. 1986, *PASP*, 98, 113
Hodge, P.W. 1988, *PASP*, 100, 1051
Piatti, A.E., Bica, E., Clariá, J.J., Santos Jr., J.F.C., Ahumada, A.V. 2002, *MNRAS*, 335, 233 (PBCSA)
Santos Jr., J.F.C., Bica, E., Clariá, J.J., Piatti, A.E., Girardi, L., Dottori, H. 1995, *MNRAS*, 276, 1155 (SBCPGD)
Seaton, M.J. 1979, *MNRAS*, 187, 73
Westerlund, B.E., Glaspey, J. 1971 *A&A*, 10, 1

POSTER PAPER

Stellar populations in Seyfert nuclei

L. R. Vega Neme, R. Cid Fernandes, N. Vale Asari, A. Garcia-Rissmann, H.

Schmitt, R. González Delgado, T. Storchi-Bergman

(1) *Observatorio Astronómico Córdoba (OAC)*

(2) *Universidade Federal de Santa Catarina (UFSC)*

(3) *Laboratório Nacional de Astrofísica (LNA)*

(4) *Remote Sensing Division (RSD)*

(5) *Instituto de Astrofísica de Andalucía (IAA)*

(6) *Universidade Federal de Rio Grande do Sul (UFRGS)*

Abstract. We analyse the main results from the study of Nuclear Stellar Populations in galaxies with Seyfert nuclei. From the kinematical point of view, we found for Seyfert 2 that the gas clouds are at least partly dominated by virial motions in the host galaxy's bulge. In Seyfert 1, the equivalent widths of the calcium triplet in $8498.02, 8542.09, 8662.14 \text{ \AA}$ and that of the emission lines tend to be diluted due to the non-stellar continuum, while for Seyfert 2 there is no sign of dilution.

Resumen. Analizamos los principales resultados de un estudio de las Poblaciones Estelares Nucleares en galaxias con actividad Seyfert. Desde el punto de vista cinemático, encontramos que el gas de la región de líneas angostas de las Seyfert 2 se encuentra parcialmente dominado por movimientos viriales en el bulbo de la galaxia. En las Seyfert 1, los anchos equivalentes de las líneas estelares del triplete del Calcio en $8498.02, 8542.09, 8662.14 \text{ \AA}$ (WCaT) y las de las líneas de emisión se encuentran diluídas.

1. The Calcium Triplet in NIR

Fifteen years ago, Terlevich, Díaz & Terlevich (1990) carried out the first systematic study of the $\lambda\lambda$ 8498.02, 8542.09 and 8662.14 absorption lines of the CaII ion (CaT) in AGN. They found that the CaT equivalent width (WCaT) was remarkably similar in Seyfert 2 and normal nuclei, implying that the underlying non-stellar featureless continuum is not featureless at all or disappears between optical and NIR. Since then, the existence of starburst around Seyfert 2 nuclei has been established (Cid Fernandes & Terlevich, 1995), but it is not yet clear if CaT is produced by this starburst or due to an older stellar population of the bulge. Nonetheless, the main utility of CaT nowadays is to measure stellar velocity dispersions (σ_*) in AGN, approach followed by Nelson & Whittle (1995); the correlation between black hole mass (M_{BH}) and σ_* (Ferrarese & Merrit, 2000) brought renewed interest in this kind of work.

2. Stellar Kinematics

In a recent paper (Garcia-Rissmann et al, 2005) we presented an atlas of CaT spectra of nearby AGN, most of them Seyfert 2. By means of a Direct Fitting Method (using the STARLIGHT code, see Cid Fernandes et al, 2004) we measured the stellar velocity dispersions (σ_*) (Figure 1) and obtained a good agreement with some values found in the literature.

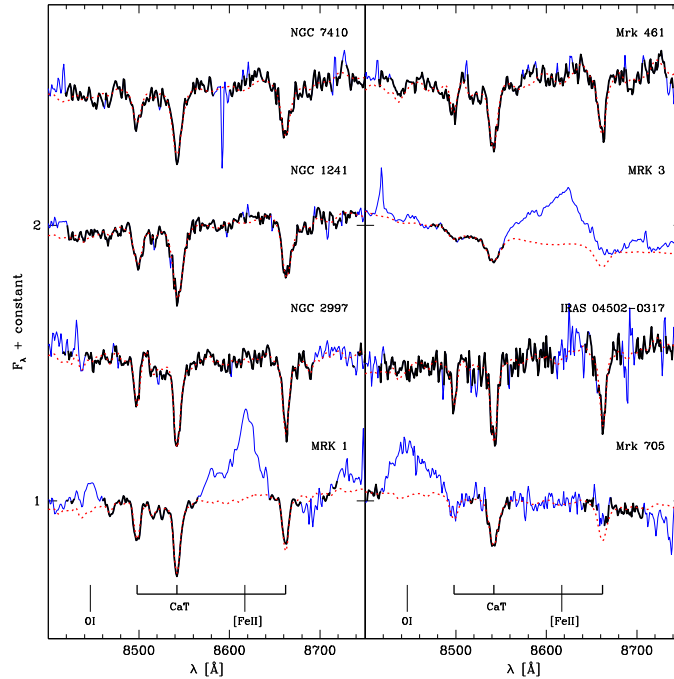


Figure 1. Direct Fitting Method applied to nuclear Seyfert 2 spectra in the CaT range: black, observed; blue, masked regions; red, fitted.

3. Nature of Seyfert 2 Nuclei

We used CaT and CaK for stellar populations studies. WCaT is very similar for Seyfert 2 and normal galaxies. In Seyfert 1 the lower values very likely correspond to dilution by a non stellar continuum, while in Starburst the little dilution is due to a young stellar population. While CaT is not so useful to discriminate stellar populations, it has proved to be a good power-law indicator (Vega Neme, 2004). We also investigated the Seyfert nature in a WCaT vs WCaK plane (Figure 2). Using the Bruzual & Charlot (BC) models, we corroborated that the observed values are well fitted by stellar models, and not by a simple combination of an old stellar population plus power-law continuum. Details of these results can be found in a forthcoming paper. Spatial variations of WCaT were also obtained (Figure 3). Although our spatial resolution does not allows very detailed studies, we see no dilution in WCaT for Seyfert 2 nuclei, in contrast to the dilution in the WCaK for the same objects.

4. Conclusions

a) We measured stellar velocity dispersions in the nuclear regions of 78 galactic nuclei (43 Seyfert 2 and 26 Seyfert 1) by a direct fitting method. For AGN in common with the literature, our estimates agree at a level of ~ 20 km/s rms.

b) We obtained CaT equivalent width (WCaT) over the synthetic spectra: WCaT in Seyfert 2 and normal galaxies are concentrated around ~ 6 to 8 \AA , while Seyfert 1 tend to have lower values, most likely due to dilution by a non stellar continuum. We proved that WCaK is a very

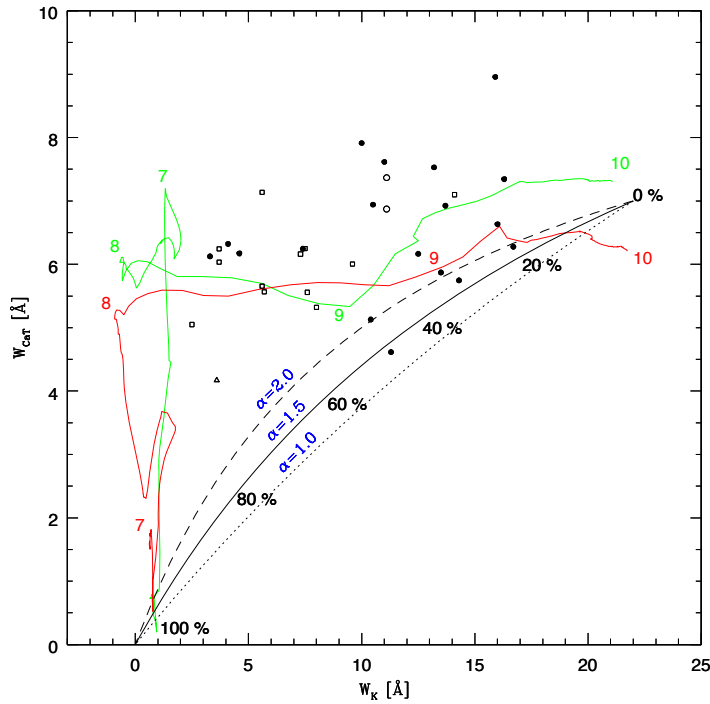


Figura 2. Behaviour of WCaT vs WCaK for Seyfert nuclei. Green ($z=z_{\odot}$) and red ($z=2z_{\odot}$) lines are BC models. Black lines are power-law (in percentage, computed for different spectral index) plus an old population.

good age tracer for simple stellar populations, for all metallicities. The observed behaviour of WCaT and WCaT is consistent with that derived from simple stellar populations models. We also corroborated that CaT in Seyfert 2 is not diluted even when CaK is, indicating that a power-law continuum (if present) in the optical does not extend to NIR.

c) As a future step, we can use σ_* to study the activity of AGN, through the black hole mass- σ_* relation. We also emphasize the use of σ_* as a diagnostic of stellar populations and starburst, through the stellar mass and mass-to-light ratio. This is particularly important for Seyfert 1 nuclei, for which other stellar population diagnostic tools fail.

References

- Cid Fernandes, R. & Terlevich, R. (1995) MNRAS, 272, 423
 Cid Fernandes R. et al (2004) MNRAS, 355, 273
 Ferrarese, L. & Merrit, D. (2000) ApJ, 539, L9
 Garcia Rissmann, A. et al. (2005) MNRAS, 359, 765
 Nelson, C. & Whittle, M. (1995) ApJS, 99, 67
 Terlevich, E., Díaz, A. & Terlevich, R. (1990) MNRAS, 242, 285

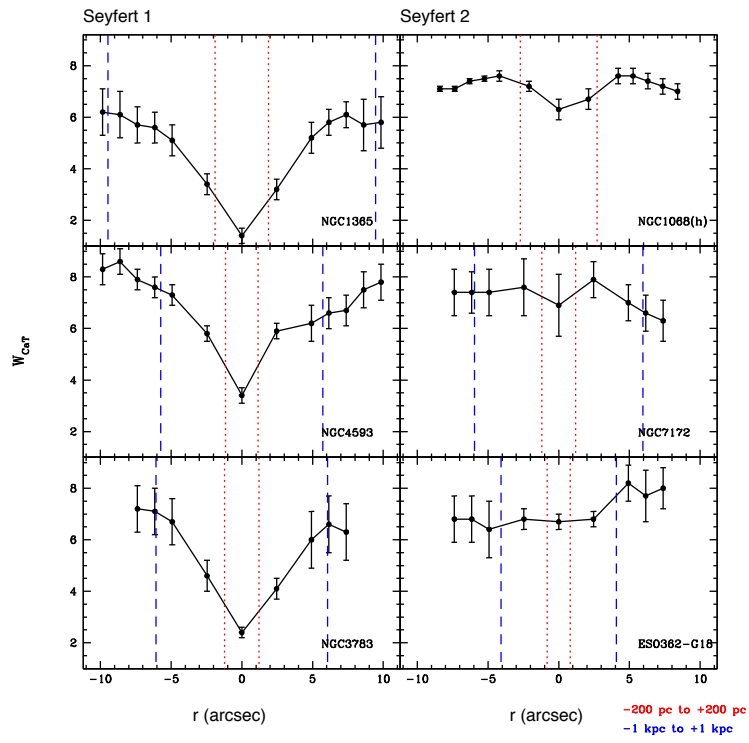


Figura 3. Spatial (nuclear) Variations of CaT equivalent width.

Vega Neme, L. (2004) Disertação de Mestrado (UFSC)

Vega Neme, L. et al. 2006, in preparation

RESUMEN

La función de correlación cruzada cúmulo-galaxia como herramienta cosmológica

A. G. Sánchez & D. G. Lambas

Grupo de Investigaciones en Astronomía Teórica y Experimental - OAC - UNC

Abstract. We present a theoretical description of the two-point halo-mass and cluster-galaxy cross-correlation functions in the context of the halo model. Our predictions show a good agreement with the results of N-body numerical simulations. In particular, our model is able to explain the observed anti-bias in small scales between the galaxy and matter distributions around clusters. We also analyze the information contained in this statistic in different scales and its importance for the analysis of cosmological problems like the study of the galaxy density profile or the determination of new constraints on the values of cosmological parameters.

Resumen. En este trabajo se presenta una descripción teórica de las funciones de correlación cruzada halo-masa y cúmulo-galaxia en el marco del modelo de halos. Las mismas muestran un buen acuerdo con los resultados de simulaciones numéricas. En particular, el modelo es capaz de dar una explicación teórica del anti-bias observado en pequeña escala entre las distribuciones de galaxias y materia alrededor de cúmulos. Se analiza además la información contenida en esta estadística en diversas escalas y su importancia para el análisis de problemas cosmológicos tales como el estudio del perfil de densidad de galaxias en cúmulos o la obtención de nuevas cotas en los valores de los parámetros cosmológicos.

Parte V
Astrofísica de Altas Energías

INVITED PAPER

Origins of X-ray outbursts in Be/X-ray binaries

A. T. Okazaki

*Faculty of Engineering, Hokkai-Gakuen University, Toyohira-ku, Sapporo
062-8605, Japan*

Abstract. The Be/X-ray binaries represent the largest subclass of high-mass X-ray binaries. These systems consist of a neutron star and a Be star in wide and eccentric orbits. Most of the Be/X-ray binaries show only transient activity in X-rays: periodical (Type I) outbursts separated by the orbital period and giant (Type II) outbursts, which show no orbital modulation. In some systems, Type I outbursts are seen only before and/or after a Type II outburst. Results from recent numerical simulations suggest that regular Type I X-ray outbursts are the phenomenon most likely seen in highly eccentric systems with small misalignment angles between the Be disk and the orbital plane. The accretion rate in low-eccentricity systems is normally too low to cause X-ray outbursts. On the other hand, the origin of Type II outbursts is not clear. Long-term, multi-wavelength observations of a few Be/X-ray binaries have revealed that strong disturbances in the Be disk trigger Type II outbursts (and transient Type I outbursts before and/or after them). Possible mechanisms that cause strong disturbances in the Be disk and subsequent large mass supply to the neutron star are briefly discussed.

Resumen. Las estrellas binarias Be de rayos X representan la mayor subclase de binarias de rayos X de alta masa. Estos sistemas consisten de una estrella de neutrones y una estrella Be en órbitas amplias y excéntricas. La mayoría de estas binarias muestran sólo actividad transitoria en rayos X: erupciones periódicas (Tipo I) separadas por el período orbital y erupciones gigantes (Tipo II), sin modulación orbital. En algunos sistemas, las erupciones de Tipo I sólo se ven antes o/y después de una erupción de Tipo II. Simulaciones numéricas recientes sugieren que erupciones en rayos X regulares de Tipo I son un fenómeno más probable en sistemas altamente excéntricos con pequeño desalineamiento angular entre el disco de la estrella Be y el plano orbital. La tasa de acreción en sistemas de baja eccentricidad es normalmente demasiado baja como para causar erupciones en rayos X. Por otro lado, el origen de los estallidos en X no está claro. Extensas observaciones multispectrales de unas pocas binarias de rayos X con estrellas Be, han revelado que perturbaciones intensas en el disco de las Be desencadena erupciones de Tipo II (y erupciones de Tipo I transitorias antes o/y después de ellas). Se discuten brevemente posibles mecanismos que causen perturbaciones fuertes en el disco de las Be y el subsecuente gran aporte de masa a la estrella de neutrones.

1. Introduction

Be/X-ray binaries comprise the largest sub-class of high mass X-ray binaries. More than 2/3 of the identified systems fall into this category. A Be/X-ray binary, in general, consists of a Be star and a neutron star. The orbit is wide ($10 \text{ d} \lesssim P_{\text{orb}} \lesssim 300 \text{ d}$) and eccentric ($0.1 \lesssim e \lesssim 0.9$). Most systems show only transient X-ray activity. There are three types of X-ray activity: periodical (Type I) outbursts ($L_X \sim 10^{36-37} \text{ ergs}^{-1}$), which are separated by the orbital period, giant (Type II) outbursts ($L_X \gtrsim 10^{37} \text{ ergs}^{-1}$), which show no clear orbital modulation, and low-luminosity, persistent X-ray emission ($L_X \lesssim 10^{34} \text{ ergs}^{-1}$) (Stella et al. 1986; Negueruela

et al. 1998). Here L_X is the X-ray luminosity. For a more detailed review of X-ray activity of Be/X-ray binaries, see, e.g., Ziolkowski (2002).

Be stars are non-supergiant early-type (late O - early A) stars, which show, or at some time showed, the H α line in emission. A Be star has a two-component envelope, a polar wind and an equatorial disk. The former consists of a low-density, fast ($\sim 10^3$ km s $^{-1}$) outflow emitting UV radiation, while the latter consists of a cool ($\sim 10^4$ K) high-density plasma, from which the optical emission lines and the IR excess arise.

The complicated outburst features in Be/X-ray binaries imply a complicated interaction between the Be disk and the neutron star. It is thus essential to have a valid model for the Be disk in order to understand the origins of X-ray outbursts in Be/X-ray binaries. Therefore, in this paper, we first describe a model for Be disks in Be/X-ray binaries, and then discuss the origins of Type I and Type II X-ray outbursts.

2. Truncation of viscous decretion disks in Be/X-ray binaries

2.1. Viscous decretion disk model for Be stars

Recent study of Be stars has established that Be disks are geometrically-thin, nearly-Keplerian disks with little radial flows (see Porter & Rivinius 2003 for a recent review). The time-scale of disk formation and dispersal ranges from a few years to a decade. The viscous decretion disk model proposed by Lee et al. (1991) explains many observed features and is getting accepted widely. In this model, disk formation is a result of viscous diffusion of material ejected at the Keplerian rotation speed from the equatorial surface of the star. The mechanism for mass ejection remains unknown.

2.2. Tidal truncation of Be disks in Be/X-ray binaries

Reig et al. (1997) found that there is a strong positive correlation between the orbital period and the maximum equivalent width of H α ever observed in a system. Given that the latter is a measure of the maximum disk size around the Be star in the system, this correlation indicates that the size of the Be disk in Be/X-ray binaries is limited by the presence of the neutron star and that the disk can become larger in longer period systems. Moreover, Zamanov et al. (2001) found that the surface density of Be disks in Be/X-ray binaries is about twice as dense as in isolated Be stars.

These correlations are naturally, though qualitatively, explained in the framework of the viscous decretion disk model. Following the formulation on companion-disk interaction by Artymowicz & Lubow (1994) and comparing the viscous torques, which provide angular momentum to the disk (Lin & Papaloizou 1986), and resonant torques by the companion, which remove angular momentum from the disk (Goldreich & Tremaine 1979, 1980), Negueruela & Okazaki (2001) found that the Be disk in the Be/X-ray binary 4U 0115+63 is likely truncated at the radius where the 4:1 commensurability occurs between the angular frequency of disk particles and orbital angular frequency. Applying the same method to seven particular systems for which orbital parameters are known, Okazaki & Negueruela (2001) also showed that the truncated disk size is smaller than the periastron distance as long as the Shakura-Sunyaev's viscosity parameter satisfies $\alpha \ll 1$. Results from numerical simulations by Okazaki et al. (2002) also confirmed these semi-analytical results. Moreover, Okazaki et al. (2002) showed that the disk density in the truncated Be disk increases more rapidly than that for isolated Be stars, which is consistent with Zamanov et al. (2001).

2.3. Numerical simulations of Be disk truncation

Numerical model We use a three dimensional, Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) code, in which the Be disk is modeled by an ensemble of gas particles of negligible masses and the Be star and the neutron star by two sink particles with corresponding masses (Okazaki

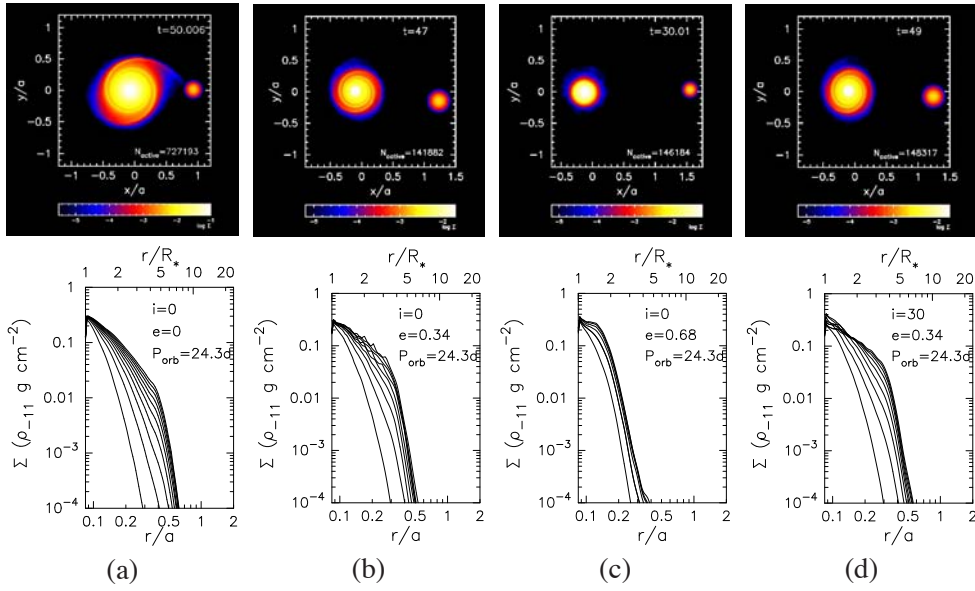


Figure 1. Surface density distribution (upper panels) and evolution (lower panels) of the Be decretion disk for (a) $e = 0$ and $i = 0^\circ$, (b) $e = 0.34$ and $i = 0^\circ$, (c) $e = 0.68$ and $i = 0^\circ$, and (d) $e = 0.34$ and $i = 30^\circ$ about the y -axis, where i is the initial angle between the mid-plane of the Be disk and the orbital plane. In the lower panels, the time interval between adjacent contours is $5P_{\text{orb}}$, where P_{orb} is fixed at 24.3 days in these simulations. $\rho_{-11} = \rho_0/10^{-11} \text{ g cm}^{-3}$, where ρ_0 is the base density of the disk.

et al. 2002; see also Bate et al. 1995). Gas particles which fall within a specified accretion radius are accreted by the sink particle. Throughout the paper, we assume that the Be star has the accretion radius of R_* , where R_* is the radius of the Be star. For the neutron star, we adopt a variable accretion radius in this section, which is slightly smaller than the Roche lobe radius. For simplicity, we assume that the Be disk is isothermal at the temperature of half the effective temperature of the Be star and have the viscosity parameter $\alpha = 0.1$. The orbital period P_{orb} is fixed at 24.3 days in the simulation shown in this section. We set the binary orbit on the x - z plane with the major axis along the x -axis. At $t = 0$, the neutron star is at the apastron. The mass ejection mechanism from the Be star is modeled by constant injection of gas particles at a radius just outside the equatorial surface. As the Be star, we take a B0V star of $M_* = 18M_\odot$, $R_* = 8R_\odot$, and $T_{\text{eff}} = 26,000 \text{ K}$. For the neutron star, we take $M_X = 1.4M_\odot$ and $R_X = 10^6 \text{ cm}$.

Coplanar systems Figure 1 shows how the tidal/resonant truncation works on the Be disk in systems with different orbital parameters. The upper panels show the surface density distribution of the truncated decretion disk around the Be star at a time when the neutron star is at apastron, while the lower panels show the surface density evolution. Panels (a)-(c) are for coplanar systems with orbital eccentricities $e = 0$, $e = 0.34$, and $e = 0.68$, respectively. As shown in panels (a)-(c), the coplanar decretion disk around the Be star is truncated at a radius smaller than the periastron distance for a wide range of eccentricity. The tidal/resonant truncation works unless a system has an extremely high eccentricity ($e \gtrsim 0.8$). The truncation is most efficient for the circular binary and becomes less efficient for a higher eccentricity.

Misaligned systems Figure 1(d) shows the surface density evolution of the Be disk in a misaligned system with $e = 0.34$, where the Be disk is inclined from the orbital plane by 30°

about the y -axis. Note that the resonant truncation works in this misaligned system as it does in coplanar systems. For a higher misalignment angle i , however, the truncation is less efficient. Little truncation is seen for $i > 60^\circ$.

3. Origin of Type I X-ray outbursts

As mentioned above, the Type I X-ray outbursts are relatively-small, periodic outbursts of $L_X \sim 10^{36-37} \text{ erg s}^{-1}$, which last days to weeks and are separated by the orbital period. Few low- to moderate-eccentricity systems regularly show Type I outbursts, but some of them sometimes temporarily exhibit Type I's before and/or after a Type II (giant) outburst.

Previous models for the Type I X-ray outbursts assumed a large Be disk so that the neutron star can accrete gas when it passes through the disk near periastron. As seen in the previous section, however, such models do not work in general, because the Be disk is truncated at a radius smaller than the periastron separation, except in systems with very high orbital eccentricities and/or high misalignment angles.

Given the viscous decretion disk model explains many observed features of Be stars, it is important to test whether this framework also works for the Type I X-ray outbursts. For this purpose, we study below the effect of orbital parameters on the accretion rate onto the neutron star.

The numerical model adopted in this section is the same as that in the previous section, except for the following features and assumptions: The accretion radius of the neutron star is fixed to be $5 \times 10^{-3} a$ with a being the semi-major axis. The accretion flow is modeled by an ensemble of gas particles of negligible masses, as is the Be disk. For simplicity, it is assumed to be isothermal at the same temperature as the Be disk. The orbital period is also a parameter in this section.

3.1. Type I outbursts in systems with low- to moderate-eccentricities

Systems with low eccentricities As shown in Fig. 1, the lower the orbital eccentricity, the more efficient the tidal truncation. It is thus expected the odds are strongly against low-eccentricity systems. In fact, the phase-averaged mass-transfer rates to the neutron star in the simulations shown in Fig. 1(a)-(c) are $\sim 8 \times 10^{-12} \rho_{-11} M_\odot \text{ yr}^{-1}$, $\sim 2 \times 10^{-11} \rho_{-11} M_\odot \text{ yr}^{-1}$, and $\sim 9 \times 10^{-11} \rho_{-11} M_\odot \text{ yr}^{-1}$, respectively (peak mass-transfer rates for $e \neq 0$ cases are about one order of magnitude higher than these averaged values). If all transferred material accretes onto the neutron star, it causes only an X-ray luminosity of $L_X \lesssim 10^{35} \rho_{-11} \text{ erg s}^{-1}$ for circular binaries, which falls far below an observed luminosity range of Type I outbursts. Therefore, we expect that low-eccentricity systems show no Type I X-ray outbursts in normal conditions and that they will exhibit transient Type I's only when the Be disk is very dense and/or strongly disturbed.

Systems with moderate eccentricities Okazaki & Negueruela (2001) discussed that the X-ray behavior of moderately eccentric Be/X-ray binaries depends on rather subtle details of system parameters. Systems with the Be disk truncated in the vicinity of the critical lobe will frequently exhibit Type I X-ray outbursts after periastron passage, whereas those with the Be disk significantly smaller than the critical lobe will normally show no periodic outburst.

In spite of this subtlety, it is still interesting to study individual systems. Recently, Hayasaki & Okazaki (2004, 2005, 2006) numerically studied the accretion flow around the neutron star in a Be/X-ray binary with a short period ($P_{\text{orb}} = 24.3 \text{ d}$) and a moderate eccentricity ($e = 0.34$). These orbital parameters were taken to model 4U 0115+63, one of the best studied Be/X-ray binaries. They found that the peak accretion rate onto the neutron star in this particular system is much lower than the observed luminosity range of Type I X-ray outbursts. This explains the normal X-ray inactivity of 4U 0115+63. They also found that a persistent accretion disk is formed and grows secularly towards a quasi-equilibrium state. This suggests that Be/X-ray

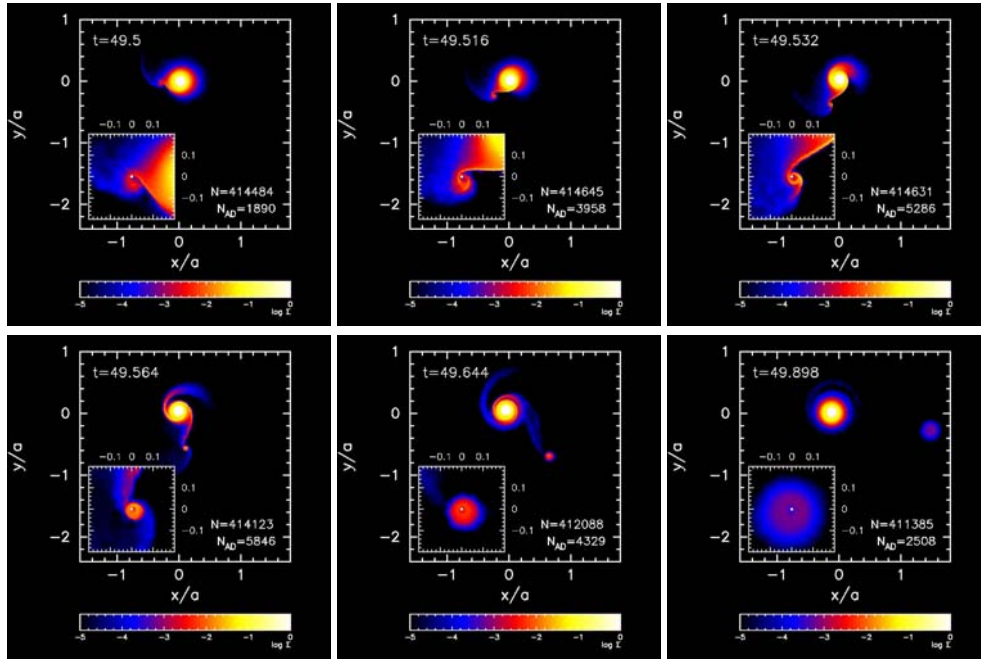


Figure 2. Snapshots of the accretion disk formation in a coplanar system with $P_{\text{orb}} = 24.3$ d and $e = 0.68$, which cover $\sim 0.5 P_{\text{orb}}$ after a periastron passage. Each panel shows the surface density in a range of 3.5 orders of magnitude in the logarithmic scale. The bright spot near the origin is the Be star. At the first panel ($t = 49.5 P_{\text{orb}}$), the neutron star is at the periastron. The inset gives a close-up of the accretion disk around the neutron star, of which the accretion radius is $5 \times 10^{-3} a$.

binaries with moderate orbital eccentricities have a persistent accretion disk around the neutron star, even if they are in a quiescent state.

3.2. Type I outbursts in systems with high eccentricities

As discussed above, the accretion rate onto the neutron star is expected to be high in systems with high orbital eccentricities. In order to study the effect of the orbital parameters on the accretion rate, we have run three simulations for highly eccentric systems with different orbital periods P_{orb} and misalignment angles i . In these simulations, the eccentricity e was fixed at 0.68.

Coplanar systems Figure 2 gives snapshots of the formation of a transient accretion disk in a coplanar system with $P_{\text{orb}} = 24.3$ d, $e = 0.68$, and $i = 0$. At periastron, the material in the outermost part of the Be disk is transferred to the neutron star for a short period of time, and an accretion disk is formed. The most of the material transferred from the Be disk accretes onto the neutron star by the next periastron passage. Thus, the accretion disk in this highly eccentric system is transient, unlike those in moderately eccentric systems.

The orbital-phase dependence of the accretion rate in this short-period, highly eccentric system is shown in Fig. 3(a). The periastron passage of the neutron star is denoted by the vertical dashed line. The right axis shows the X-ray luminosity L_X given by $L_X = GM_X \dot{M}_{\text{acc}} / R_X$. Note that

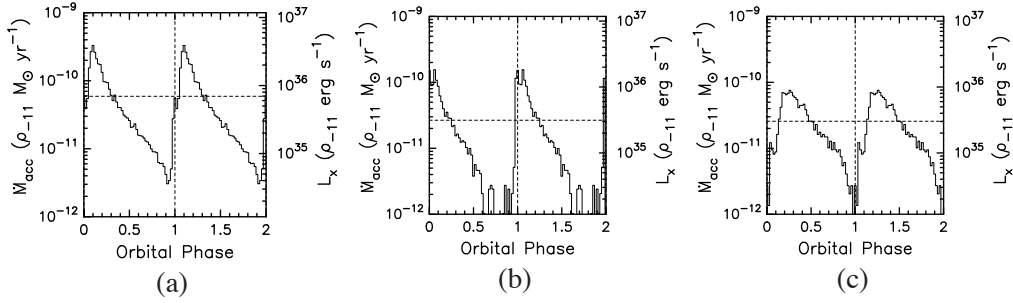


Figure 3. Orbital-phase dependence of the accretion rate for (a) $P_{\text{orb}} = 24.3$ d, $e = 0.68$, and $i = 0^\circ$, (b) $P_{\text{orb}} = 100$ d, $e = 0.68$, and $i = 0^\circ$, and (c) $P_{\text{orb}} = 24.3$ d, $e = 0.68$, and $i = 30^\circ$ about the y -axis, where i is the angle between the mid-plane of the Be disk and the orbital plane. To reduce the fluctuation noise, the data is folded on the orbital period over $5P_{\text{orb}}$ in panels (a) and (b) and $3P_{\text{orb}}$ in panel (c). The periastron passage of the neutron star, which occurs at phase 0, is denoted by the vertical dashed line. The right axis shows the X-ray luminosity L_X given by $L_X = GM_X \dot{M}_{\text{acc}} / R_X$.

the peak X-ray luminosity ($\sim 5 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$) corresponding to the peak accretion rate of $\sim 4 \times 10^{-10} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ falls within the observed luminosity range of Type I X-ray outbursts.

Fig. 3(b) shows the orbital-phase dependence of the accretion rate for a long-period, coplanar system with $P_{\text{orb}} = 100$ d, $e = 0.68$, and $i = 0$. In this simulation, the X-ray luminosity corresponding to the peak accretion rate ($\sim 2 \times 10^{-10} M_\odot \text{ yr}^{-1}$) is $\sim 2 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$, which also falls within the observed luminosity range of Type I outbursts.

Misaligned systems In order to study the effect of the misalignment angle on the accretion rate, we have run a simulation for $P_{\text{orb}} = 24.3$ d, $e = 0.68$ and $i = 30^\circ$ about y -axis. As mentioned in the previous section, the inclined Be disk is resonantly truncated as in coplanar systems. Interestingly, an accretion disk in this misaligned system is inclined from the orbital plane with an angle different from that of the Be disk.

Figure 3(c) shows the phase dependence of the accretion rate in this misaligned system. In this simulation, the X-ray luminosity corresponding to the peak accretion rate ($\sim 8 \times 10^{-11} M_\odot \text{ yr}^{-1}$) is $\sim 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$, which barely enters the observed luminosity range of Type I X-ray outbursts. Since the accretion rate is lower for higher i , systems with large misalignment angles ($\gg 30^\circ$) are unlikely to exhibit Type I X-ray outbursts in normal conditions.

4. Origin of Type II X-ray outbursts

Type II X-ray outbursts are giant outbursts, which last weeks to months without showing any clear orbital modulation. The peak X-ray luminosity ($L_X \gtrsim 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$) reaches a significant fraction of the Eddington luminosity. Recent observational studies, particularly long-term, multi-wavelength monitoring observations, have revealed that Type II outbursts are connected with strong disturbances in fully developed Be disks. The Be disk is often lost or becomes significantly faint after a Type II outburst.

Unfortunately, no theoretical work on Type II outbursts is available in the framework of the truncated decretion disk model. Below we first summarize the results from long-term, optical and IR monitoring observations of two best-studied systems, 4U 0115+63 and A 0535+26, and then discuss possible scenarios for Type II X-ray outbursts.

4.1. Observed long-term behaviors

4U 0115+63 Analyzing multi-wavelength, long-term monitoring observations of V635 Cas, a B0.2Ve star in 4U 0115+63 ($P_{\text{orb}} = 24.3$ d and $e = 0.34$), Negueruela et al. (2001) found that the Be star of this system showed quasi-periodic (~ 3 -5 years) cycles of disk formation, growth, and loss. Most remarkably, the H α line profile, which is usually double-peaked, became single-peaked before Type II outbursts, and this single-peaked profile was sometimes followed by the shell profile. Since the line shape is considered to reflect the inclination of the disk with respect to the line of sight, this drastic change in the line shape indicates that the Be disk was warped and precessed (Negueruela et al. 2001). After a couple of Type II outbursts, the disk emission became faint.

A 0535+26 Using a 15-year data set of optical spectra and IR photometry of the OIII9.7e star HDE 245770 in A 0535+26 ($P_{\text{orb}} = 110.3$ d and $e = 0.47$), Haigh et al. (2004) found that quasi-cyclic (~ 1500 days) change of quantized, IR excess flux states, which corresponds to the growth and dissipation of the Be disk. They associated a series of Type I and II outbursts during 1993-1994 with the reduction of the truncation radius from the 5:1 to the 6:1 and interpreted that the outbursts are due to the accretion of material previously resident between the 5:1 and 6:1 resonance radii.

Moreover, based on an optical, IR, and X-ray monitoring data, which covered ~ 10 years of quiescence state and the 2005 Type II outburst, Coe et al. (2006) found that the Be disk in A 0535+26 continued to grow as the outburst progressed, unlike the 1994 outbursts which occurred during the decline phase of the Be disk. The size of the Be disk shortly after the 2005 outburst was still very large, extending beyond the point of periastron passage. Coe et al. (2006) interpreted that the 2005 Type II outbursts was caused by the passage of the neutron star through the Be disk around the periastron.

4.2. Possible scenarios for Type II outbursts

Based on the long-term behaviors of the Be disk in 4U 0115+63, Negueruela et al. (2001) proposed the following scenario for Type II outbursts and Be disk evolution.

After a disk loss episode, the disk is reformed by viscous decretion of material ejected from the Be star. As the disk grows, the emission from the disk increases. Because of the tidal truncation, the density of the Be disk increases more rapidly than that of isolated Be stars. The outer part of the Be disk, which was optically thin in quiescence, finally becomes optically thick. At this point, the disk becomes unstable to radiation-driven warping (Pringle 1996; see also Porter 1998) and begins to be warped and precess. As the warped disk precesses, the line profile changes its shape. The warped region of the disk is likely to have a strong interaction with the fast stellar wind and the stellar irradiation. This will strongly deform and elongate the disk outer part, from which a large amount of gas will fall onto the neutron star to cause a Type II X-ray outburst. Losing a large amount of gas, the Be disk becomes faint.

Note that this warped disk scenario for 4U 0115+63 is also consistent with the Be disk behavior during the 2005 Type II outburst in A 0535+26. The large disk interpretation by Coe et al. (2006) comes from a large H α equivalent width taken shortly after the outburst. If the Be disk changed its orientation, however, another interpretation is possible that the Be disk was warped and as a result the inclination angle decreased with respect to the line of sight. The fact that no quantized change of the IR excess flux states was seen associated with this outburst is also consistent with the warped disk interpretation.

The warped disk scenario, however, does not seem to work for the 1994 outburst in the same system. The quantized change of disk states found by Haigh et al. (2004) suggests that the disk orientation was stable during a period covering the outburst. The difference in global disk behaviors for two Type II outbursts in A 0535+26 suggests that there are more than one mechanisms that lead to Type II outbursts. Global $m = 1$ density waves are a possible candidate, although there is no observational evidence for strongly elongated Be disks before/during Type II out-

bursts. Obviously, more monitoring observations including high-resolution optical spectra as well as theoretical work including numerical simulations are required for better understanding of the origin of Type II X-ray outbursts.

5. Conclusions

We have discussed the origins of periodic (Type I) and giant (Type II) X-ray outbursts in Be/X-ray binaries, based on the recent progress in the study of interactions in these systems, particularly on the results from numerical simulations and long-term, multi-wavelength monitoring observations. All discussions made in this paper are based on the truncated decretion disk model for Be stars, which naturally explains many observational features of Be/X-ray binaries. Due to the tidal/resonant truncation of the Be disk, the accretion rate onto the neutron star in Be/X-ray binaries is sensitive to the orbital eccentricity. Results from numerical simulations suggest that regular Type I X-ray outbursts are the phenomenon most likely seen in highly eccentric systems with small misalignment angles between the Be disk and the orbital plane. Low-eccentricity systems have too low accretion rates to exhibit X-ray outbursts in normal conditions. These systems will show transient Type I outbursts only when the Be disk is very dense and/or strongly disturbed.

In contrast, the origin of Type II X-ray outbursts is not clear, although recent long-term, multi-wavelength observations of a few well-studied systems have revealed that strong disturbances in the Be disk, e.g., disk warping, trigger Type II outbursts and transient Type I outbursts associated with them. Obviously, more observational study and theoretical work are required to understand the mechanisms that cause strong disturbances in the Be disk and subsequent large mass supply to the neutron star.

Acknowledgments. The author thanks Facultad de Ciencias Astronomicas y Geofisicas, Universidad de La Plata, Argentina for the warm hospitality. The simulations reported here were carried out on SGI Origin 3800 at the UK Astrophysical Fluids Facility (UKAFF), HITACHI SR11000 at Hokkaido University Information Initiative Center, and SGI Origin 3000 at Yukawa Institute of Theoretical Physics, Kyoto University. This work was supported in part by Grant-in-Aid for Scientific Research (16540218) of Japan Society for the Promotion of Science.

References

- Artymowicz, P. & Lubow, S. H. 1994, *ApJ*, 421, 651
Bate, M. R., Bonnell, I. A. & Price, N. M. 1995, *MNRAS*, 285, 33
Coe, M. J., Reig, P., McBride, V. A., Galache, J. L. & Fabregat, J. 2006, *MNRAS*, 368, 447.
Goldreich, P. & Tremaine, S. 1979, *ApJ*, 233, 857
Goldreich, P. & Tremaine, S. 1979, *ApJ*, 241, 425
Haigh, N. J., Coe, M. J. & Fabregat, J. 2004, *MNRAS*, 350, 1457
Hayasaki, K. & Okazaki, A. T. 2004, *MNRAS*, 350, 971
Hayasaki, K. & Okazaki, A. T. 2005, *MNRAS Letters*, 360, L15
Hayasaki, K. & Okazaki, A. T. 2006, *MNRAS*, 372, 1140
Lee, U., Saio, H. & Osaki, Y. 1991, *MNRAS*, 250, 432
Lin, D.Ñ. C. & Papaloizou, J. 1986, *ApJ*, 307, 395
Negueruela, I., Reig, P., Coe, M.J. & Fabregat, J. 1998, *A&A*, 336, 251
Negueruela, I. & Okazaki, A. T. 2001, *A&A*, 369, 108
Negueruela I., Okazaki A.T., Fabregat, J., Coe, M. J., Munari, U. & Tomov, T. 2001, *A&A*, 369, 117
Okazaki, A. T. & Negueruela, I. 2001, *A&A*, 377, 161
Okazaki, A. T., Bate, M. R., Ogilvie, G. I. & Pringle, J. E. 2002, *MNRAS*, 337, 967

- Porter, J. M. 1998, *A&A*, 336, 966
Poter, J. M. & Rivinius, Th. 2003, *PASP*, 115, 1153
Pringle, J. E. 1996, *MNRAS*, 281, 357
Reig, P., Fabregat, J. & Coe, M. J. 1997, *A&A*, 322, 193
Stella L., White N. E. & Rosner R. 1986, *ApJ*, 208, 669
Zamanov, R. K., Reig, P., Mart, J., Coe, M. J., Fabregat, J., Tomov, N. A. & Valchev, T. 2001, *A&A*, 367, 884
Ziólkowski, J. 2002, *Mem. Soc. Astron. Ital.*, 73, 1038

ORAL PAPER

Electromagnetic cascades in early-type binary systems

M. Orellana^{1,2}, G.E. Romero^{1,2}, L.J. Pellizza³

(1) *Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR)*

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

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

Abstract. Many of the available models for Galactic high-energy gamma-ray sources are related to binary systems. In fact, the new generation of Cherenkov telescopes has recently confirmed that some binaries containing a massive early-type star are the source of TeV gamma-ray photons. In those systems, the radiative stellar field provides a suitable target for the absorption of gamma-ray photons. Energetic electron-positron pairs are then created. These leptons, in turn, boost the stellar photons to high-energies via Inverse Compton scattering. Under favorable conditions, the γ -ray absorption and production mechanisms can proceed very fast, so an electromagnetic cascade arises. As a result, the energy of the original photons is distributed between a certain number of secondary particles and photons of lower energy. We have developed a computational code to perform Monte Carlo simulations of one-dimensional cascades traversing the anisotropic radiation field of an early-type star. In this work we present results of some simulations, and point out the relevance of the problem for the correct estimation of detectable spectra at energies greater than some GeVs.

Resumen. Muchos de los modelos desarrollados para la emisión de rayos gamma en fuentes de la Galaxia se basan en escenarios que involucran sistemas binarios. Si una de las estrellas del sistema es de tipo espectral temprano su campo radiativo ofrece un blanco adecuado para la absorción de fotones gamma, resultando en la creación de pares de partículas (electrón-positrón). Estos leptones, a su vez, interactúan con fotones estelares para reemitirlos con mayor energía (scattering Compton inverso). Las condiciones pueden ser propicias para que se desarrolle una cascada electromagnética mediante la cual la energía inicial del fotón se distribuye entre numerosas partículas y fotones secundarios. Así la absorción de fotones muy energéticos plantea un problema altamente complejo. Hemos desarrollado un código para la simulación Monte Carlo de cascadas desarrolladas en un campo radiativo térmico anisotrópico. En este trabajo se exponen algunos de los resultados obtenidos, poniendo en relieve la importancia de este problema para la correcta estimación de un espectro detectable a energías mayores que algunos GeVs.

1. Introduction

High mass X-ray binaries (HMXB) composed by a neutron star or a black hole in orbit around an early-type star, and colliding wind binaries composed by two massive stars, have long been recognized as possible gamma-ray emitters. The novel detection of $E > 100$ GeV photons from some HMXBs (Albert et al. 2006, Aharonian et al. 2005a, Aharonian et al. 2005b) have renewed the interest on the study of γ -ray propagation inside massive binaries. Beyond the debate about the actual mechanisms leading to the energetic emission, it is clear that the radiation field of early-type stars provides a suitable target for the absorption of gamma-ray photons. Energetic electron-positron pairs are materialized by the photon-photon interactions. These leptons, in turn, boost the stellar photons to high-energies via Inverse Compton (IC) scattering. The γ -ray

absorption and production mechanisms can proceed very fast, resulting in the development of an electromagnetic cascade. As a result, the energy of the original photons is distributed between a certain number of secondary particles and photons of lower energy, modifying the original spectrum even at energies where the optical depth results $\tau \ll 1$.

2. Treatment of the problem

In principle, a cascade can be described completely only if the information about all the particles and their interactions over a broad energy range is available. The theoretical approach treats the cascade propagation by considering the probability of finding electrons (or photons) within a given energy element, at certain values of the spatial coordinates. This posits an extremely complex mathematical problem. Confining ourselves to one-dimensional cascades, which seems to be quite sufficient for many astrophysical purposes, the mean behavior of the cascade can be described by a set of integro-differential equations, numerically solved by Aharonian and Plyashesnikov (2003) for an homogeneous medium.

In more realistic scenarios, the properties of linear cascades in photon fields have been quantitatively studied using the method of Monte Carlo (MC) simulations (Bednarek, 1997, 2000). A clear description of a code for performing a simulation of the cascade development in a thermal and isotropic photon field is provided by Protheroe (1986). Protheroe et al. (1992) describe the modifications that should be introduced in order to deal with interactions in anisotropic and spatially varying radiation fields. We have followed the line proposed by these two works in order to develop a computational (FORTRAN) code to perform MC simulations of the one-dimensional cascades induced by very high-energy photons traversing the radiation field of an early-type star. The applied techniques enable the use of exact cross-sections for all the relevant processes. The IC spectrum was calculated through the *head-on* approximation, modified in similar way as in Bednarek (1997).

The absorbing radiation field has a black-body spectrum, defined by the stellar radius R_* and temperature T_* . We introduce the effects of the finite size of the star and the spatial variation of the field density by considering the geometric configuration as in Dubus (2006). For a given point where a particle is injected, the absorption probability depends on the energy of the particle, on the distance d between the point and the star, and on the angle ψ formed between the particle linear momentum and the line joining that point and the star. At distances greater than a few stellar radii, the star can be considered as a point-like source. For simplicity, effects of the presence of a magnetic field were disregarded in these simulations, though it may influence the pure IC cascade by changing the direction of propagation of the leptons (see Bednarek, 1997, 2000).

3. An application

As an illustrative example we show the results concerning cascades developed in the field of a star with $T_* = 3 \times 10^4$ K and $R_* = 15 R_\odot$. We consider γ -ray photons injected at a distance $d_0 = 3R_*$ from the center of the star. These photons follow a power-law spectrum $I(E) \propto E^{-\alpha}$, with index $\alpha = 1.94$ for energies within the range 10 GeV to 10 TeV. The point of injection is assumed to follow a circular orbit around the star with an inclination of 30° . We express its position in terms of an orbital phase which was set to zero when the point of injection pass the inferior conjunction (i.e. when this point is located between the star and the observer). As the orbit is circular, the value of the orbital phase and inclination of the orbit are enough to characterize the position of the observer through the angle ψ_0 which is used as a parameter of the simulations.

The absorption probability is modulated on the orbital period as result of the phase dependence of the optical path and the change in the pair production threshold. The latter effect stems from

the condition $\epsilon E(1 - \mathbf{e}_\gamma \mathbf{e}_*) / 2m_e^2 c^4 > 1$ required for pair materialization, where the γ -ray has energy E and travels in the direction \mathbf{e}_γ , and ϵ is the energy of a stellar photon emitted along \mathbf{e}_* . At the left panel of Figure 1 we show, for the relevant values of the orbital phase, the optical depth for γ -ray photons and leptons as function of the energy. For the leptons, the optical depth measures the probability of IC interaction. The IC scattering is simulated in detail, so if the electron retains enough energy after an interaction (i.e. E within our range of interest) then it is followed further on. In this way, many interactions can occur in spite that the gamma-ray opacity is as low as in the zero phase case. We have obtained a maximum of 14 interactions (pair creations plus IC scatterings) in this application.

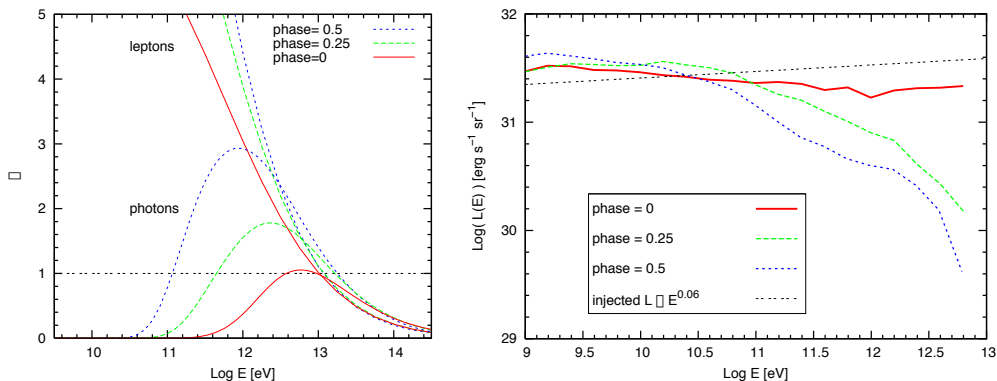


Figure 1. Left: Optical depth for gamma-ray photons and leptons injected at $d_0 = 3R_*$. Right: Computed cascade spectra. The injected primary luminosity is indicated. For the phase value 0.75, the configuration repeats that of phase 0.25.

The distance from the source to where we follow the computation of the cascades is of ~ 10 times the orbital separation. Photons that pass beyond that distance are stored to form the outgoing spectrum. Further away, the cascade efficiency is reduced by the dilution of the background radiation field. The spectra are obtained by construction of histograms, sorting photons into bins of width $\Delta(\log E) = 0.25$, and imposing energy conservation to find a normalization. We have not found any clear reference on the latter important issue, so taking into account the similarities between the $\gamma-\gamma$ and $\gamma-e$ cross sections at the highest energies we have made the assumption that the absorbed power is equally distributed between secondary leptons and photons. We note that this criterion probably needs a further tuning, which is at present beyond our possibilities. Some results are shown at the right panel of Figure 1. A higher opacity points to a more noticeable modification of the injected spectra by the cascade development. At some GeVs, in spite of $\tau \ll 1$, the primary spectrum is modified through the pile up of photons. This effect is expected to be less notorious for a softer primary spectrum.

4. Conclusions

We have developed a computational code for the simulation of one-dimensional pure IC cascades that take place in the photosphere of massive stars as a result of the injection of high-energy γ -ray photons. Our treatment incorporates in a consistent way the anisotropy during the cascade development. Though the shape of the processed spectra can be found through the construction of histograms, the normalization process applied needs further study. We are starting to perform cascade simulations that can be a step ahead in the correct modelation of high-energy spectra. As a further task, we plane to improve our simulations by including the effects of a magnetic field.

Acknowledgments. We thank Adrian Rovero for very useful comments to improve this work.

References

- Aharonian, F. A., Plyasheshnikov, A. V., 2003 *Astroparticle Physics*, 19, 525
Aharonian, F. A. et al. (HESS coll.), 2005a *Science*, 309, 746
Aharonian, F. A., et al. (HESS coll.), 2005b *A&A*, 442, 1
Albert, J. et al. (MAGIC coll.), 2006 *Science*, 312, 1771
Bednarek, W., 1997 *A&A* 322, 523
Bednarek, W., 2000 *A&A* 362,646
Dubus, W., 2006 *A&A*, 451, 9
Protheroe, R. J., 1986 *MNRAS*, 221, 769
Protheroe, R. J., Mastichiadis, A., Dermer, C.D., 1992 *Astroparticle Physics*, 1, 113

ORAL PAPER

High energy neutrinos from the microquasar SS433

M. M. Reynoso¹, G. E. Romero^{2,3}, H. R. Christiansen⁴, O. A. Sampayo¹

(1) *Facultad de Ciencias Exactas y Naturales - UNMdP*

(2) *Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR)*

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

(4) *Physics Department - State University of Ceará, Brazil*

Abstract. We present a study on the possible emission of high energy neutrinos from the microquasar SS433. These neutrinos are produced by the decay of pions originated via proton-proton interactions in the jets. Neutrino signals observable in neutrino telescopes such as IceCube and NEMO can be obtained with our model, as well as an accompanying gamma-ray signal to be registered by the MAGIC Cherenkov telescope.

Resumen. Presentamos un estudio sobre la posible emisión de neutrinos de alta energía desde el microcuasar SS433. Los neutrinos son producidos por decaimiento de piones originados en interacciones protón-protón en los jets. Este modelo permitiría explicar posibles señales de neutrinos observables en telescopios de neutrinos como IceCube y NEMO, como así también la señal de rayos gamma que pueda ser registrada por el telescopio Cherenkov MAGIC.

1. Introduction

The bizarre object SS433 is a potential point neutrino and gamma-ray source to be probed by detectors such as IceCube, NEMO and MAGIC. It is placed at the center of the supernova remnant W50 at a distance $d = 5.5$ kpc and consists of a donor star that feeds mass to an enlarged accretion disk around a compact object that launches two opposite precessing mildly relativistic jets ($v_j \cong 0.26c$). The precession period is 162 d and the inclination angle is $\theta = 21^\circ$ respect to the orbital plane normal (see Figure 1). Our line of sight makes an angle $i = 78^\circ$ with the same normal, and the orbital period is 13.1 d. The detection of iron lines from the jets implies they may contain baryons, so that we can apply an hadronic model similar to the one introduced by Romero et al. (2003) to study the high energy emission. We focus on the neutrino and gamma-ray production through pp interactions in the jets and in the prospects for their detection in the mentioned detectors.

2. The source

The general properties of this unique object are reviewed by Fabrika (2004). It is a system that presents a persistent supercritical accretion regime and precessing jets with a kinetic luminosity as high as $L_k \sim 10^{39}$ erg s⁻¹ (e.g. Dubner et al. 1998). The donor star fills its Roche lobe feeding mass to the inner accretion disk, around which an outflowing wind forms englobing also the star (e.g. Barnes et al. 2005, and references therein). The compact object is a probably black hole and the donor star a mid-A supergiant. Accordingly, as derived from INTEGRAL observations we adopt $M_{bh} = 9M_\odot$ and $M_* = 30M_\odot$ (Cherepashchuk et al. 2005). The mentioned type of donor star presents a weak mass loss (Filippova et al. 2006), which unlike the case of LSI +61 303 (Christiansen et al. 2006), provides a negligible contribution to the background protons. Instead, the main target for relativistic hadrons are the cold protons of the jet, which flow at

$\dot{m}_j \sim 5 \cdot 10^{-7} M_\odot \text{ yr}^{-1}$. We shall keep as a free parameter the fraction of relativistic protons

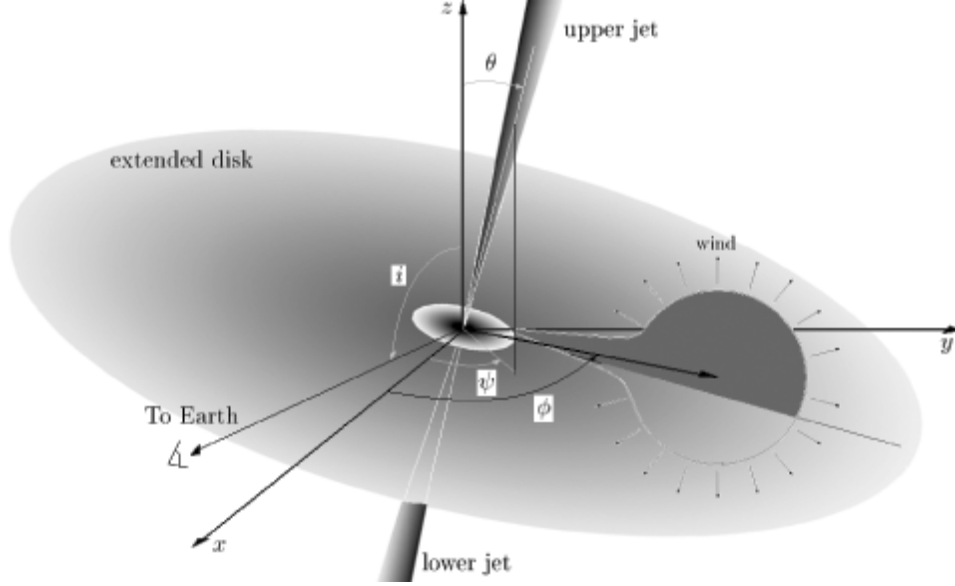


Figura 1. Schematic view of SS433.

q_j^{rel} in the ejected gas. These are supposed to be confined by the pressure of the cold particles (Bosch-Ramon et al. 2006). The jets are modeled as cones with a half-opening angle $\xi \approx 0.6^\circ$ and an initial radius of $R_j(z_0) = 5R_{\text{Schw}}$, where z_0 is the injection point of the jet. Assuming a diffusive acceleration mechanism through shocks, the relativistic proton flux in the lab frame that can be written as

$$J_p(E_p, \theta') = \frac{cK_0}{4\pi} \left(\frac{z_0}{z_j} \right)^2 \frac{\Gamma^{-\alpha+1} \left(E_p - \beta_b \sqrt{E_p^2 - m_p^2 c^4} \cos \theta' \right)^{-\alpha}}{\sqrt{\sin^2 \theta' + \Gamma^2 \left(\cos \theta' - \frac{\beta_b E_p}{\sqrt{E_p^2 - m_p^2 c^4}} \right)^2}}, \quad (1)$$

where $\alpha = 2$, θ' is the angle between the jet axis and the line of sight, and K_0 is a constant determined using conservation of the particles at the base of the jet (e.g. Romero et al. 2003).

We assume a magneto-hydrodynamical mechanism for the ejection and the equipartition between the magnetic field energy and the jet kinetic energy. Then, the magnetic field at the jet base is given by $B = \sqrt{8\pi e_j}$, where the jet energy density is $e_j = L_k / (\pi R_j^2(z_0) v_j)$. Thus, the size constraint to the proton energy implies $E_p < eBR_j \approx 3 \cdot 10^8$ GeV. We also evaluate the acceleration and cooling rates for the protons at the jet base. The diffusive acceleration rate of a proton up to E_p can be expressed as $t_{\text{acc}}^{-1} \approx (v_j/c)^2 ecB/E_p$. The cooling rate due to pp interactions is $t_{pp}^{-1} \approx n_p c \sigma_{pp} / 2$, where $n_p = \dot{m}_j / (\pi R_j^2(z_0) v_j m_p)$ is the background proton density. The rate of cooling by $p\gamma$ interactions can be obtained as in Atoyan & Dermer (2003) using a bremsstrahlung X-ray distribution $n_X = L_X E_X^{-2} e^{-E_X/E_{\text{cutoff}}} / (4\pi z_0^2)$, for $E_X > 2$ keV and $E_{\text{cutoff}} \approx 10$ keV (Marshall et al. 2002). Cooling via synchrotron radiation occurs at a rate $t_{\text{syn}}^{-1} = B^2 \sigma_T E_p m_e^2 / (6\pi m_p^4 c^3)$ and via Compton scattering at $t_{\text{comp}}^{-1} = 8\pi E_X n_X [E_X < m_p c^2 / \Gamma] t_{\text{syn}}^{-1} / B^2$ (e.g. Begelman et al. 1990). These rates are plotted in the left panel of Figure 2, where it can be seen that pp interactions are the dominant cooling mechanism up to an energy $E_p^{\text{max}} \approx 1900$ TeV. This, rather than the size constraint, imposes the maximum proton energy.

3. Gamma-ray and neutrino emission

After high energy proton collisions, neutral pion decay is a natural channel for gamma-ray production with an emissivity (e.g. Aharonian & Atoyan 1996)

$$q_\gamma(E_\gamma, \theta') = 4\pi \eta_A \sigma_{pp}(E_p) \frac{2Z_{p \rightarrow \pi^0}^{(\alpha)}}{\alpha} J_p(E_\gamma, \theta')$$

where $\eta_A \approx 1.4$ to characterize the nuclei content of the jet matter and $Z_{p \rightarrow \pi^0}^{(\alpha)} = 0.17$ is the spectrum-weighted moment of the inclusive cross-section. The cross section for inelastic pp interactions for $E_p \approx 12\xi_\pi E_\gamma$ GeV varies as $\sigma_{pp}(E_p) \approx 30[0.95 + 0.06 \log(E_p/\text{GeV})]$ (mb), where $\xi_\pi \approx 1.1(E_p/\text{GeV})^{1/4}$ is the pion multiplicity (Mannheim & Schlickeiser 1994). The spectral gamma-ray intensity is $I_\gamma(E_\gamma, \theta') = \int_V d^3\vec{r} n_p(\vec{r}) q_\gamma(E_\gamma, \theta')$, where V jet volume and $n_p(r) = \dot{m}_j z_0^2 / (m_p \pi v_j R_0^2 z_j^2)$ is the background proton density with z_j taken along the jet axis. Considering the reaction channel $p + p \rightarrow p + p + \xi_\pi(\pi^0 + \pi^+ + \pi^-)$ and the subsequent pion decays $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, $\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu \rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu\nu_\mu$ and $\pi^- \rightarrow \mu^-\bar{\nu}_\mu \rightarrow e^-\bar{\nu}_e\bar{\nu}_\mu\nu_\mu$, if 1/3 of the proton energy goes into each pion flavor, it follows that for every gamma-ray with energy E_γ there are two neutrinos with energy $E_\nu = E_\gamma/2$ which implies that $dN_\gamma(E_\gamma)/dE_\gamma = 4dN_\nu(E_\nu)/dE_\nu$. This allows us to find the spectral neutrino intensity simply as $I_\nu(E_\nu, \theta') = 4I_\gamma(2E_\nu, \theta')$.

As $J_p(E_\gamma) \propto K_0 \propto q_j^{\text{rel}}$, the resulting gamma-ray and neutrino intensities also depend on this fraction of relativistic protons in the jet. The total gamma luminosity can be calculated as $L_\gamma = \frac{1}{T} \int_0^T \int_{E_\gamma^{\text{min}}}^{E_\gamma^{\text{max}}} dt dE_\gamma E_\gamma I_\gamma(E_\gamma, t) \sim 10^{33} (q_j^{\text{rel}}/10^{-9}) \text{ erg s}^{-1}$, where q_j^{rel} can be regulated to be consistent with recent bounds by HEGRA (Aharonian et al. 2005) implying that $L_\gamma \sim 4\pi d^2 \cdot (0.032/\text{Crab}) < 1.6 \cdot 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$. However, it is left for a future work to include the gamma-ray absorption that will occur due to the presence of the photon field of star, diminishing the observable luminosity.

Neutrinos, instead, do not suffer any absorption and we can obtain predictions for their flux as $\phi_\nu(E_\nu, t) = I_\nu(E_\nu, t)/(4\pi d^2)$. The time averaged neutrino flux weighted by the squared energy is shown in the right panel of Figure 2, as well as the upper limit from AMANDA II and the expected sensitivities for IceCube and NEMO. We note that there will only be neutrinos up to the energy $E_\nu^{\text{max}} \approx E_p^{\text{max}}/(24\xi_\pi(E_p^{\text{max}})) \approx 4300 \text{ GeV}$, which may be useful to calculate the signal-to-noise ratio as in Christiansen et al. (2006).

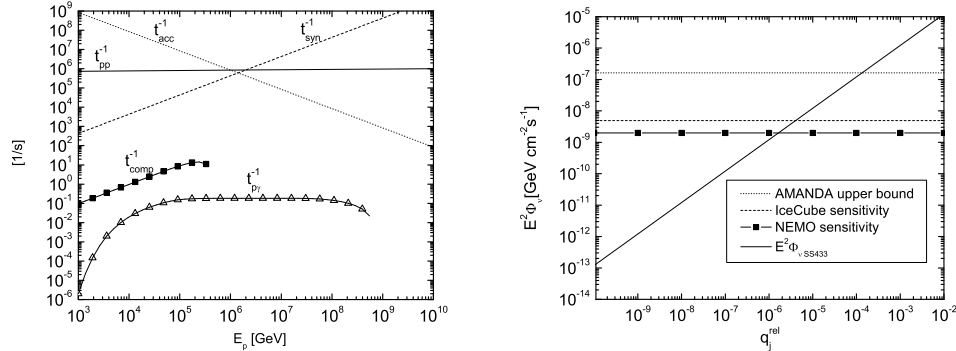


Figure 2. *Left:* Proton acceleration and cooling rates
Right: AMANDA upper bound (Ahrens et al. 2004a), expected sensitivities for IceCube (Ahrens et al. 2004b) and NEMO (Distefano et al. 2006) compared to the mean neutrino flux weighted by E_ν^2 as a function of q_j^{rel} .

4. Final Comments

We have studied the neutrino and gamma-ray production in the bizarre object SS433. We shown that the present model is capable of explaining possible neutrino signals from the interaction of a certain fraction of relativistic protons with the rest of the cold protons in the jets. A fuller discussion concerning the gamma-ray absorption is left for future work.

References

- Aharonian, F. A., & Atoyan, A. M. 1996, *A&A*, 309, 917
Aharonian, F. et al. 2005, *A&A*, 439, 635
Ahrens, J. et al. 2004, *Phys. Rev. Lett.* 92, 071102
Ahrens, J. et al. 2004, *Astropart. Phys.* 20, 507
Atoyan, A. M. & Dermer, C. D., 2003, *ApJ*, 586, 79
Barnes, A. D. et al. 2006, *A&A*, 365, 296
Begelman, M. C., Rudak, B., & Sikora, M. 1990, *ApJ*, 362, 38
Bosch-Ramon, V., Romero, G. E., & Paredes, J. M. 2006, *A&A*, 447, 263
Cherepashchuk A. M., et al. 2005, *A&A*, 437, 561
Christiansen, H. R., Orellana, M., & Romero, G. E., 2006 *Phys. Rev. D* 73,063012
Disfeyano, C., for the NEMO Collaboration, 2006, *astro-ph/0608514*
Dubner, G. M. et al. 1998, *AJ*, 116, 1842
Fabrika, S. 2004, *Astrophysics and Space Physics Reviews*, 12, 1
Filippova E. et al. 2006, *astro-ph/0609367*
Mannheim, K. & Schlickeiser, R., 1994, *A&A*, 286, 983
Marshall, H. L., Canizares, C. R., & Schulz, N. S. 2002, *ApJ*, 564, 941
Romero, G. E. et al. 2003, *A&A*, 410, L1

ORAL PAPER

Gamma-ray emission from the microquasar LS I +61 303

Gustavo E. Romero^{1,2}, Mariana Orellana^{1,2}

(1) Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR)

(2) Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - UNLP

Abstract.

The microquasar LS I +61 303 has been recently detected in high-energy gamma rays by the MAGIC telescope. The emission is variable, but the maximum does not correspond to the periastron passage of the compact object. We present a hadronic model for the primary gamma-ray emission that can account for the observed phenomenology.

Resumen. El microcuasar LS I +61 303 ha sido recientemente detectado en rayos gamma de alta energía por el instrumento MAGIC. La emisión es variable, pero el máximo no corresponde al pasaje por el periastro del objeto compacto. Presentamos los lineamientos de un modelo hadrónico que puede explicar la fenomenología observada.

1. Introduction

LS I +61 303 is a Be X-ray binary with strong and variable radio emission. It has been suggested as the potential counterpart of the gamma-ray sources 2CG 135+01 and 3EG J0241+6103 (e.g., Kniffen et al. 1997). Massi et al. (2001) detected relativistic jets in the source, which was then included in the microquasar class. Very recently, LS I +61 303 was detected by MAGIC, a very large atmospheric imaging Cherenkov telescope located at La Palma (Albert et al. 2006). This makes LS I +61 303 the second high-energy microquasar detected by ground-based telescopes. Moreover, MAGIC found clear evidence for variability in the detected signal: the source was stronger at orbital phases 0.5–0.6, whereas the periastron passage occurs at phase 0.23.

The orbital parameters of LS I +61 303 have been determined by Casares et al. (2005). The eccentricity of the system is 0.72 ± 0.15 and the orbital inclination is $i \sim 30 \pm 20$ deg. The nature of the compact object is not well-established. A low-mass black hole cannot be ruled out (Massi 2004). If a mass of $\sim 2.5 M_{\odot}$ is assumed for the compact object, then the mass of the Be star should be $\sim 12 M_{\odot}$, for $i = 30$ deg.

In this brief note we revisit the hadronic model for high-energy emission in LS I+61 303 proposed by Romero et al. (2005) before the MAGIC detection. Using an improved accretion model and more sophisticated calculations for the opacity effects inside the binary system we show that a hadronic origin for the emission detected by MAGIC can not be ruled out. For more details the reader is referred to Orellana & Romero (2007).

2. Outline of the hadronic model

We consider gamma-ray production in hadronic interactions of relativistic protons from a jet launched close to the compact object and cold protons from the equatorial wind of the Be star (Romero et al. 2003, 2005). The star has a slow equatorial wind that fits a density profile $\rho_w(r) = \rho_0 (r/R_*)^{-n}$, with $n=3.2$ and $\rho_0 = 5 \times 10^{-11} \text{ g cm}^{-3}$ (Martí and Paredes 1995). The

wind remains mainly near to the equatorial plane, confined in a disk with half-opening angle $\varphi = 15^\circ$, and an initial outflowing radial velocity $v_{r0} \sim 5 \text{ km s}^{-1}$ (Martí and Paredes 1995). The disk effective temperature close to the star is $T_{\text{disk}} = 17000 \text{ K}$.

The pp interactions can occur either because there is some mixing of the stellar wind with the jet matter or because some protons escape from the jet into the wind. The level of interaction is quantified through a “mixing factor”, here assumed as $f_m \propto v_{\text{rel}}^{-1} \sim 0.1$. This phenomenological prescription accounts for a more efficient rejection of particles when a larger relative velocity is thought to enhance the boundary effects between the jet and the wind. At phase $\phi = 0.5$ the mixing factor is maximum, reaching $f_m \sim 0.5$.

The hadronic jet power is a fraction of the accretion power: $L_{\text{jet}} = q_{\text{jet}} \dot{M}_{\text{accr}} c^2$. The value of q_{jet} is taken as a free parameter. In order to reproduce the MAGIC observations we have that $q_{\text{jet}} \sim 0.1$. The mass accretion rate \dot{M}_{accr} is strongly dependent on the relative velocity of the compact object with respect to the wind. To estimate the evolution of the accretion rate onto the black hole we have taken into account the azimuthal wind velocity $v_\phi \sim 1.1 \times 10^7 (R_*/r) / \sin i \text{ cm s}^{-1}$ (Gregory & Neish 2002, Casares et al. 2005) in addition to the radial velocity, $v_r = 3 \times 10^5 (r/R_*)^{n-2} \text{ cm s}^{-1}$. The Bondi-Hoyle accretion regime was considered to obtain the values of \dot{M}_{accr} . This is just a rough approximation used by several authors (e.g., Gregory & Neish 2002). Close to the compact object there should be a transition to disk accretion, but the absence of disk signatures in the X-ray spectrum suggests that the accretion disk in LS I+61 303 is small. We shall assume that changes in \dot{M}_{accr} are propagated to the jet on timescales much shorter than the orbital period.

3. Results

In Figure 1 we show the gamma-ray luminosity expected from $pp \rightarrow pp + \pi^0$ and the subsequent neutral pion decays. The light curve is plotted for photon energies $\sim 200 \text{ GeV}$, which is the lower energy reported by MAGIC for LS I+61 303. The differential γ -ray emissivity is calculated applying the δ -function approximation (Aharonian & Atoyan 2000).

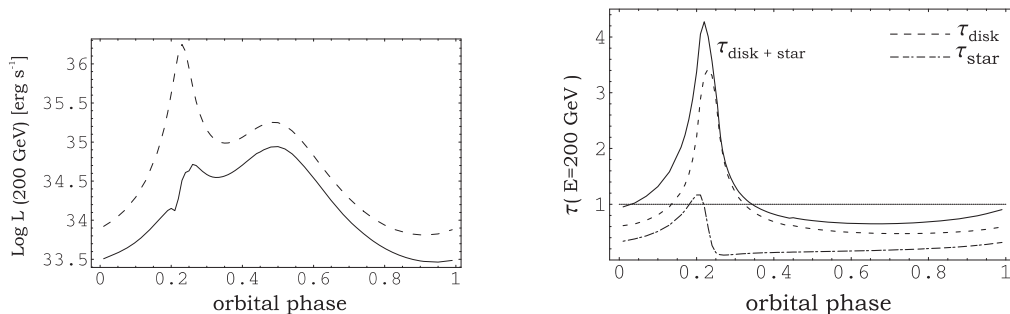


Figure 1. *Left:* Hadronic gamma-ray luminosity vs the orbital phase for LS I +61 303. The dashed line corresponds to the generated luminosity and the solid one to the luminosity corrected by absorption in the stellar and circumstellar photon fields. *Right:* Optical depth for the propagation of gamma-rays of 200 GeV as a function of the orbital phase.

The differential distribution of relativistic protons has an index $\alpha = 2.5$ in order to match the slope of the MAGIC spectrum. We note that the usual particle acceleration through the Fermi second order mechanism can lead to such a soft distribution for shocks with low Mach number. Actually, α could be time dependent, affected at some extent by the strong variations in the accretion rate. There are two maxima in the light curve shown in Figure 1, left panel: one at the

periastron and the other one around phase 0.5, when the relative velocity is minimum. The solid line shows the luminosity corrected by $\gamma\gamma$ absorption in the stellar and disk radiation fields.

We have calculated the opacity of the anisotropic stellar field as in Dubus (2006), taking into account angular effects and the finite size of the star. The circumstellar disk is modeled as a blackbody of $T_{\text{disk}} = 17000$ K for the inner region (up to an inner radius of 3 stellar radii) and then with an emissivity that goes as $\propto \rho_w^2$ (Bosch-Ramon et al. 2006). The disk farther truncates at $12 R_*$. The inner region of the disk is normalized to emit $L_{\text{disk}} \sim 2 \times 10^{37}$ erg s $^{-1}$, which is a non negligible fraction of the total thermal emission of the system (Casares et al. 2005). Figure 1, right panel, presents the variation of the total optical depth with the orbital phase for a photon of energy of 200 GeV.

The spectral energy distribution (SED), estimated for different orbital phases, is shown in Figure 2. Close to the periastron the absorption results to be significant, and mainly dominated by the circumstellar disk emission. On the other hand, at phase $\phi = 0.53$ most of the radiation escapes from the source, making it detectable at this phase and not during the first accretion peak, when the ambient wind density is maximum. Notice that the more realistic modeling of the wind and the absorption changes these results from those previously presented by Romero et al. (2005).

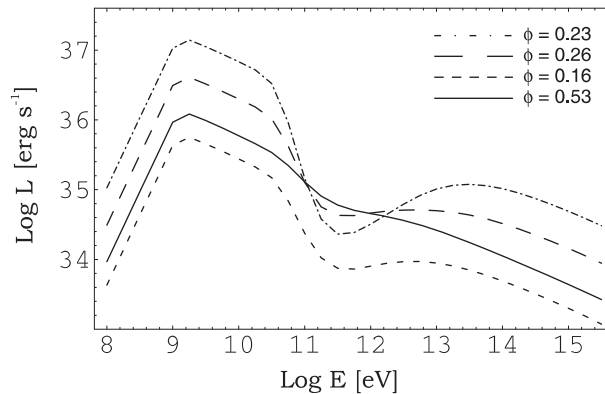


Figure 2. Spectral energy distribution, affected by absorption, for different orbital phases.

We have computed the high-energy γ -ray spectra resulting from cascades traversing the anisotropic stellar radiation field during the periastron passage. The star is characterized by a surface temperature $T_* = 26000$ K, and a stellar radius $R_* = 10 R_\odot$. Monte Carlo simulations were performed after developing a computational code which is described in Orellana et al. (2006). We followed the cascades induced by the injected gamma-ray flux with mentioned photon index $\alpha = 2.5$, during the periastron passage (i.e. orbital separation of $\sim 2.56 R_*$).

The one-dimensional cascade development was calculated in the anisotropic stellar field along the line of sight, forming a 30 deg angle with the jet axis. At phase 0.5 the opacity is not enough to sustain a local cascade (gamma-rays that escape in the direction of the star can produce cascades in the stellar photosphere, and some gamma-rays could, in principle, be redirected toward the observer, see Bednarek 2006a and 2006b). We notice that at the periastron passage the effect of the cascades is to produce a softer γ -ray spectrum with index $\alpha \sim 2.8$ in the MAGIC energy range. Such a feature should be detectable through larger exposures than those reported in Albert et al. (2006).

Future observations with MAGIC will help to detect the source close to the periastron and the spectral evolution along the orbit, providing in this way more constraints to the models.

Acknowledgments. This work was supported by grants PICT 03-13291, BID 1728/OC-AR (ANPCyT) and PIP 5375 (CONICET).

References

- Aharonian, F. A., & Atoyan, A. M. 2000, *A&A*, 362, 937
Albert, J. et al. (MAGIC coll.) 2006, *Science*, 312, 1771
Bednarek, W. 2006a, *MNRAS*, 368, 579
Bednarek, W. 2006b, *MNRAS*, 371, 1737
Bosch-Ramon, V. et al. 2006, *A&A*, 459, L25
Casares, J., et al. 2005, *MNRAS*, 364, 899
Dubus, W. 2006, *A&A*, 451, 9
Gregory, P.C., & Neish, C. 2002, *ApJ*, 580, 1133
Kniffen, D.A., et al. 1997, *ApJ*, 486, 126
Marti, J., & Paredes, J.M. 1995, *A&A*, 298, 151
Massi, M., et al. 2001, *A&A*, 376, 217
Massi, M. 2004, *A&A*, 422, 267
Orellana, M., & Romero, G.E. 2007, *Ap&SS*, in press
Orellana, M., Romero, G.E., & Pellizza, L.J. 2006, this volume
Romero, G.E., et al. 2003, *A&A*, 410, L1
Romero, G.E., Christiansen, H.R., Orellana, M. 2005, *ApJ*, 632, 1093

POSTER PAPER

Hadronic interactions around black holes

Gustavo E. Romero^{1,2}, Gabriela S. Vila^{1,3}

(1) Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR-CONICET)

(2) Facultad de Ciencias Astrómicas y Geofísicas, UNLP

(3) Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA

Abstract. We consider different mechanisms of interaction of a distribution of relativistic protons with the ambient, in the typical conditions of the corona surrounding an accreting black hole. From the mean values of the parameters that characterize the interaction region, we estimate the gamma-ray luminosity produced through the dominant interaction channels. Taking into account opacity effects, we briefly discuss the possibility of development of an electromagnetic cascade. The model is applied to two specific binary systems, Cygnus X-1 and XTE J1118+480, with high-mass and low-mass companion star respectively.

Resumen. Se presenta un análisis de los distintos tipos de interacciones de una distribución de protones relativistas con el medio, en las condiciones típicas de la corona de un agujero negro acretante. A partir de valores promedio para los parámetros que caracterizan la región de interacción, se obtienen estimaciones de la luminosidad en rayos gamma producto de los procesos dominantes. Teniendo en cuenta los efectos de opacidad del medio sobre el espectro resultante, se discute brevemente la posible formación de cascadas electromagnéticas. El modelo se aplica a dos sistemas binarios concretos, Cygnus X-1 y XTE J118+480, con estrella compañera de gran masa y de baja masa respectivamente.

1. Introduction

Cygnus X-1 and XTE J118+480 are two binary systems that have a compact object as one of its components, probably a rotating black hole of a few solar masses. The compact object accretes matter from a normal companion star. In the case of Cygnus X-1, this is a high-mass star ($\approx 18M_{\odot}$) that losses matter due to strong winds, whereas in XTE J1118+480 it is a low-mass star ($\leq 0.5M_{\odot}$) and the accretion takes place through Roche lobe overflow. An accretion disk is formed, whose emission spectrum is similar to that of a blackbody of temperature $kT_d = 0.1 - 0.01$ keV. Part of this radiation is reprocessed in the hot plasma cloud that immediately surrounds the black hole, the corona. Here the soft photons of the disk are Comptonized (i.e. gain energy through inverse Compton effect) to produce hard X-rays. The characteristic spectrum of the corona is a power law ($n(E_X) \propto E_X^{-\alpha}$) that extends up to ≈ 150 keV. Finally, a fraction of the accreted material is ejected as two collimated jets of relativistic particles, emitting non-thermal radiation. The aim of this work is to study the consequences of the injection of relativistic protons in the corona. We intend to show that the physical conditions are adequate for the efficient production of gamma rays of hadronic origin. We also analyse the effects of the possible absorption of the emitted gamma rays by interaction with other matter and radiation fields in the corona.

2. Model and results

A simple model is used to characterize the corona. We assume that it is a spherical region of radius $R_c \approx 10^7 - 10^8$ cm, with a mean magnetic field of $B \approx 10^6$ G. The value of B was calculated by equipartition between magnetic and kinetic energy densities at the base of the jet. Furthermore, we assume that the jet's luminosity represents a fraction q_{jet} of the accretion power: $L_{\text{jet}} = q_{\text{jet}} L_{\text{accr}}$, where $L_{\text{accr}} = \dot{M} c^2 \approx 10^{38-39}$ erg/s. Following Romero et al. (2005), we fixed $q_{\text{jet}} = 0.1$. The spectral index of the hard X-ray distribution in the corona is $\alpha = 1.6 - 1.8$ for Cygnus X-1 and XTE J118+480, respectively, in agreement with previous works of Poutanen et al. (1997) and Esin et al. (2001). The distribution in energy of the relativistic protons is also a power law: $n(E_p) \propto E_p^{-2.2}$. This distribution is expected to arise from acceleration by shock waves, created in collisions of macroscopic flows in the coronal plasma. The total luminosity injected in protons was estimated as $L_{\text{rel}} = q_{\text{rel}} L_{\text{accr}}$, with $q_{\text{rel}} = 10^{-2} - 10^{-5}$. The efficiency of the acceleration mechanism is described by a single parameter η , on which depends the maximum energy of the protons. Under the conditions considered here, $E_{p, \text{max}} \approx 10^{14} - 10^{15}$ eV. We considered several mechanisms of interaction between relativistic protons and the matter, radiation and magnetic field in the corona (Begelman et al. 1990). Figure (1) shows the cooling rate $t^{-1} = -E_p^{-1} dE_p/dt$ for each process.

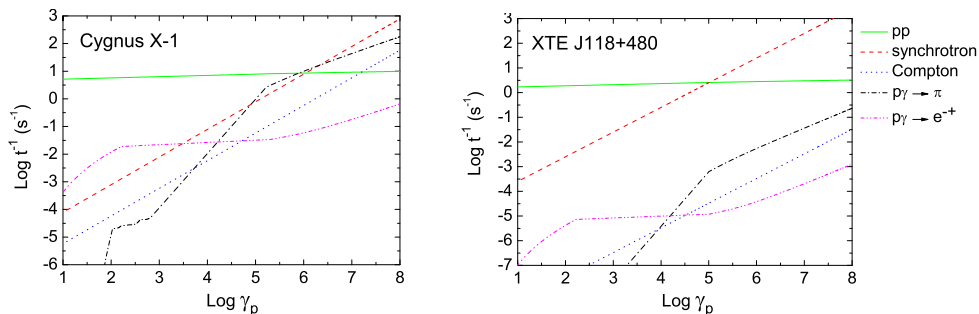


Figure 1. Cooling rates t^{-1} for a relativistic proton in Cygnus X-1 (left) and XTE J118+480 (right). Cooling is dominated by pp collisions and synchrotron radiation. Since the coronal photon density is higher in Cygnus X-1, $p\gamma$ collisions are also important

The product of pp and $p\gamma$ collisions are pions. Charged pions then decay to create electro-positron pairs and neutrinos, while neutral pion decay produces two photons, $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$. Figure (2) shows the luminosity in photons for these processes together with synchrotron radiation. To calculate these spectra, we applied the approximations given by Aharonian & Atoyan (2000) and Atoyan & Dermer (2003) for pp and $p\gamma$ collisions, respectively. In the case of synchrotron radiation we used standard formulae, see for example Blumenthal & Gould (1970).

To obtain the final emission spectra, we must take into account the opacity of the plasma to the propagation of the created gamma rays. The most relevant mechanism of absorption is the photon annihilation in the coronal hard X-ray photon field, $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ (Romero et al. 2002). Figure (3) shows the opacity $\tau(E_\gamma, r)$ for a photon of energy E_γ created at a distance r of the centre of the corona. As expected, τ decreases towards the external layers, but its behaviour with E_γ is quite different in both systems. In the case of XTE J118+480 the corona is transparent ($\tau < 1$) for any value of E_γ , whereas in Cygnus X-1 it is completely opaque ($\tau \gg 1$) in the energy range $10^6 \text{ eV} \leq E_\gamma \leq 10^{12} \text{ eV}$. This result is reasonable, recalling that the luminosity in X-rays of the corona in XTE J118+480 is three orders smaller than in the high-mass system. From these results we expect that in XTE J118+480 the spectrum of escaping radiation resembles the production spectrum of Figure (2). However, in Cygnus X-1,

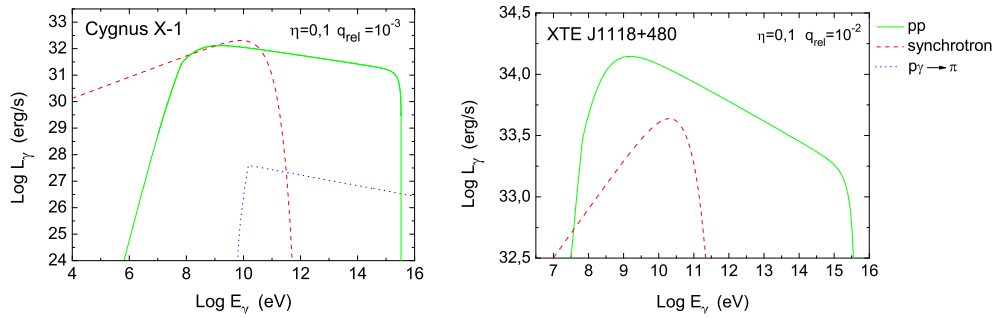


Figure 2. Production spectra for the high-mass system (left) and low-mass system (right). The values of q_{jet} and η are those which predicted the highest luminosities. Although in Cygnus X-1 $p\gamma$ collisions were significant at high energies, most of this energy is lost as neutrinos and pairs and not radiated as photons.

absorption opens up the possibility of the development of an electromagnetic cascade. Pairs created in $\gamma\gamma$ annihilation can create new high energy photons through synchrotron radiation, which in turn create new pairs. The cascade degrades the energy of the primary gamma rays. Preliminary estimates of synchrotron emission of the first generation of e^\pm pairs, seem to confirm the conditions for the triggering of the cascade. The final spectrum has to be calculated through Monte Carlo methods, and will be the object of future works.

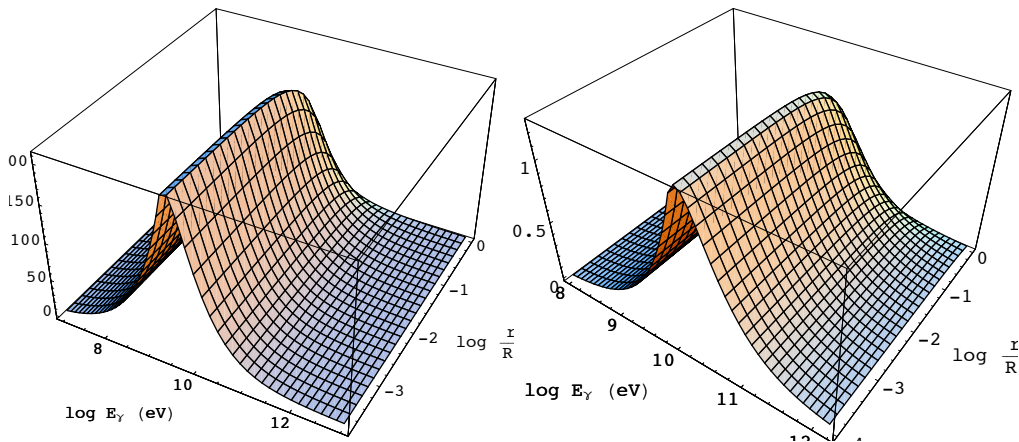


Figure 3. Optical depth as a function of radius and photon energy. Emitted radiation is highly absorbed in the high-mass system (left), whereas the corona is transparent in the low-mass case (right).

3. Conclusions

We have shown that the acceleration of protons in the corona of an X-ray binary can lead to efficient production of gamma rays through interactions with the local medium. The dominant

process of proton cooling in a wide range of energies is the production of pions in pp collisions. In the case of binaries with a high-mass donor star (like Cygnus X-1), these gamma rays are absorbed and an electromagnetic cascade develops. In low-mass systems, the high energy emission can escape freely. This introduces the possibility that some of the unidentified gamma-ray sources in the galactic halo may belong to this class of astrophysical objects. The sources modelled here would be detected as point-like by future Cherenkov telescope arrays.

Acknowledgments. This work was supported by CONICET (PIP 5375) and ANPCyT (PICT 03-1029). We would like to thank Mariana Orellana and Anabella Araudo for their support and useful discussions.

References

- Aharonian, F.A., Atoyan, A.M. 2000, *A&A*, 362, 937
Atoyan A.M., Dermer, C.D 2003, *ApJ*, 586, 79
Begelman, M.C, Rudak, B., Sikora, M. 1990, *ApJ*, 362, 38
Blumenthal, G.M., Gould, R.J. 1970, *Rev. Mod. Phys.*, 42, 237
Esin, A.A., McClintock J.E., Drake, J.J., Garcia, M.R., Haswell, C.A., Hynes, R.I., Puno, M.P 2001, *ApJ*, 555, 483
Poutanen, J., Krolik, J.H., Ryde, F. 1997, *MNRAS*, 292, L21-L25
Romero, G.E., Kaufman Bernadó, M.M., Mirabel, F. 2002, *A&A*, 393, L61
Romero, G.E., Christiansen, H.R., Orellana M. 2005, *ApJ*, 632

Parte VI

Instrumentación y Sitios Astronómicos

Proyecto para construir un nuevo instrumento radioastronómico en Argentina

E.M. Arnal^{1,2}, P. Benaglia^{1,2}, G.E. Romero^{1,2}, R. Morras^{1,2}, C.E. Cappa^{1,2}, M.C. Martín¹ y J.C. Testori¹

(1) Instituto Argentino de Radioastronomía - CONICET

(2) Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - UNLP

Abstract. In this presentation we briefly describe a synthesis interferometer as a new radioastronomical facility operating in the frequency range from 800 MHz up to 7000 MHz. The scientific goals to be achieved with the construction of such an instrument and the technical characteristics needed to meet the scientific objectives are enumerated.

Resumen. En este trabajo se describen en forma sucinta los objetivos científicos y las características técnicas de un interferómetro de síntesis de apertura. Dicho instrumento estaría diseñado para trabajar en el rango de frecuencias de 800 MHz a 7000 MHz.

1. Introducción General

La radioastronomía abrió la primera ventana electromagnética fuera del rango óptico, aportando una nueva visión del universo y descubriendo una gran variedad de fenómenos que no eran accesibles a los telescopios convencionales. Entre los descubrimientos realizados con técnicas radioastronómicas cabe mencionar el hallazgo de la radiación de fondo cósmico, la determinación de la distribución y cinemática del hidrógeno neutro en el espacio, la existencia de radiogalaxias, cuasares, pulsares, pulsares de milisegundos, microcuasares, así como el establecimiento de la estructura de la emisión difusa continua de la galaxia.

La Astronomía argentina viene desarrollando estudios radioastronómicos desde hace poco más de cuatro décadas, a partir de la creación del Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR) en el año 1962. Actualmente el IAR cuenta con dos radiotelescopios de 30 m, operables en las frecuencias de 1.4 a 3.3 GHz, en las modalidades de observación de línea y continuo. La resolución angular [RA] de estos instrumentos es 34' en 1.4 GHz y 12' en 3.3 GHz. Con los mismos se han podido realizar relevamientos importantes del cielo sur, además de contribuir con bases de datos que permitieron llevar adelante numerosos estudios sobre objetos individuales.

Aunque en el Hemisferio Norte existe una gran cantidad y variedad de instrumentos radioastronómicos, este no es el caso en el Hemisferio Sur. Este aspecto hace atractiva la idea de desarrollar un nuevo instrumento e instalarlo en nuestro país.

Teniendo en cuenta los instrumentos radioastronómicos de observación, existentes o planeados, a nivel mundial, y restringiéndonos a un plano estrictamente científico, para planificar el diseño, construcción y operación de un nuevo instrumento que implique un salto cuantitativo -por las posibilidades que pueda brindar- para los investigadores, se debería:

- Identificar claramente aquellas *áreas* en el campo de la investigación científica en las que con ese nuevo instrumento se aportarían resultados científicos de impacto.

- Considerar la factibilidad de diseño y de construcción en un lapso razonable, por lo que se debería maximizar el uso del “*know-how*” tecnológico disponible en el país.
- Ubicar el nuevo instrumento en una región geográfica del país en la que la polución electromagnética sea compatible con los niveles de sensibilidad que se pretendan alcanzar.

2. ¿Qué hacer?

En el Hemisferio Norte, utilizando el Dominion Radio Astrophysical Observatory (DRAO-Canadá) se produjeron bases de datos de la emisión de hidrógeno neutro en $\lambda \sim 21$ -cm, y en el continuo de radio a 408 y 1420 MHz, que han tenido un muy importante impacto en la investigación del medio interestelar (MIE) de nuestra Galaxia (Landecker et al. 2000). Las antenas que componen el instrumento del DRAO, siete en total, están ubicadas en la dirección Este-Oeste poseen un diámetro de ~ 9 metros y alcanzan una máxima separación de 614 metros. A una frecuencia de 1420 MHz, la resolución y el campo de visión del interferómetro del DRAO son de $\sim 1'$ y 2,5 grados, respectivamente.

Cabe señalar que el DRAO ha tenido como *competidores* a los mayores interferómetros (ej. VLA, VLBA, GMRT, WSRT, Merlin) y radiotelescopios de disco simple (ej. MPIfR, Jodrell-Bank, Lovell, NRAO, OSO) ubicados en el Hemisferio Norte.

En consecuencia, un instrumento con características técnicas similares al DRAO ubicado en nuestro país permitiría realizar una importante contribución científica en varias áreas de investigación. y representaría un enorme avance científico y tecnológico. Los principales aspectos técnicos del instrumento propuesto se resumen en la Tabla 1.

Table 1. Características Técnicas Principales.

Item	Valor	Comentarios
Rango de frecuencias	1.0 a 1.8 GHz	Deseable (0.5 GHz- 7.0 GHz)
Cantidad de Antenas	4 a 9	<i>Velocidad</i> del instrumento
Diámetro de las antenas	9 a 13 m	<i>Sensibilidad</i> del instrumento
Montura	Alta-Acimutal	Deseable ecuatorial. <i>Incidencia en Costo</i>
Campo de visión	1° a 2°	<i>Velocidad</i> del instrumento
Resolución Angular	$\sim 1'$ (500 MHz)	Máxima línea de base
Máxima línea de base	~ 4000 m	
Modos de observación		Continuo, Espectroscopía, Polarización
Sensibilidad (Con)	≤ 0.4 mJy/haz	Suponiendo Síntesis Completa
Sensibilidad (Esp)	≤ 1 K	Resolución en velocidad de ~ 1 km/s
Orientación	Este-Oeste	
Cobertura en el cielo	$-90^\circ \leq \delta \leq -20^\circ$	Degeneración del haz
Seguimiento	± 6 horas en ángulo horario	

Una resolución en velocidad de 1 km/s equivale a 0.0167 \AA a $\lambda \sim 5000 \text{ \AA}$. Un flujo entre 0.1 y 0.4 mJy equivale a una magnitud aparente K (m_K) en el rango $17^m.0$ (0.1 mJy) a $15^m.5$ (0.4 mJy).

3. Proyectos Científicos

Recientemente instrumentos funcionando a bordo de satélites, han detectado a altas energías fuentes no térmicas como microcuasares, pleriones, remanentes de supernova, nubes moleculares en interacciones con rayos cósmicos, blazares, etc. Todas estas fuentes emiten radiación producida por partículas relativistas, que también deberían radiar en el otro extremo del espectro por mecanismo sincrotrón. Por esta razón, estudios de radio con suficiente resolución angular son fundamentales para establecer las propiedades físicas e identificar las características de las poblaciones de partículas responsables de la radiación a altas energías. En los próximos años, entre cientos y miles de nuevas fuentes serán descubiertas por los telescopios gamma de nueva generación.

Un radiotelescopio con resolución del minuto de arco, o superiores (ver Figura 1) permitirá, entre otras cosas, estudiar la naturaleza de estas fuentes, así como realizar relevamientos del plano galáctico, estudios de polarización para obtener información sobre el campo magnético (orientación y distribución espacial) de diversas clases de objetos, etc. Asimismo, un nuevo instrumento interferométrico renovará y extenderá la capacidad instrumental radioastronómica argentina en forma sustancial, ampliando los campos de investigación y potenciando la formación de recursos humanos en aquellos campos tecnológicos vinculados con la interferometría. El desarrollo provocará repercusiones directas en las actividades de transferencia de tecnología realizadas por institutos que se involucren en el desarrollo de este nuevo instrumento.

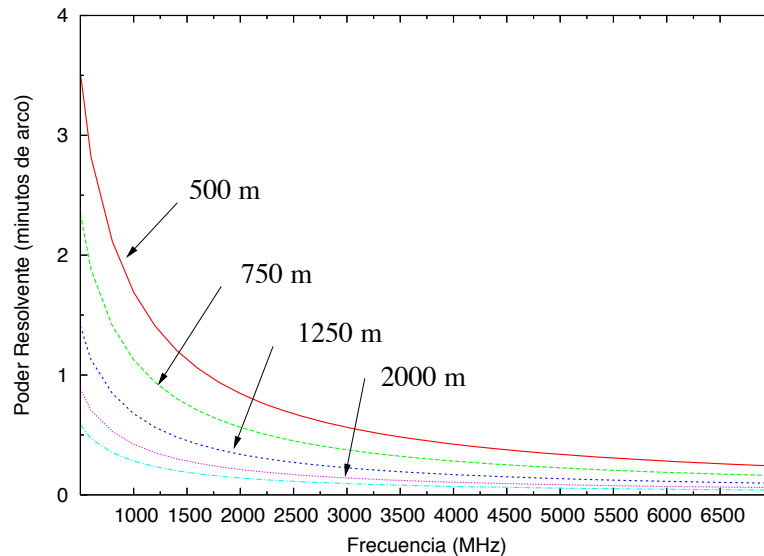


Figura 1. Poder resolvente del interferómetro en función de la frecuencia, para distintas líneas de base máximas.

La gran variedad de proyectos científicos que pueden ser encarados con un proyecto de tal versatilidad cubre los campos de interés de la mayor parte de la comunidad astronómica argentina.

Un interferómetro como el se propone desarrollar cubrirá grandes ángulos sólidos en el cielo, alcanzando una sensibilidad dada en un tiempo inferior al que emplearían instrumentos actualmente existentes. Otra ventaja radicaría en su sensibilidad para detectar objetos extendidos de bajo brillo superficial. A modo de ejemplo valga mencionar que un interferómetro con una tem-

peratura de sistema de 50 K (sistemas no criogénicos), con una sola frecuencia intermedia de 50 MHz de ancho de banda, y compuesto por sólo cuatro antenas de 9 metros de diámetro cada una, alcanzaría una sensibilidad a emisión sincrotrón de $1.4 \times 10^{-23} \text{Wm}^{-2} \text{Hz}^{-1} \text{sr}^{-1}$, y podría detectar objetos de naturaleza térmica que tuviesen ($\nu \sim 1,4 \text{ GHz}$) una medida de emisión de $\sim 25 \text{ pc cm}^{-6}$. Estas sensibilidades permitirían, por ejemplo, detectar remanentes de supernova extendidos y de emisión mucho más débil que los actualmente catalogados. En todos los casos mencionados, las sensibilidades indicadas son alcanzadas luego de una síntesis completa del campo observado.

Debe mencionarse que las sensibilidades indicadas anteriormente serán incrementadas a medida que: *a)* se incorpore un mayor número de antenas; *b)* los receptores puedan trabajar a temperaturas criogénicas; *c)* sea factible incrementar el ancho de banda de observación; y *d)* se agregue una segunda frecuencia intermedia.

La posibilidad de extender la cobertura en frecuencia hasta alrededor de 7 GHz, permitiría realizar también observaciones sobre la emisión máser de estados excitados del OH presentes en el rango de 4750 a 4765 MHz y en 6035 y de líneas del metanol a 6668 MHz.

Referencias

Landecker, T. L., Dewdney, P. E., Burgess, T. A., et al. 2000, A&AS 145, 509

PRESENTACIÓN ORAL

Diez años de astrometría meridiana con telescopio automático en Argentina

C.C. Mallamaci¹, J.A. Pérez¹, L.F. Marmolejo¹, J.L. Navarro¹, J.A. Sedeño¹, J.L. Muiños², F. Belizó², J. Montojo², M. Vallejo²

(1) *Observatorio Astronómico Félix Aguilar (OFA)*

(2) *Real Instituto y Observatorio de la Armada (ROA)*

Abstract. In 1996, through a Cooperation Agreement between the Universidad Nacional de San Juan and the Real Instituto y Observatorio de la Armada de España (ROA), the San Fernando Automatic Meridian Circle of this Institute was installed in San Juan, to be jointly operated by this research center and the Observatorio Astronómico Félix Aguilar (OFA). In these 10 years, the telescope has been working uninterruptedly, and in this paper we inform about its results and its observation program.

Resumen. En 1996, como resultado de un Convenio de Cooperación y Asistencia, firmado entre la Universidad Nacional de San Juan (UNSJ) y el Real Instituto y Observatorio de la Armada de España (ROA), se instaló en San Juan el Círculo Meridiano Automático de San Fernando, propiedad del ROA, para ser operado de manera conjunta por este centro de investigación y el Observatorio Astronómico Félix Aguilar (OFA). El telescopio lleva 10 años de operación ininterrumpida en la República Argentina, y en este trabajo se informa sobre sus resultados y su programa de observación.

1. Breve informe

El 6 de junio de 1996 llegó a San Juan, en la República Argentina, el Círculo Meridiano Automático de San Fernando, conocido como CMASF, para ser instalado en la estación de altura Carlos Ulricco Cesco (lat.= $-31^{\circ}48'$; long.= $-69^{\circ}20'$, h = 2350m), que el Observatorio Astronómico Félix Aguilar tiene en el lugar conocido como El Leoncito, en Barreal, sobre las estribaciones orientales de la Cordillera de los Andes. El telescopio, propiedad del Real Instituto y Observatorio de la Armada de España (Vallejo et al., 1998), tiene un objetivo de 17.7 cm de apertura y 266 cm de distancia focal. Fue construido en 1948 por la firma Grubb-Parsons, y modernizado en la década del 80 siguiendo el camino iniciado por su *quasi-gemelo* danés CAMC (Carlsberg Automatic Meridian Circle), que se encuentra instalado en la Isla de La Palma (Islas Canarias). El CMASF es operado en conjunto por el OFA y el ROA, bajo un Convenio de Cooperación y Asistencia firmado en junio de 1994. Las primeras observaciones fueron realizadas por medio de un fotomultiplicador de Ga-As que permitirá la detección de un único objeto por vez. Durante esa primera etapa de trabajo (1996-1999) se realizaron más de 35000 observaciones individuales útiles, que dieron como resultado principal la construcción del HAMC (Muiños et al., 2001), un catálogo de 6192 objetos celestes (al sur de $+40^{\circ}$ de declinación), entre estrellas, planetas, satélites de planetas y asteroides, publicado en CD en el año 2001. La magnitud límite de este catálogo fue de 15.4, y los errores de $0.08''$ en ambas coordenadas.

A fines de 1999 el fotomultiplicador fue reemplazado por una cámara CCD Kodak Spectra-source de 1536×1024 pixels de 9 micrones de lado que permite cubrir una franja de cielo de $18'$

en Declinación y hasta 3h en Ascensión Recta. Esta limitación en AR fue adoptada con el fin de que los archivos de imágenes no fueran excesivamente grandes (Muiños et al., 2002).

El telescopio trabaja de manera totalmente automática, desde la puesta del Sol hasta el amanecer, con el CCD operando en el modo de barrido continuo (*drift scan*). El proceso de observación se lleva a cabo apuntando el instrumento a diferentes zonas preestablecidas del cielo, y sincronizando la lectura de línea con la velocidad de tránsito de los astros por el paralelo correspondiente. El tiempo de lectura de una columna del CCD es de 0,0463s para un astro en el Ecuador, lo que se traduce en un tiempo total de aproximadamente 47s para todo el ancho del chip (1024 columnas). Desde fines de 1999 se está trabajando en un relevamiento de posiciones y magnitudes de la zona de $+30^\circ$ a -55° de declinación, mediante la observación de franjas de cielo separadas entre sí $10'$ en declinación, con lo que se consigue que todas las franjas tengan un área común de superposición de $8'$ de alto. El límite norte de declinación está impuesto por la latitud del observatorio, y el límite sur por el efecto de arco diurno (las imágenes no son puntuales, sino elongadas). El límite de detección del chip está en el orden de 16.5V.

Mediante un programa de tratamiento digital de imágenes se obtienen las coordenadas (en el chip) de los fotocentros, las intensidades de cada objeto detectado, información sobre la forma geométrica de la imagen de éstos, la iluminación y el ruido del fondo del cielo, como así también otros parámetros inherentes a la física del sensor CCD. La reducción de las tiras observadas se hace siguiendo el proceso tradicional que se emplea en la reducción de placas astrométricas (Podved, 1962), usando como estrellas de referencia las del catálogo Tycho2 (Húg et al., 2000). La magnitud de los objetos detectados se obtiene con la fórmula clásica

$$m = m_0 - 2.5 \log(i) \quad (1)$$

a las que se les aplica una corrección de la forma

$$\Delta m = A - B e^{[-2(m-m_0)/C^2]} \quad (2)$$

para salvar la falta de linealidad en la respuesta del CCD para astros muy débiles. Los valores de A, B, C y m_0 se calculan por comparación de las magnitudes observadas con las de las mismas estrellas presentes en las regiones de calibración astrométrica (Stone et al. 1999). Finalmente se aplica una corrección por transparencia del cielo para la noche de observación, contrastando las magnitudes V observadas con las de las estrellas del catálogo Tycho2 presentes en cada tira. Los gráficos siguientes muestran los errores en ascensión recta, declinación y magnitud en función de la magnitud observada.

Al mes de junio de 2006, se han realizados más de 60.000.000 de observaciones individuales, y está cubierto aproximadamente el 70 % del relevamiento. Se espera que el programa quede completo en un lapso de unos 2 a 3 años. Las precisiones esperadas están en el orden de $0.04'$ para ambas coordenadas, y de 0.025 para la magnitud.

Más detalles del instrumento y su operación, pueden consultarse en la página del Observatorio Astronómico Félix Aguilar (www.oafa.fcefn.unsj-cuim.edu.ar).

Referencias

- Húg, E.; Fabricius, C., Makarov, V. V., Urban, S., Corbin, T., Wycoff, G., Bastian, U., Schwekendiek, P., Wicenc, A., 2000, A & A, 355, L27
- Muiños, J.L., Belizón, F., Vallejo, M., Mallamaci, C.C., Pérez, J.A., Sedeño, J.A., Marmolejo, L., Navarro, J.L., 2002, RevMexAAA (Serie Conferencias), 14, 101
- Muiños, J.L., Mallamaci, C.C., Belizón, F., Vallejo, J.A., Sedeño, J.A., Marmolejo, L., Navarro, J.L., 2001, Hispano-Argentinian Meridian Catalogue, CD, ROA/OAFA

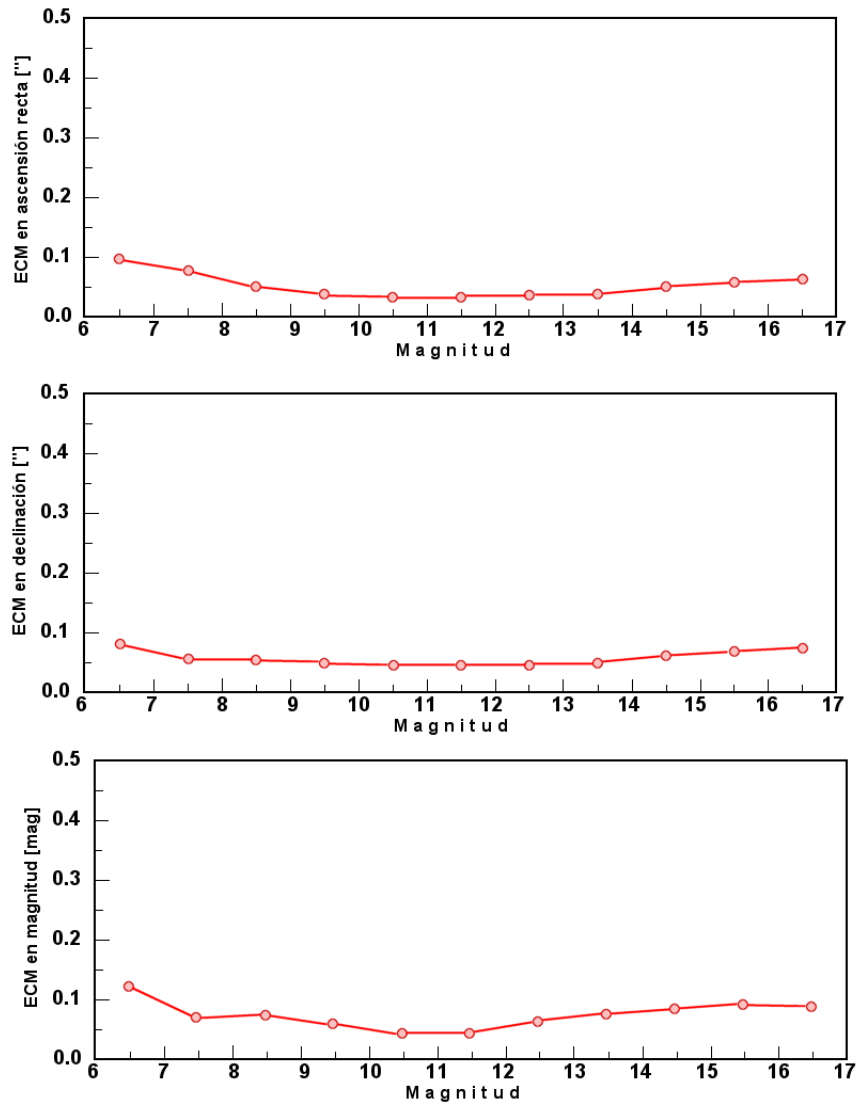


Figura 1. Errores en función de la magnitud



Figura 2. Círculo meridiano automático de San Fernando en el Observatorio C. U. Cesco, El Leoncito, San Juan, Argentina

Podoved, V.V. 1993, *Fundamental Astrometry*, The University of Chicago Press, 180-187

Stone, R.C., Pier, J.R. and Monet, D.G., 1999, *AJ*, 118, 2884-2502

Vallejo, M. Muiños, J.L. Belizón, F., 1998, *Boletín ROA* 1/98

PRESENTACIÓN MURAL

Controlador para un Reloj GPS de Referencia en el Protocolo NTP

Fernando P. Hauscarriaga¹, Federico A. Bareilles^{1,2}

(1) Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR)

(2) Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - UNLP

Abstract. The synchronization between computers in a local network plays a very important role on environments similar to IAR. Calculations for exact time are needed before, during and after an observation. For this purpose the IAR's GNU/Linux Software Development Team implemented a driver inside NTP protocol (an internet standard for time synchronization of computers) for a GPS receiver acquired a few years ago by IAR, which did not have support in such protocol. Today our Institute has a stable and reliable time base synchronized to atomic clocks on board GPS Satellites according to computers's synchronization standard, offering precise time services to all scientific community and particularly to the University of La Plata.

Resumen. La sincronización de las computadoras de una red como la que posee el IAR juega un papel importante, ya que muchos de los cálculos efectuados antes, durante y después de las observaciones implican factores de tiempo precisos. Para esto, el grupo de desarrollo de Software en GNU/Linux del IAR implementó un driver dentro del protocolo NTP (el estándar en sincronización de computadoras) para un modelo de GPS adquirido hace unos años por el Instituto, el cual no tenía soporte en dicho protocolo. Hoy en día el IAR cuenta con una base de tiempo estable y confiable sincronizada con relojes atómicos a bordo de los satélites GPS y que además cumple con los estándares de sincronización de computadoras, pudiendo brindar servicios de tiempo preciso a la comunidad científica, y en particular, a la UNLP.

1. Network Time Protocol (NTP)

Network Time Protocol (NTP), ahora establecido como un protocolo estándar de *internet* (ver *RFC 1305*), se usa para organizar y mantener un conjunto de clientes/servidores de tiempo y caminos de transmisión como una red de sincronización. NTP está construido sobre las bases del protocolo de *internet* (IP) y el protocolo UDP (*User Datagram Protocol*), los cuales proveen un mecanismo de transporte libre de conexiones; sin embargo, es también adaptable a otros protocolos. NTP está específicamente diseñado para mantener la confiabilidad y estabilidad en rutas de *internet* típicas que involucran varios *gateways* (o puertas de enlace) y redes poco confiables.

NTP fue diseñado y escrito por David L. Mills de la Universidad de *Delaware* en Estados Unidos. Este *software* tiene licencia GPL (ver *GPL*).

2. El Controlador

Nuestra fuente de referencia externa de tiempo es un GPS modelo *Thunderbolt Disciplined Clock* marca Trimble. Este receptor cuenta con un oscilador local que por medio de un circuito

lógico es capaz de sincronizar y alinear su señal con respecto a aquellas de los relojes atómicos a bordo de los Satélites GPS con muy alta precisión, entregando al usuario pulsaciones cada 1 segundo con un error aproximadamente de +/- 100 ns.

Ya existía en el *software* un controlador para un modelo similar (*Palisade* de Trimble), el cual usa la misma estructura de paquetes para la comunicación con la computadora que el GPS del Instituto, por lo tanto la decodificación de los paquetes estaba resuelta. El trabajo se redujo entonces a implementar sobre el controlador existente, el soporte para el GPS del IAR.

El controlador fue escrito sobre la versión 4.2 de NTP (la última estable hasta ese momento), hoy en día el controlador está corriendo sobre 4.2.2.

Para empezar a trabajar sobre el código del controlador existente, en primer lugar se individualizaron los paquetes necesarios por NTP para realizar la sincronización con el GPS del IAR. Los paquetes de interés para NTP son obviamente aquellos que contengan cualquier información sobre el tiempo y su calidad: los *timestamps*, *leap seconds*, *status* del *tracking* de los satélites GPS.

Cabe señalar que no hay ningún paquete que provea el *status* del *tracking*, con lo cual hubo que implementar un pequeño algoritmo que chequee si la cantidad de satélites *trackeados* es mayor o igual a 4, lo que indica las condiciones necesarias para un correcto funcionamiento del receptor GPS y por lo tanto buena calidad en el tiempo entregado por éste.

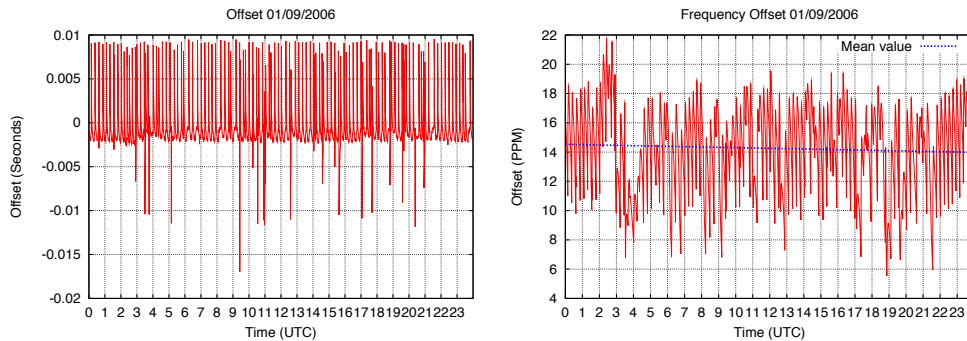
3. Precisión alcanzada

Para que NTP alcance la precisión esperada (10 μ s) en un escenario similar al nuestro (GPS-Computadora), se necesitan 4 *timestamps*, el primero que indica el momento en que se pide información de tiempo al GPS, el segundo, cuando esa petición llega al GPS, el tercero cuando el GPS responde y finalmente el cuarto, cuando llega el mensaje a la computadora. Con estos cuatro *timestamps* NTP puede calcular en forma muy precisa el *offset* entre el reloj del GPS y el propio del sistema, pudiendo así aplicar las correcciones correspondientes a este último.

Por limitaciones del *firmware* de nuestro GPS, no es posible hacer peticiones de paquetes de tiempo, sino que éste los envía en forma automática cada 1 segundo, por lo tanto, resulta imposible para NTP generar los dos primeros *timestamps*. Esto provocó degradaciones importantes en la calidad del tiempo entregado por el servidor NTP. Afortunadamente estas degradaciones pudieron mitigarse utilizando un método de sincronización que en NTP se conoce como *event-polling* en el cual básicamente NTP espera los paquetes de tiempo provenientes del GPS y realiza los ajustes necesarios al reloj del servidor de acuerdo a esos datos.

3.1. Sobre la desviación en frecuencia del reloj del servidor

Los relojes internos de las computadoras están fabricados con cristales de cuarzo que oscilan a una frecuencia fundamental (32.768 KHz en nuestro caso) y de la cual se obtienen los pulsos necesarios para mantener el sincronismo de las operaciones que realiza una computadora (ver *Clock Quality*). Estos cristales pueden tener desviaciones (hacia arriba o hacia abajo) de su frecuencia fundamental causadas mayormente por la “edad” del cristal y los cambios de temperatura del ambiente en el que se encuentra. Para hacer más fácil la comparación del comportamiento de diferentes osciladores corriendo a diferentes frecuencias fundamentales, lo que se hace es deslizar la frecuencia fundamental a la que funciona el oscilador. Dividiendo la frecuencia de offset (frec. medida - frec. fundamental) por la frecuencia fundamental obtenemos la frecuencia relativa que es una cantidad dependiente del tiempo y sin dimensión. Cuando se trabaja con osciladores de cuarzo esta cantidad se expresa multiplicada por un millón y se le agrega al valor la leyenda “ppm”.



(a) Offset del reloj interno del servidor respecto del reloj GPS.

(b) Desviación del oscilador del reloj interno del servidor NTP.

Figura 1. Por razones de espacio en la publicación los gráficos se presentan en tamaño reducido, para ver éste y otros gráficos del servidor NTP acceda a http://www.iar.unlp.edu.ar/fernandoph/cgi-bin/gps_data_2.php

4. Conclusiones

- Como se puede ver en la Figura 1(a), el *offset* llega a valores máximos de 10ms, este valor puede reducirse utilizando un GPS que permita entregar el tiempo por pedido, para que así NTP pueda obtener los 2 primeros *timestamps* faltantes. Existe una actualización para el *firmware* con la cual el GPS del IAR sería capaz de entregar tiempo por pedido. Nos hemos puesto en contacto en reiteradas ocasiones con la compañía Trimble para que nos faciliten esta actualización pero lamentablemente hasta hoy no hemos recibido ninguna respuesta satisfactoria.
- Si bien el valor de *offset* no es el esperado para un escenario de este tipo, hay que tener en cuenta que si miramos la figura 1(b) la desviación del reloj del servidor de tiempo está en un valor medio de 14 ppm, esto corresponde a un error aproximadamente de +1.21 seg/día¹¹. NTP provee un mecanismo para contrarrestar este efecto, midiendo continuamente (durante cortos períodos al principio) el *offset* del oscilador para luego ir compensando estas medidas aplicando las correcciones necesarias, de esta manera el error puede reducirse a un promedio de 10ms como lo muestran los gráficos de la figura 1(a).
- Se armó el servidor de tiempo dentro de un gabinete muy bien refrigerado y se colocó dentro de la sala de control del Radiotelescopio. Este ambiente se encuentra a una temperatura controlada, contribuyendo a que el oscilador no sufra cambios bruscos de temperatura.

5. Impacto

Durante el período de trabajo en el controlador, el grupo de desarrollo de Software Libre del IAR estuvo en contacto permanente con los desarrolladores oficiales del proyecto NTP. Cuan-

¹¹ Este valor fue determinado, en particular, para el servidor NTP del IAR, y será distinto para distintos relojes.

do el controlador finalmente fue publicado ¹² nuestro grupo fue aceptado como desarrollador oficial en el proyecto NTP, abriendo grandes posibilidades de intercambio de conocimiento y tecnología entre el IAR y la comunidad NTP con sede en la Universidad de Delaware.

Referencias

RFC 1305 - <http://rfc.net/rfc1305.html>

GPL - <http://gnu.org/licenses/gpl.html>

Clock Quality - <http://www.ntp.org/ntpfaq/NTP-s-sw-clocks-quality.htm>

¹²(https://ntp.isc.org/bugs/show_bug?id=592)

PRESENTACIÓN MURAL

Proyecto GALA: GALaxy virtual LABoratory

C. León Carri¹, P. Tissera², G. Marshall¹, Hexacta³

(1) *Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA*

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

(3) *Hexacta, <http://www.hexacta.com>.*

Abstract. The study of galaxy formation and evolution is getting impulse day by day. GALA virtual observatory will give to the researchers adequate tools to improve their research. Based on Grid technologies, GALA will share resources such as a huge database of synthetic galaxies, high performance clusters to run numerical simulations allowing 2D and 3D images to be displayed. GALA virtual observatory will be a friendly tool to facilitate collaboration within the scientific community.

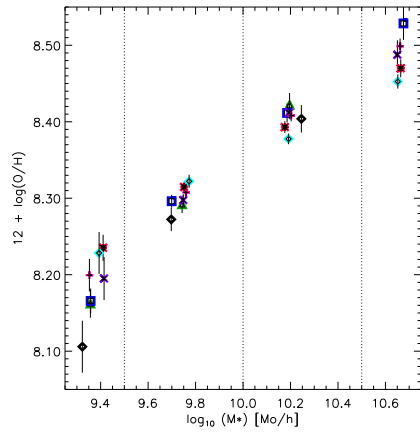
Resumen. El estudio de la formación y evolución de galaxias es un tema muy estudiado en estos días. El observatorio virtual GALA brindará a los investigadores las herramientas apropiadas para mejorar la forma de trabajo. GALA se basará en la tecnología Grid. Se compartirán recursos tales como base de datos, clusters de alto rendimiento y aplicaciones para realizar gráficos 2D y 3D. El observatorio virtual GALA será una herramienta amigable que facilitará la colaboración entre la comunidad científica.

1. Introducción

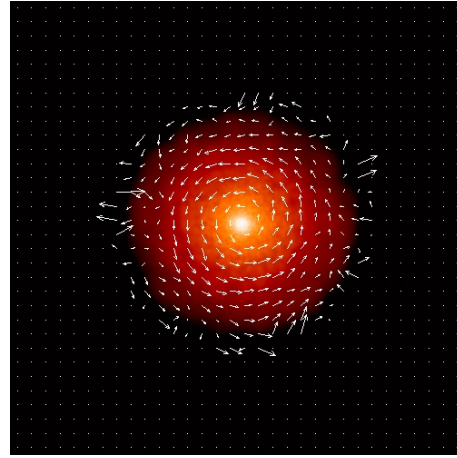
El grupo de Astrofísica, en colaboración con el Laboratorio de Sistemas Complejos del Departamento de Computación de la UBA, ha comenzado el desarrollo de un Observatorio Virtual dedicado al estudio de galaxias. GALA tiene como objetivo convertirse en un observatorio virtual de galaxias sintéticas extraídas de modelos numéricos que permita al usuario explorar sus propiedades y visualizar su historia de formación dentro del contexto físico determinado por el paradigma cosmológico actual. GALA se basará en GRID, apoyando así el desarrollo de esta nueva herramienta tecnológica, con amplias aplicaciones a diversas ramas de interés científico y comercial. El diseño del portal GALA y la primera fase de aplicaciones será desarrollado en colaboración con la empresa Hexacta. El objetivo de este sistema de código abierto es permitir el acceso al grid mediante una interfaz amigable, convirtiéndose en una herramienta de colaboración dentro de la comunidad científica.

2. ¿Qué es un observatorio virtual?

- Un conjunto de estándares internacionales para compartir datos complejos
- Un conjunto de herramientas para trabajar con datos distribuidos
- Un entorno de trabajo simple para publicar datos
- Un conjunto de herramientas para simular y analizar los resultados
- Una herramienta esencial de investigación para los astrónomos
- Un medio para la educación de acceso público



(a) Abundancias medias de oxígeno en función de la masa estelar, para galaxias sintéticas entre $z=3$ (cuadrados azules) y $z=0$ (diamantes celestes).



(b) Mapa de densidad estelar proyectada (dirección perpendicular al momento angular) y campo de velocidad.

Figura 1. Ejemplo de gráficos que se podrán generar desde el portal GALA.

¿Qué NO es un observatorio virtual?

- Un reemplazo de los telescopios e instrumentos tradicionales
- Un repositorio centralizado de datos
- Una organización que asegure calidad de datos

3. Catálogo de Galaxias Sintéticas

El catálogo se construirá a partir de simulaciones numéricas de alta resolución de regiones de campo comparables al grupo local, adoptando una cosmología consistente con el modelo de concordancia. Para cada galaxia sintética se incluirán:

- Propiedades dinámicas como curvas de rotación
- Perfiles de densidad de gas, estrellas y abundancias químicas
- Magnitudes absolutas en diferentes bandas
- Mapas de densidad y metalicidad
- Árbol de fusiones y las propiedades de la subestructura

La Figura 4 muestra ejemplos de los gráficos que se podrán generar en base a consultas realizadas al catálogo.

4. Infraestructura Grid

La infraestructura Grid integra recursos distribuidos en un único entorno. A través del Grid, se integran distintos tipos de recursos, desde computadoras hasta sensores o instrumentos. Los puntos clave de esta tecnología son:

- Seguridad basada en criptografía asimétrica y utilización de certificados X.509
- Acceso a alto poder de procesamiento para la resolución de problemas complejos
- Amplia capacidad para almacenamiento de datos
- Uso coordinado y compartido de recursos dentro de organizaciones virtuales.

5. Plan de desarrollo del portal GALA

La implementación del portal GALA se llevará cabo en dos fases. En la primera fase se define la funcionalidad del portal Gala: registro de usuarios, consultas al catálogo, simulación paralela, generación de gráficos 2D y 3D y monitoreo de recursos. También se registrarán y certificarán los recursos que formarán parte del Grid. La segunda fase estará enfocada al desarrollo de aplicaciones científicas y educativas de uso específico.

6. Perspectivas del portal GALA

El portal GALA promete ser una herramienta útil para agilizar el proceso de investigación científica en el área de astrofísica. También su diseño escalable y modular permitirá extender su funcionalidad a otras áreas de estudio.

PRESENTACIÓN MURAL

Obtención de Imágenes de Campo Plano (Flat-Field) para el telescopio solar HASTA

L. Leuzzi¹, C. Francile^{1,2}

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

(2) *Observatorio Astronómico Félix Aguilar (OAFa)*

Abstract. We compare the different methods implemented to obtain flat field images for the Halpha Solar telescope for Argentina (HASTA). This telescope observes the solar chromosphere in Halpha line center (656.3 nm) and wings. Four synthetic and instrumental methods were analyzed and compared considering the quality of the corrected images and practical and instrumental aspects.

Resumen. Presentamos los diferentes métodos implementados para la obtención de imágenes de campo plano para el telescopio solar HASTA (Halpa Solar Telescope for Argentina). Este telescopio observa la cromosfera solar en el centro de la línea Halpa (656,3 nm) y en las alas. Cuatro métodos sintéticos e instrumentales fueron analizados y comparados, considerando la calidad de las imágenes corregidas y los aspectos prácticos e instrumentales.

1. Introducción

La obtención de imágenes de campo plano en la observación solar reviste la dificultad de contar sólo con el Sol como fuente de iluminación de intensidad adecuada para su realización, la cual dista de ser uniforme y homogénea. Se utilizan entonces varios métodos alternativos para conseguir tal iluminación, entre los que se cuentan métodos instrumentales tales como el uso de difusores y pantallas de reflexión, y métodos numéricos basados en algoritmos que utilizan varias imágenes (Fernández Borda, 2001) o barridos de las imágenes solares. En el presente trabajo se analizan y comparan cuatro métodos de obtención de campo plano: dos numéricos, denominados de Kuhn y de Barrido, y dos instrumentales, denominados de Pantalla y de Difusor.

2. El procedimiento de comparación

El telescopio solar HASTA presenta un marcado viñeteo no uniforme alrededor del campo. La corrección por campo plano debe compensar principalmente este problema óptico, además de las ganancias de los píxeles del CCD. Esto se aprovecha para comparar cuantitativamente los métodos mencionados, analizando un perfil de intensidad sobre una trayectoria circular a un determinado radio solar en las imágenes corregidas por campo plano (ver la representación polar de una imagen solar en la Figura 1, izquierda). Para minimizar los efectos de la actividad solar, se le ajusta al perfil una recta y un polinomio de cuarto grado (ver en la Figura 1, derecha). Una imagen solar corregida por campo plano idealmente debería entregar una recta de pendiente nula y un polinomio con una amplitud de oscilación mínima. En el caso real, como el mostrado en la Figura 1 derecha, la pendiente de la recta y la amplitud de oscilación del polinomio tienen valores no nulos que se utilizan como parámetro de medida del error de corrección por campo plano.

El análisis se aplica a una serie de imágenes solares obtenidas durante varios días de observación, promediando los resultados para los cuatro métodos mencionados. También se realiza una comparación cualitativa, considerando los diferentes aspectos prácticos e instrumentales relacionados a la obtención de las imágenes de campo plano en el telescopio.

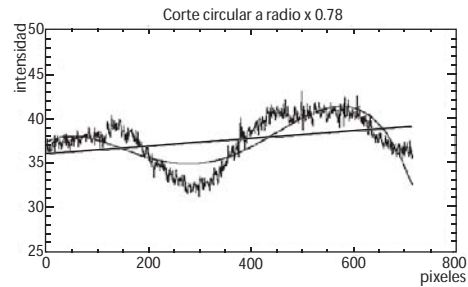
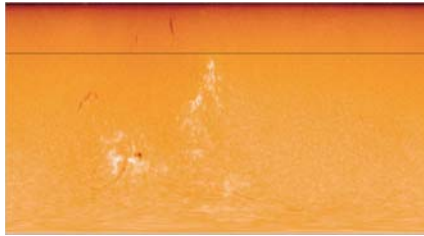


Figura 1. *Izquierda:* Representación polar de una imagen sin procesar en H-alfa. La línea indica 0,78 radios solares.

Derecha: Perfil a 0,78 radios solares donde se aprecian los problemas ópticos del HASTA, principalmente el de viñeteo que produce una marcada diferencia de luminosidad en distintas regiones de la imagen. Esto se aprecia como una gran amplitud de oscilación en el polinomio y una gran pendiente en la recta interpolados. Las oscilaciones pequeñas de mayor frecuencia se deben a la actividad solar.

3. Métodos de Obtención de Imágenes de Campo Plano.

3.1. Método de Kuhn. (Kuhn et al., 1991)

Este algoritmo utiliza un conjunto de imágenes del Sol las cuales solo difieren en su ubicación x - y en el CCD. Calcula la variación espacial de la ganancia suponiendo que en todas las imágenes los píxeles correspondientes al mismo punto fuente reciben el mismo flujo lumínico, conociendo de esta manera su relación de ganancias y sus derivadas espaciales. Esto se integra para calcular el logaritmo de la ganancia dentro de una constante aditiva para todos los píxeles del CCD. El corte a 0.78 radios solares de una imagen corregida por este método se observa en la Figura 2, izquierda.

Ventajas: No se alteran las condiciones físicas de la observación y se puede realizar en cualquier horario, varias veces al día.

Desventajas: El ajuste es bueno sólo en la región central del CCD, como se puede observar en la Figura 2, izquierda. Además lo afectan las malas condiciones atmosféricas y la actividad solar.

3.2. Método de Barrido. (Dalrymple et al., 2003)

Este método calcula las ganancias espaciales a partir de exposiciones obtenidas barriendo el disco solar sobre todo el CCD a velocidad constante. Cuando todo el disco solar se ha desplazado sobre el CCD, éste marcará infinitas trayectorias paralelas a la dirección de barrido donde la intensidad integrada es constante. Una serie de barridos perpendiculares cubriendo todo el CCD permiten ajustar estas trayectorias de igual intensidad integrada y componer una imagen de campo plano. El ajuste de la corrección realizada con este método se puede ver en la Figura 2, derecha.

Ventajas: Se puede realizar en cualquier momento del día.

Desventajas: La velocidad constante de los barridos es difícil de lograr pues se requieren motores de velocidad controlada, se requiere un filtro de densidad neutral para evitar saturar el CCD y lo afectan las malas condiciones atmosféricas y la actividad solar.

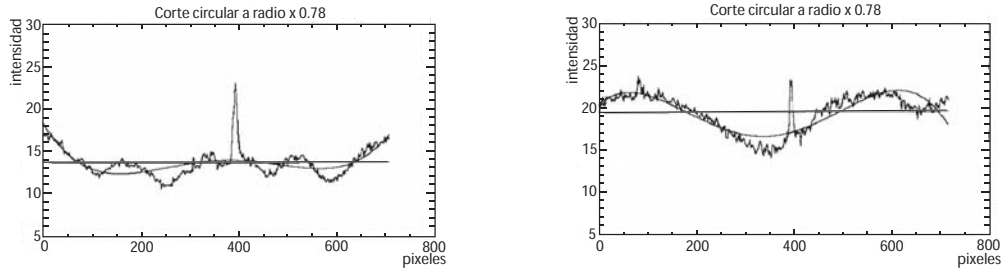


Figura 2. *Izquierda:* Imagen corregida por el método de Kuhn.
Derecha: Imagen corregida por el método de Barrido.

3.3. Método de Pantalla.

Consiste en utilizar como fuente de iluminación, el reflejo de la luz solar sobre una pantalla blanca, colocada frente al objetivo del telescopio, la cual brinda idealmente una iluminación uniforme (Martínez & Klotz, 1998). El análisis de una imagen corregida por este método se aprecia en la Figura 3, izquierda.

Ventajas: No lo afectan las malas condiciones atmosféricas ni la actividad solar, y no se alteran las condiciones físicas de la observación.

Desventajas: Requiere tiempos de exposición muy largos, del orden de 30 minutos y sólo se puede realizar a la mañana o la tarde por la posición relativa del Sol, la pantalla y el telescopio. Además requiere varias exposiciones para mejorar la relación señal-ruido.

3.4. Método de Difusor.

Consiste en utilizar como fuente de iluminación uniforme a un difusor colocado delante del objetivo del telescopio. La calidad de la corrección por Campo Plano generada por este método se muestra en la Figura 3, derecha.

Ventajas: No lo afectan las malas condiciones atmosféricas, ni la actividad solar y se puede realizar en cualquier horario, varias veces al día.

Desventajas: Requiere varias exposiciones para mejorar la relación señal-ruido.

Tabla 1: Comparación de los Métodos

Kuhn	Barrido	Pantalla	Difusor
Error Porcentual	Error Porcentual	Error Porcentual	Error Porcentual
34.5 %	22.5 %	4.3 %	3.5 %

4. Conclusión

Entre los métodos analizados, el de Difusor se considera el mejor para su utilización en el telescopio solar HASTA por presentar el menor error de ajuste comparativo. Se estima que no se puede mejorar el error final del ajuste mas allá del 3 %, por cuanto los reflejos y la luz

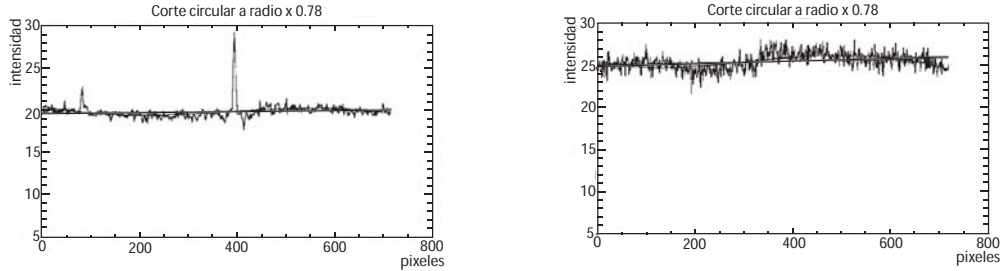


Figura 3. *Izquierda:* Imagen corregida por el método de Pantalla.
Derecha: Imagen corregida por el método de Difusor.

dispersada dentro del instrumento no pueden ser corregidos por campo plano. Cualitativamente este método es sencillo de implementar y es insensible a malas condiciones atmosféricas y actividad solar. Insume además relativamente poco tiempo de observación. Queda planteado para futuros trabajos el análisis de métodos combinados para mejorar la calidad de la corrección por Campo Plano aquí conseguida.

Referencias

- Dalrymple, N. E. et al., 2003, ASP, 115:628-634.
Fernández Borda, R. 2001, *Tesis doctoral*, UBA
Kuhn, J.R. et al., 1991, ASP, 103:1097-1108.
Martínez & Klotz, 1998, *A Practical Guide to CCD Astronomy*, Cambridge University Press.

PRESENTACIÓN MURAL

Observación en H-alfa con muy alta resolución temporal en el telescopio solar HASTA

L. Leuzzi¹, C. Francile^{1,2}

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

(2) Observatorio Astronómico Félix Aguilar (OFA)

Abstract. Here we present the design of a routine for automatic observation in H-alpha of solar flares with very high temporal resolution for the HASTA solar telescope. The new routine permits the acquisition of several images per second during the impulsive phase of the flare, essential to correlate its temporal evolution with observations from other instruments.

Resumen. Presentamos aquí el diseño de una rutina de observación automática de fulguraciones solares con muy alta resolución temporal en H-alfa para el telescopio solar HASTA. Esta permite adquirir varias imágenes por segundo durante la fase impulsiva de la fulguración a fin de correlacionar su evolución temporal con observaciones de otros instrumentos.

1. Introducción

La correlación de las curvas de luz de fulguraciones solares en H-alfa con observaciones en otras bandas, principalmente en radio, requiere contar con una muy buena resolución temporal a fin de identificar correctamente el origen de eventos energéticos rápidos, de fracciones de segundos, tales como los observados por el SST (Submillimeter-wave Solar Telescope). La nueva cámara CCD instalada en el telescopio HASTA, de 1600 x 1200 píxeles, con alta velocidad de transferencia de datos y memoria interna, dispone de varios modos de operación, los cuales son utilizados in-extenso para conseguir el mejor desempeño posible para el registro de fulguraciones solares.

2. Características del Instrumental

El telescopio solar HASTA, con objetivo de 11 cm de diámetro y 165 cm de distancia focal, observa el disco solar completo en línea central y alas de H-alfa. Dispone de una nueva cámara CCD, modelo PCO 1600, la cual posee una memoria interna segmentable de 512 Mb, e interface IEEE 1394a cuya velocidad de transferencia de datos a PC es de 160 Mbit por segundo, con tiempos de exposición típicos de 100 mseg. Las bases de tiempo se obtienen de un GPS. HASTA opera fundamentalmente en dos modos: Patrulla y Fulguración, los cuales son programables por el científico. En el modo Patrulla no hay actividad cromosférica de importancia y se adquieren imágenes entre 1 a 5 minutos, en la línea central de H-alfa y en las alas. En el modo Fulguración, el telescopio registra solo en la línea central con alta cadencia temporal, y su configuración es la que se describe en el presente trabajo. El cambio de un modo a otro se realiza automáticamente por detección de nivel de actividad cromosférica mediante software.

3. Configuraciones de la Cámara CCD

La memoria interna de la Cámara CCD (CamRAM) permite la adquisición de imágenes en alta velocidad, sirviendo de almacenamiento temporario de datos hasta que los mismos puedan ser transferidos a PC. Puede ser dividida hasta en cuatro segmentos de tamaños seleccionables por el usuario. Esta memoria dispone de dos modos de operación, *Recorder* y *Buffer*. En el primero un segmento de memoria es utilizado como destino final de las imágenes durante la adquisición. Una vez lleno el segmento puede detenerse la adquisición automáticamente o bien sobreescribirse la primera imagen guardada. (Modo de anillo o *Ring*). Todo el segmento es transferido a la PC posteriormente. En el modo *Buffer*, un segmento de memoria es utilizado como almacenamiento transitorio mientras la imagen es transferida a la PC. Este modo permite establecer un *Buffer FIFO* (primero en entrar, primero en salir) muy grande de manera de tomar imágenes a mayor velocidad que la tasa de transferencia Cámara-PC.

Existe un tercer modo que llamamos *Normal*, el cual es el modo convencional de operación de una cámara CCD, donde cada imagen tomada es directamente transferida a la PC, constituyendo éste el modo de adquisición más lento. En este tercer modo es posible programar también un modo de operación en anillo en la PC (*PCRing*).

La resolución espacial de la cámara puede ser seleccionada mediante agrupamiento de píxeles (*Binning*) en proporciones de 1, 2 horizontalmente y 1,2,4,8 verticalmente, o bien mediante localización en regiones de interés (*ROI*) de cualquier dimensión menor al tamaño del CCD.

4. Evolución de una Fulguración Solar

Una fulguración puede ser dividida en tres fases a saber:

- Fase previa a la fulguración (*pre-flare*) donde se generan las condiciones físicas cromosféricas previas a la activación de la fulguración. La intensidad en H-alfa comienza a aumentar aunque no demasiado.
- Fase impulsiva, donde la intensidad en H-alfa crece rápidamente hasta llegar a un máximo.
- Fase de decaimiento, donde decrece más lentamente la emisión de la fulguración y por ende la intensidad registrada en H-alfa.

La fase que es detectable automáticamente por el software de observación es la fase impulsiva. Sin embargo la etapa de *pre-flare* es igualmente importante y debe ser registrada a fin de analizar el evento completo. La fase de decaimiento puede durar varios minutos dependiendo de la importancia del evento.

5. Implementación de las Rutinas de Observación

La memoria interna de la cámara fue dividida en 3 segmentos, uno para cubrir la fase de *pre-flare*, uno para cubrir la fase impulsiva y un tercero con capacidad de una imagen (modo *Normal*) a fin de cubrir el decaimiento y los instantes previos al *pre-flare*.

Como se observa en la Figura 1, en el intervalo AB, el modo de operación de la cámara es *Normal* y se establece un modo *PCRing*. En el intervalo BC se utiliza el segmento 1 de la CamRAM en modo circulante *Ring*. Al producirse la detección del Flare (O) los registros del segmento 1 y del *PCRing* quedan almacenados.

El intervalo OD es cubierto por el segmento 2 de CamRAM en modo *Buffer FIFO*, del cual OC corresponde a la capacidad del segmento en cuestión, pero el tiempo en que se llena es extendido hasta OD debido a que, simultáneamente a la adquisición, las imágenes son descargadas a la PC liberando memoria de la Cámara.

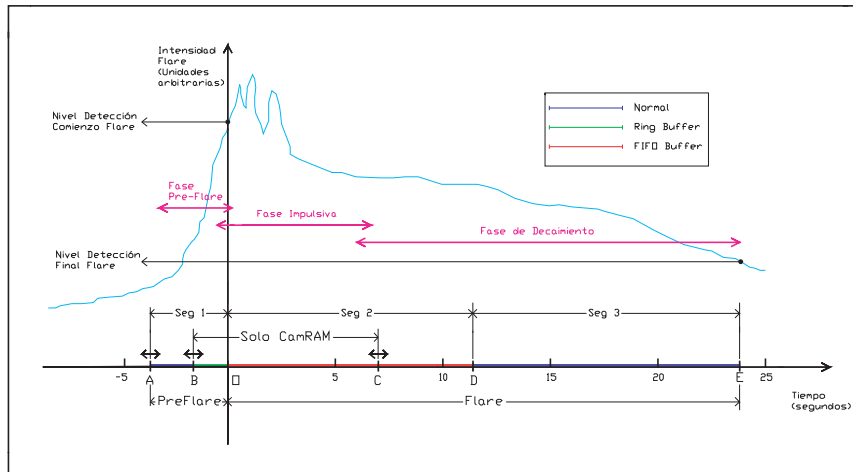


Figura 1. Esquema de la evolución temporal de una fulguración.

El intervalo DC corresponde al modo *Normal*, los segmentos 1 y 2 están llenos y se utiliza el segmento 3 para adquirir y transferir imágenes individuales a la PC.

En base a los tiempos característicos de las diferentes fases de un flare, es posible calcular los requerimientos de registro de la cámara CCD y de la PC. Definamos $frecIm$ como la frecuencia de adquisición de imágenes elegida, $frecPC$ como la frecuencia máxima de adquisición en modo *Normal*, $sizeIm$ como la cantidad de memoria que ocupa una imagen, $sizeSeg$ como la capacidad de memoria de un segmento, y $CantIm$ como la cantidad de imágenes elegida para el modo *PCRing* durante el *pre-flare*. Llamando a los períodos de tiempo característicos del flare, se obtienen de los siguientes requerimientos:

$$\frac{(CantIm)}{(frecPC)} = t_{AB}$$

$$\frac{(sizeSeg1)}{(sizeIm)(frecIm)} = t_{BO}$$

$$\frac{(sizeSeg2)}{(sizeIm)(frecIm)} = t_{OD}$$

$$\frac{sizeSeg(\frac{1}{(sizeIm)(frecPC)})}{1 - \frac{(frecIm)}{(frecPC)}} = t_{DE}$$

depende del evento = t_{DE}

6. Resultados

Estableciendo un total de 60 imágenes para el Segmento 1, 195 imágenes para el Segmento 2, capacidad de 1 imagen para el segmento 3, un tiempo total de *pre-flare* de 120 segundos, con una frecuencia de adquisición de imágenes de 2 fps, 90 segundos a 1fps (t_{AB}), 30 segundos a 2fps (t_{BO}), 200 segundos a 2fps (t_{OD}) y el resto a 1fps (t_{DE}). Se obtiene una capacidad de 256 imágenes para la *CamRam* para una resolución espacial de 1280x1024 píxeles.

7. Conclusión

Con la resolución espacial elegida, la cual es acorde con el poder resolvente de HASTA, se consiguen cubrir 230 segundos de la fase de pre-flare e impulsiva con una resolución temporal de 2 imágenes por segundo, lo cual es aceptable para la aplicación requerida.

Referencias

- Bagalá, L. G., O. H. Bauer, R. Fernandez Borda, C. Francile, G. Haerendel, R. Rieger, M. G. Rovira, "The New H-alpha Solar Telescope at the German-Argentinean Solar Observatory" in Proc. 9th European Meeting on Solar Physics, ESA-SP 448, 469-474 (1999).
- Fernández Borda, 2001, PhD Tesis, Universidad de Buenos Aires.
- Forbes, T. G., E. R. Priest, "Photospheric Magnetic Field Evolution and Eruptive Flares", *Astrophys. J.*, 446, 377-389 (1995).
- Foukal, P.: *Solar Astrophysics*, John W., & Sons, Inc., 1990.
- Webb, D. F., "The Solar sources of coronal mass ejections", *Eruptive Solar Flares*, editado por Z. Svestka, B. V. Jackson, and M. E. Machado, 234-247 (1992).
- PCO CCD - Manuales de Cámara CCD PCO 1600. (Rapid Submillimeter brightenings associated with large solar flare. Kaufmann et al. 2001), (Solar submm and gamma-ray burst emission. Kaufmann et al. 2002), (Solar observations at submillimeter wavelengths. Kaufmann 2003), (Properties of Fast Submillimeter Time Structures during a Large Solar Flare. Raulin et al. 2003)

PRESENTACIÓN MURAL

Resultados de la caracterización del sitio Macon-Tolar Grande

P. Recabarren^{1,2,3}, H. Muriel^{1,2}, D. G. Lambas^{1,2}, R. Vrech^{1,4}, V. Renzi¹, F. Stasyszyn¹

(1) Grupo IATE, Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba.
(2) CONICET. (3) Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, Universidad Nacional de Córdoba. (4) Instituto Antártico Argentino.

Abstract. We show results of the characterization of the Tolar Grande-Macon Range site in the North-West of Argentina. This project is being developed by the IATE Group of Córdoba Observatory in collaboration with ESO in the framework of the E-ELT project. We present and discuss one year of image quality measurements with MASS and DIMM, three years of meteorological data and detailed studies of seismic activity and geo-technical aspects as well as diverse logistic issues.

Resumen. Se muestran resultados de un año de observaciones de *seeing* y turbulencia atmosférica, y de dos años de registros de parámetros meteorológicos, para la caracterización del sitio candidato ubicado sobre el extremo sur del cordón Macón, en proximidades de la localidad de Tolar Grande, en la región de La Puna salteña. El trabajo se realiza como una colaboración entre el ESO (European Southern Observatory) y el grupo IATE (Investigaciones en Astronomía Teórica y Experimental), del Observatorio Astronómico de la Universidad Nacional de Córdoba. El objetivo de ESO es seleccionar un sitio para la instalación de una gran facilidad instrumental, lo que se complementa con el interés local por encontrar sitios aptos para instrumentos de altas prestaciones. También participa el IAR (Instituto Argentino de Radioastronomía), mediante la instalación de un detector de opacidad a 210 GHz (*Tipper*), para medir la concentración de vapor de agua. El grupo GeoNorte, de la Universidad Nacional de Salta, realizó los estudios geológicos. Atento a los resultados obtenidos y aunque se pueda considerar que el sitio ya está caracterizado, ESO propuso extender el período de toma de datos y aumentar la frecuencia de los mismos, para mejorar estadísticamente esta caracterización.

1. Tolar Grande y Cordón Macón

El sitio adonde se hicieron las observaciones con DIMM (Testing Point, 24° 38.82' S, 67° 20.24' W) está ubicado 2.5 K. al sur del sitio candidato (Macón Candidate Site 24° 36.6' S, 67° 19' W), y a 15 Km de la localidad de Tolar grande.

2. Observaciones

El programa de observaciones se hizo con cámaras DIMM y MASS. La primera determina el valor de *seeing* integrado al infinito y el MASS entrega perfiles de turbulencia atmosférica a diferentes alturas discriminando los valores en *boundary*, hasta 500 m sobre el equipo, *free seeing*, a partir de 500 m, y *free + boundary* a la integración de ambos. Las lecturas de *seeing* y turbulencia de MASS y DIMM son complementarias. Se realizaron mediciones simultáneas con DIMM desde el Cordón Macón, y con MASS, desde Tolar Grande, 1060 metros por debajo,

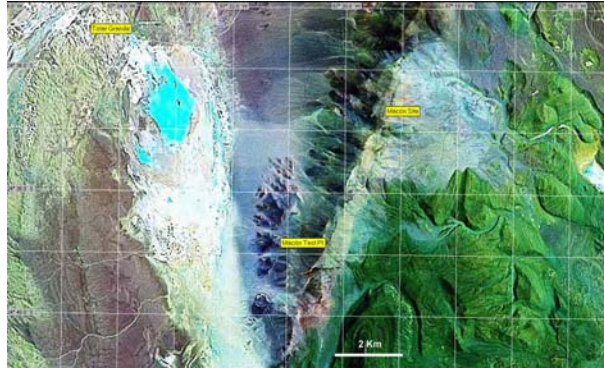


Figura 1. Imagen satelital del extremo Sur del Cordón Macón y Tolar Grande.

debido a que éste último no tiene la portabilidad del DIMM. Se totalizaron 158 noches de observación con MASS y 29 con DIMM, según un muestreo preestablecido de un mes de mediciones de MASS cada dos, y de no menos de 4 semanas de medición con DIMM simultáneas con las anteriores.

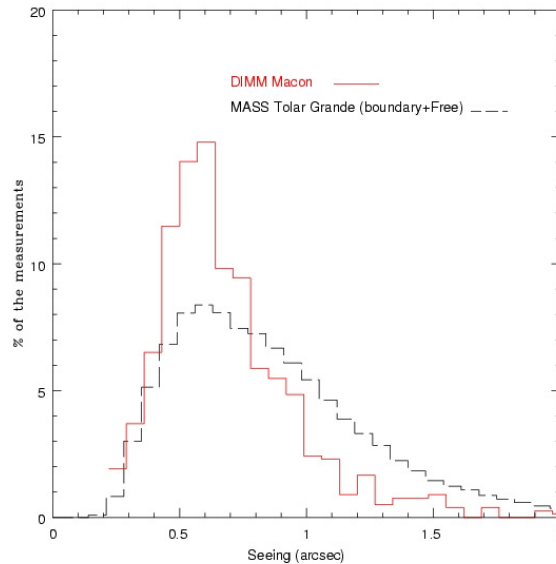


Figura 2. Distribución de valores de seeing con MASS (Tolar Grande) y DIMM (Macón).

En el sitio se ha instalado una estación meteorológica automática NRG Systems, que registra permanentemente Temperatura, Humedad, Velocidad y Dirección del Viento y Piranometría. No se registra Presión Barométrica, debido a que el sensor suministrado por el fabricante no está diseñado para el rango de alturas superiores a los 3000 m.s.n.m., y el sitio se encuentra a más de 4610 m. El sensor de Humedad Relativa debe ser recalibrado, razón por la que no se presentan los datos respectivos, hasta tanto se lo haga.

Los promedios de temperaturas nocturnas son de 3.5, -0.9, -3.5 y -0.04 grados centígrados para el verano, otoño, invierno y primavera respectivamente. Las correspondientes temperaturas

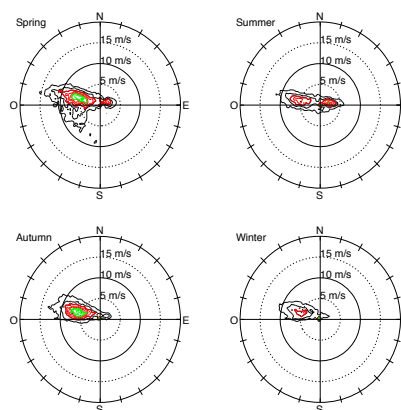


Figura 3. Frecuencia de la velocidad y dirección del viento en 24 horas. Los isocontornos se corresponden con 1,2 y 3 r.m.s. de la distribución de los datos.

máximas en 24 horas son de 31, 15.6, 12.0 y 19.3 y las mínimas en 24 horas de -4.2, -14.3, -15.0 y -12.3. Los promedios de velocidad del viento son de 5.3, 6.8, 7.1 y 6.8 metros por segundo para verano, invierno, otoño y primavera, los valores máximos nocturnos respectivos son de 23.3, 26.1, 28.9 y 21.1 y los valores máximos en 24 horas son de 25.3, 28, 31.8 y 34.9 metros por segundo.

3. Conclusiones

Con el objeto de caracterizar el sitio, se hicieron siete campañas con el MASS, en Tolar Grande (3550 m.s.n.m.), sumando un total de 158 noches de observación y cinco campañas con DIMM, en el sitio sobre el cordón Macón (4610 m.s.n.m.), sumando 29 noches de datos de seeing, a la estadística.

Los resultados obtenidos con MASS indican un valor promedio de seeing de 0.86 segundos de arco (boundary+free) y 0.72 (free).

En referencia a los datos obtenidos con el DIMM, sobre el cordón Macón, 1060 metros por sobre la altitud del MASS, en Tolar Grande, los valores dan un seeing promedio de 0.7 segundos de arco y una mediana de 0.55 segundos de arco.

También se registraron datos meteorológicos, se analizó información geológica y se tomaron datos de absorción de vapor de agua a 210 GHz, con el tipper del IAR. Un parámetro destacable es la regularidad en la dirección del viento. No se observó una dependencia notable del seeing con la velocidad del viento.

La etapa siguiente contempla trabajar sobre la locación exacta del sitio candidato, lo cual implica el desarrollo de una infraestructura operativa más importante.

Bibliografía consultada:

- Amigo Ramos, A. Informe Final GL69F, Universidad de Chile.
 Erasmus, D.A. & van Staden, C.A. CTIO and University of Tokio (2001).
 Erasmus, D.A. Report to ESO, (2002).

- Erasmus, D.A. & Sarazin, M. *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*. Vol.266, 310-326. (2000).
- Giovanelli, R. astro-ph0012443 (2000).
- Kornilov, V.G. & Tokovinin A. A. *Astronomy Report* Vol 45, 5 pg 395 (2001).
- Kornilov, V., Tokovinin, A., Vozyakova, O., A. Zaitsev, N. Shatsky, S. Potanin & M. Sarazin. *SPIE*, 4839, 837-845, (2003).
- Masciadri, E., Avila R. & Sanchez, J. R. *Mex. A.A.*, 40, 3 (2004).
- Recabarren, P., Mosconi, M., Muriel, H., García Lambas, D., Sarazin, M. & Giovanelli, R. *Astroph & Sp. Sci* 290, 409 (2004).
- Sarazin, M. & Roddier, F. *Astronomy & Astrophysics* 227, 294 (1990).
- Tokovinin, A.A. & Kornilov, V. G. *ASP Conf. Ser.* 266, 104 (2002).
- Vrech, R., Muriel, H., Stasysyn, F., Sarazin, M., García Lambas, D., Giovanelli, R., Renzi, V., Viramonte, J., Bareilles, F. & Recabarren, P. In *Site Testing and Selection for ELTs Workshop III*, Vancouver, B.C., Canada (2005).

RESUMEN

Foco Automático para el Telescopio Solar HASTA

A. Cornudella¹, C. Francile¹

(1) *Observatorio Astronómico Félix Aguilar (OAFa - UNSJ)*

Abstract. We present the focusing automatization of the H-alpha solar telescope HASTA. Two processes of focus quality determination were developed, one based on the analysis of the derivative of the intensities registered by the CCD camera, and the other based on the analysis of the spectral components of these intensities. Finally the second method was selected as the most suitable, designing for that the necessary hardware and software to automatically drive the focusing stepper motor during the solar observations.

Resumen. Aquí presentamos la automatización del enfoque del telescopio solar H-alfa HASTA. Se desarrollaron dos procesos para la determinación de la calidad de foco, uno basado en el análisis de la derivada de las intensidades registradas por la cámara CCD, y otro basado en el análisis de las componentes espectrales de dichas intensidades. Finalmente se seleccionó el segundo método por ser el más satisfactorio, diseñando para ello el hardware y software necesarios para accionar automáticamente el motor paso a paso de enfoque del telescopio durante las observaciones solares.

Parte VII

Divulgación y Docencia en Astronomía

PRESENTACIÓN MURAL

35 años en la difusión de la Astronomía desde el OAMR en toda su zona de influencia

D. Davoli³, H. Missio³ y R. Aquilano^{1,2,3}

(1) *Instituto de Física de Rosario (CONICET-UNR)*

(2) *Facultad de Ciencias Exactas, Ingeniería y Agrimensura (UNR)*

(3) *Observatorio Astronómico Municipal de Rosario (OAMR)*

Abstract. For more than 35 years the Astronomical Observatory of the city of Rosario (OAMR), has been developing on outreach program. It reaches the general public and schools of the area with great success. In the paper we review the history of the Planetarium and Observatory with particular emphasis in the early stages of the project.

Resumen. Desde hace ya más de 35 años el Observatorio Astronómico Municipal de Rosario (OAMR), viene desarrollando tareas de divulgación y observación de eventos astronómicos llegando a la población mediante la comunicación oficial realizada a través de los medios de prensa masiva y que despierta un gran interés en el público general y escuelas de la zona que asisten a nuestra institución. El siguiente trabajo cuenta la historia de cómo comenzó el proyecto Observatorio y Planetario en la mente de unos pocos visionarios que lucharon hasta conseguir ese objetivo. Debido a la falta de espacio y la enorme cantidad de material de archivo disponible se hace referencia a algunas fechas interesantes en la historia del Observatorio y en una próxima presentación se expondrá un relevamiento más exhaustivo de los datos históricos.

1. Síntesis cronológica de la historia Observatorio y Planetario de Rosario

El primer Observatorio Astronómico del país se construye en la ciudad de Córdoba durante la presidencia de Domingo F. Sarmiento, a fines del siglo XIX. En cambio, la historia del proyector de estrellas llamado Planetario comienza alrededor del año 1920, cuando el Ing. Walther Bauersfeld lo inventa; y es a partir de ese momento que comienza a surgir el deseo de contar con ese gran instrumento de divulgación de la ciencia astronómica en diferentes lugares del mundo.

El complejo integrado por el Observatorio Astronómico, Planetario y el Museo Experimental de Ciencias de Rosario constituye un logro notorio de nuestra ciudad, el cual pudo concretarse tras un largo y arduo camino. Como primer antecedente de la actividad astronómica local, podemos mencionar al Profesor Victorio Capolongo, quien en marzo de 1941 fundó la Asociación Astronómica, Filosófica y Cultural, COSMOS, acompañado de un grupo de alumnos aficionados a la Astronomía.

Veinte años después, en marzo de 1961, existían propuestas formales en la Municipalidad de Rosario para construir el Planetario. En 1962, el Intendente Luis C. Carballo concreta la compra del Planetario y el telescopio para el Observatorio, llamando a licitación para la construcción de los edificios.

El Observatorio fue inaugurado por el Intendente Beltramo el 18 de Junio de 1970. Posteriormente, los Intendentes Cristiani, Natale y Cabanellas continuaron las obras del Planetario, las cuales fueron concluidas e inauguradas por el intendente Usandizaga el 19 de junio de 1984, con la presencia del Sr. Vicepresidente de la Nación Dr. Víctor Martínez. Luego, el 25 de sep-

tiembre de 1987 se inaugura el Museo Experimental de Ciencias que funciona en el 2do piso, en su construcción y posterior funcionamiento colaboró la Fundación Planetario por convenio con la Municipalidad de Rosario. De esta forma se constituye el complejo astronómico y educativo conformado por el Observatorio Astronómico, Planetario y Museo Experimental de Ciencias, dependiente de la Secretaría de Cultura y Educación de la Municipalidad de Rosario.

2. Algunos sucesos de importancia en la historia de la institución

18/6/1970 El Observatorio Astronómico Municipal de Rosario es inaugurado en una ceremonia que preside el Intendente de la ciudad Dr. Luis Beltramo.

20/12/1972 La Asociación de Amigos del Planetario y Observatorio Astronómico hace entrega del *Planetario de Oro*, distinción que se confiere todos los años a quienes se distinguen por sus estudios vinculados con la Astronomía. En esta oportunidad, y en presencia de autoridades municipales y miembros directivos del Observatorio, se le otorgó el galardón al Dr. Carlos Oton Rudiger Jaschek, quien disertó sobre *La composición química de las estrellas*.

16/9/1973 El Dr. Víctor Ambartzumian, Director del Observatorio de Byurakán (Armenia) realiza una visita a diversos observatorios astronómicos del país, entre los que se incluye al de Rosario. El Dr. Ambartzumian pronuncia una conferencia y la UNR le otorga el título de Doctor *Honoris Causa*.

23/1/1979 La Asociación de Amigos del Planetario y Observatorio Astronómico invitan al público en general a realizar observaciones directas del planeta Júpiter en su máximo acercamiento a la Tierra. Se estima que unas 15.000 personas concurren al Observatorio Astronómico Municipal, quienes fueron informados sobre las características del planeta.

08/05/1980 Del diario La Capital: *Continúa la obra del Planetario Municipal*, en este artículo se hace alusión a la continuidad de las postergadas obras del planetario para que luego de 30 años de promesas se pudiera al fin concretar y, con fecha 5/2/1980, se destaca ésto en una nota publicada en el mismo diario con el título *El Planetario de Rosario: Una Obra largamente esperada*.

20/04/1981 A partir del 21 de abril se da comienzo al curso anual de *Introducción a la Astronomía* en el Observatorio Astronómico, a cargo de los Profesores Osvaldo Bessio, Juan Gutierrez y Sergio Acero. Las clases se dictan todos los miércoles de 20 a 22 horas en el salón Copérnico. Todos los días jueves desde el 23 de abril y hasta el 28 de mayo se proyectan audiovisuales sobre temas astronómicos a partir de las 20hs, de acuerdo al siguiente calendario: 23 de abril *La Historia del Universo*, 30 de abril *El Reino de Zeus, recientes investigaciones sobre el planeta Júpiter*, 7 de mayo *El Sistema Solar*, 14 de mayo *El Planeta Rojo, recientes investigaciones sobre el planeta Marte*, 21 de mayo *Los Mundos Habitables*, 28 de mayo, *El Señor de los Anillos, recientes investigaciones sobre Saturno*.

28/09/1981 Se inaugura la semana del Planetario y se dictan las siguientes conferencias: (04/10) Conferencia sobre *Internacionalización del Átomo* a cargo del consultor Ingeniero Mario E. Bécora; (09/10) Conferencia sobre *Planetología* a cargo del Profesor Sergio Acero; (10/10) Conferencia sobre *Física y Astronomía* a cargo del Doctor José Luis Sérsic, Astrónomo y profesor titular de la Universidad de Córdoba; (11/10) Conferencia *Actividad en el Instituto de Radioastronomía* a cargo del Doctor Esteban Bajaja investigador científico del CONICET y director del Instituto mencionado.

13/12/1981 Reseña de la actividad del Observatorio Municipal. Durante el transcurso del año y en distintos niveles de preparación y especialidad se dictaron materias como Panorama del Universo, Galaxias y Planetología, Introducción a la Astronomía General parte I y II. Los fines de semana y feriados se cumplió con el programa cultural auspiciado por la Asociación de Amigos del Planetario con la proyección de audiovisuales científicos, técnicos y culturales. También se invita al público a la observación del planeta Venus en el cielo del atardecer con el telescopio de la Institución y la Nebulosa de Orión, anunciada como una *verdadera fábrica de*

estrellas y se invita al público en general a la proyección de audiovisuales los días domingos a partir de las 19:30 hs sobre *Los mundos habitables, El Sol y la energía solar, Sol y Luna*.

03/07/1985 Inscriben para un curso sobre el cometa Halley a alumnos de 7mo grado y primer año del secundario.

01/03/1986 A pesar de no tener una gran espectacularidad, la aparición del Cometa Halley convoca a una multitud de gente que concurre al Observatorio Astronómico. En septiembre de 1988 y de 1999 se realizan en el Observatorio Astronómico la 33a y 43a Reunión Anual de la Asociación Argentina de Astronomía. A mediados del año 1994 se observa y registra el choque del cometa Shoemaker-Levi con el planeta Júpiter y a comienzos de noviembre un eclipse total de Sol que, en nuestra latitud, llegó a ser visible el 98 % de la totalidad.

3. Instrumental, trabajos y convenio con otras instituciones

Desde hace veinte años se mantiene un convenio con el Instituto Politécnico Superior Gral. San Martín (UNR) para el desarrollo de actividades conjuntas en la complementación académica a través de las prácticas observacionales con alumnos del polimodal y de la Licenciatura en Física. El Observatorio cuenta con un telescopio refractor acodado marca Carl Zeiss de 150 mm de abertura y 2250 mm de distancia focal más un telescopio reflector de 300 mm de abertura y 4500 mm de distancia focal. Además posee un filtro monocromático de Lyot que permite la observación solar en la línea H- α con anchos de banda pasante de 0.25 y 0.50 Å. Asimismo, cuenta con instrumentos auxiliares que se utilizan para actividades de contenido divulgativo tales como un telescopio reflector de 150 mm y un telescopio refractor de 80 mm. A su vez, este año se incorporó una cámara de 480x640 pixel de resolución que nos permitirá tomar imágenes astronómicas. Todos los meses se confeccionan efemérides que son remitidas a los medios masivos de comunicación con información sobre los horarios de salida y puesta del Sol y de la Luna, fases lunares, posición de los planetas y eventos astronómicos. Durante los años 1993, 1997, 1998, 1999, 2003, 2005 y 2006 se presentaron en las reuniones de la Asociación Argentina de Astronomía los registros de la actividad solar observada con el telescopio y el filtro de Lyot de nuestro Observatorio. Desde la inauguración del Observatorio se ha convocado a numerosos profesionales del ámbito astronómico y ciencias afines para dictar conferencias y charlas divulgativas destinadas al público general. Por la Sala Nicolás Copérnico de la institución han pasado personalidades del ámbito astronómico como el Dr. Jorge Sahade, la Dra. Marta Rovira, el Dr. Juan Carlos Muzzio, y el Dr. Vucetich, entre otros destacados profesionales.

4. Conclusiones y proyectos

Las expectativas astronómicas de la población y de los medios periodísticos en nuestra región quedan ampliamente cubiertas con nuestra actividad. Con la inauguración del Planetario en 1984 y del Museo Experimental de Ciencias en 1987, muchas de las actividades desarrolladas por el Observatorio pasaron a tener un mayor alcance, hecho que se refleja en el incremento de la cantidad de alumnos de las instituciones educativas que nos visitan, así como también del público asistente en general.

Una primera estimación indica que el número de asistentes al Observatorio, Planetario y Museo de Ciencias desde 1984 hasta la fecha sobrepasa holgadamente el millón, con un promedio de 55.000 a 70.000 visitantes por año.

Los cursos y conferencias sobre temas de Astronomía atraen a muchas personas, principalmente estudiantes secundarios y universitarios y esperamos que esta tendencia se mantenga en los próximos años. La reciente incorporación de una cámara digital es muy importante, ya que con esta herramienta podemos registrar los eventos astronómicos en tiempo real para luego volcarlos en la página web de la institución para su adecuada divulgación.

Como proyectos presentes y a futuro, se seguirá adelante con las prácticas astronómicas con

alumnos pasantes de distintas instituciones educativas, generando interés por la Astronomía; se tratará de incorporar tecnología digital para el dictado de seminarios y conferencias; se incrementará la realización de cursos cortos sobre temas astronómicos, óptica y mecánica celeste, dirigidos principalmente a docentes para ampliar sus conocimientos sobre esta ciencia y se diseñará un curso de meteorología básica con prácticas en el lugar.

La historia del Observatorio y sus actividades a lo largo de estos 35 años es muy extensa como para ser presentada en un sólo trabajo, por lo que se estima conveniente continuar con la recopilación de datos históricos para darlos a conocer en sucesivos artículos y presentaciones.

Parte VIII
Premios y Distinciones

INVITED PAPER

Fundamental properties of star clusters of the Milky Way and of the Small Magellanic Cloud derived by means of integrated spectroscopy

A.V. Ahumada^{1,2}, J.J. Clariá^{1,2} & E. Bica³

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

(2) *CONICET*

(3) *Instituto de Física, UFRGS, Porto Alegre (Brazil)*

Abstract. We present integrated spectra mostly obtained at the CASLEO (Argentina) in the range 3600-7000 Å for 42 galactic open clusters within a wide age range. These data have been combined with existing cluster spectra to create a new base of template spectra. Such a base has a good temporal resolution and may be used for future determinations of fundamental astrophysical parameters of galactic and extra-galactic stellar systems. This new library represents the integrated spectral evolution of star clusters with typically solar metallicity, from those very young objects associated with gas emission to those clusters as old as a few Gyr. Integrated spectra for a sample of 24 star clusters of the Small Magellanic Cloud (SMC) are also presented, which will be very useful for integrated studies in distant galaxies with metallicities similar to those of the SMC clusters. $E(B-V)$ colour excesses, ages and in some cases metallicities as well were determined for all the observed clusters, which allowed us to broaden the current knowledge of the star cluster systems both in the Milky Way (MW) and in the SMC.

Resumen. Presentamos espectros integrados mayoritariamente obtenidos en el CASLEO (Argentina) en el rango 3600-7000 Å de 42 cúmulos abiertos de la Vía Láctea (VL) con un amplio rango de edades. Estos datos han sido combinados con espectros de cúmulos obtenidos previamente para crear una nueva base de espectros patrón. Esta base tiene una buena resolución temporal y puede ser usada para futuras determinaciones de parámetros astrofísicos fundamentales de sistemas estelares galácticos y extra-galácticos. Esta nueva biblioteca representa la evolución espectral integrada de cúmulos estelares con metalicidad típicamente solar, desde aquéllos muy jóvenes asociados con emisión de gas hasta cúmulos con edades de unos pocos miles de millones de años. Presentamos también espectros integrados de una muestra de 24 cúmulos estelares de la Nube Menor de Magallanes (NMM), los cuales serán muy útiles para estudios integrados en galaxias distantes con metallicidades similares a las de los cúmulos de la NMM. Determinamos excesos de color $E(B-V)$, edades y en algunos casos también metallicidades de todos los cúmulos observados, lo que nos ha permitido ampliar el conocimiento actual de los sistemas de cúmulos estelares tanto de la VL como de la NMM.

1. Introduction

Open clusters are among the few galactic objects for which meaningful distances can be derived over a large range, which makes them an essential tool to examine galactic structure as well as to constrain galactic evolution theories. Cluster fundamental parameters, such as reddening, age and metallicity, have been mostly derived from colour-magnitude diagrams and/or from photometric and kinematic studies of individual giants (see, e.g., Clariá et al. 2006). Integrated

spectroscopy, however, has proved to be an effective source of valuable information about these parameters in small angular diameter star clusters (e.g., Santos & Bica 1993).

In this paper we applied the integrated spectroscopic technique to determine fundamental parameters for a sample of 42 open clusters of the MW and of 24 SMC star clusters. Our main purpose is to construct a spectral library of solar-metallicity template spectra, with a good temporal resolution, to be used for future determinations of fundamental properties of galactic and extra-galactic stellar systems. We also examine the dissolution rate of galactic open clusters in selected regions of the MW and define new template spectra for the SMC metallicity level. These templates will be very useful for integrated studies in distant galaxies with metallicities similar to those of the SMC.

2. Cluster sample

Concentrated open clusters with small angular diameters (D) are certainly the most suitable ones to carry out integrated spectroscopic observations. This is so because the cluster as well as the surrounding background sky regions must lie along the whole slit. Besides, the angular diameter requirement comes from the fact that the cluster integrated spectrum must reflect the synthesis of its stellar populations.

We selected 42 compact, relatively populous galactic open clusters to allow good star sampling in the integrated spectra. The choice of these clusters is due not only to their compact nature and relatively high surface brightness but also to the scarcity or absence of previous studies about them. Open cluster designations in different catalogues, galactic and equatorial coordinates, and angular diameters taken from Archynal & Hynes (2003) are listed in Table 1, while in Table 2 we present the different designations and galactic and equatorial coordinates for the SMC cluster sample.

3. Spectroscopic observations

Observations of the galactic open clusters were carried out with the “Jorge Sahade” 2.15 m telescope at the Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO, Argentina) during 8 observing runs, while the SMC clusters were observed with the same telescope during 5 runs and during one run at Cerro Tololo Inter-American Observatory with the 1.5 m telescope. A grating of 300 lines/mm in two different set-ups, namely “blue nights” and “red nights” was always used. During the “blue nights”, the spectral coverage was $\approx 3600\text{-}7000 \text{ \AA}$, with an average dispersion in the observed region of $\approx 140 \text{ \AA/mm}$ (3.46 \AA/pixel). The slit width was $4''.2$ resulting in a resolution of $\approx 12 \text{ \AA}$, as measured by the mean FWHM of the comparison lines. During the “red nights”, we obtained spectra over the range $\approx 5800\text{-}9200 \text{ \AA}$, with a similar dispersion and resolution. We refer the reader to the papers by Ahumada et al. (2000, 2001, 2002) and Piatti et al. (2005) for more details about the observations and data reduction.

In Fig. 1 we present the flux-calibrated spectra for 22 open clusters of our sample in relative flux units, normalized to $F_\lambda = 1$ at $\sim 5800 \text{ \AA}$. The remaining open cluster spectra are presented in Ahumada et al. (2000, 2001). Fig. 2 shows the spectra for the 24 SMC star clusters in the same units. The different slopes of the continuum energy distributions in both samples are the result of reddening and age effects combined. Although a certain amount of field star contamination may be expected mainly from stars located close to the cluster centers, only bright field stars could affect the spectra significantly but this is not the case in practically any of the observed clusters.

Table 1. Open cluster sample

Cluster	α_{2000} (h:m:s)	δ_{2000} (°:':")	l (°)	b (°)	D ,
vdB-RN 80	06:30:46	-09:40:09	219.56	-8.44	4
Bochum 2	06:48:50	00:22:30	212.30	-0.40	1.5
NGC 2311, Cr 123	06:57:48	-04:36:42	217.73	-0.69	6
Ruprecht 2	06:41:01	-29:33:00	238.78	-15.05	3
Berkeley 75, ESO490-SC50	06:49:16	-23:57:29	234.56	-10.71	4
NGC 2368, Cr 138	07:20:58	-10:22:41	225.89	2.21	3
Haffner 7, BH 1, ESO428-SC24	07:23:10	-29:29:51	242.99	-6.42	4
NGC 2409, Bochum 4	07:31:37	-17:11:24	232.48	0.77	5
ESO429-SC2	07:33:23	-28:12:17	113.35	-28.19	5
ESO429-SC13	07:41:03	-30:44:03	245.95	-3.63	3
NGC 2635, BH 39, Mel 89, Cr 190, ESO371-SC1	08:38:28	-34:45:35	255.98	4.18	3.5
Pismis 7, BH 43	08:41:54	-38:42:06	259.03	2.00	3
Hogg 3, ESO167-SC12	09:57:51	-54:39:21	279.86	0.09	2
BH 87	10:03:56	-55:26:34	281.03	-0.03	3
Bochum 12	10:57:23	-61:44:03	290.19	-1.93	2.5
Hogg 9	10:58:22	-59:03:30	288.84	0.69	1
Pismis 17, NGC 3503	11:01:04	-59:49:08	289.81	0.14	3
Hogg 10	11:10:42	-60:23:03	290.80	0.10	3
Hogg 11, ESO129-SC6	11:11:32	-60:22:18	291.23	-0.01	2.5
Hogg 12, ESO129-SC11	11:12:20	-60:45:19	291.46	-0.33	2
Melotte 105, Cr 246, BH 117	11:19:45	-63:29:02	292.89	-2.45	4
BH 132	12:27:00	-64:03:00	300.27	-1.33	3
Hogg 15, BH 139, ESO95-SC15	12:43:37	-63:06:00	302.04	-0.24	2
Basel 18	13:27:49	-62:18:47	307.20	0.20	3
Trumpler 21, Cr 274, BH 148	13:32:14	-62:47:18	307.57	-0.30	5
BH 151	13:40:12	-61:43:48	308.69	0.60	5
NGC 5281, Cr 276, Mel 120, BH 152	13:46:37	-62:54:34	309.17	-0.70	7
ESO445-SC74	13:54:43	-31:58:44	208.66	-31.96	2.5
Lynga 1	14:00:02	-62:09:30	310.86	-0.38	3
NGC 5606, BH 158, Cr 281, ESO134-SC3	14:27:47	-59:38:25	315.19	0.61	3.5
Pismis 20, BH 170	15:15:23	-59:04:24	320.52	-1.21	4
Pismis 21, BH 171	15:16:50	-59:40:01	320.35	-1.80	2
Lynga 11	16:38:10	-46:19:07	338.18	0.47	4
NGC 6204, Cr 312, BH 196	16:46:08	-47:00:44	338.59	-1.08	5
Hogg 22	16:46:35	-47:04:57	338.55	-1.16	3
BH 217, ESO333-SC2	17:16:15	-40:49:01	346.77	-1.51	4
Pismis 24, BH 227, NGC 6357	17:24:43	-34:12:23	353.12	0.71	5
Markarjan 38, Biur 5	18:15:16	-18:59:33	11.99	-0.94	2
NGC 6604, Mel 197, Cr 374	18:18:06	-12:13:00	18.26	1.69	5
Ruprecht 144	18:33:36	-11:25:03	20.70	-1.25	4
Dolidze 34	18:42:03	-04:32:43	27.78	-0.01	5
Berkeley 80	18:54:21	-01:13:12	32.16	-1.25	4

4. Cluster fundamental properties

We determined the fundamental cluster parameters from their integrated spectra. A direct age estimate was first obtained from equivalent widths (EWs) of the Balmer lines in absorption in each spectrum by interpolating these values in the age calibration of Bica & Alloin (1986). The

Table 2. SMC cluster sample

Cluster	α_{2000} (h:m:s)	δ_{2000} ($^{\circ}$: $'$: $''$)	l ($^{\circ}$)	b ($^{\circ}$)
K 5,L 7, ESO28-SC18	00:24:43	-73:45:19	305.49	-43.24
K 3, L 8, ESO28-SC19	00:24:46	-72:47:37	305.68	-44.19
NGC 121, K 2, L10, ESO50-SC12	00:26:47	-71:32:12	305.71	-45.46
HW 8	00:33:48	-73:37:00	304.64	-43.45
L 28	00:42:59	-72:35:19	303.82	-44.52
NGC 241, K 22w, L 29w, SMC_OGLE17	00:43:33	-73:26:25	303.71	-43.68
NGC 242, K 22e, L 29e, SMC_OGLE18	00:43:38	-73:26:27	303.706	-43.68
NGC 256, K 23, L 30, ESO29-SC11, SMC_OGLE32	00:45:54	-73:30:24	303.47	-43.62
NGC 265, K 24, L 34, ESO29-SC14, SMC_OGLE39	00:47:12	-73:28:28	303.35	-43.65
NGC 290, L 42, ESO29-SC19, SMC_OGLE69	00:51:14	-73:09:41	302.95	-43.97
NGC 294, L 47, ESO29-SC2, SMC_OGLE90	00:53:06	-73:22:49	302.77	-43.75
L 48, ESO51-SC6	00:53:28	-71:23:55	302.70	-45.73
NGC 306, K 33, L 50, ESO29-SC23	00:54:15	-72:14:29	302.63	-44.88
L 51, ESO51-SC7	00:55:00	-72:07:00	302.55	-45.01
L 56, SMC-SC26, SMC_OGLE109	00:57:31	-72:15:52	302.28	-44.86
L 66, SMC_OGLE129	01:01:45	-72:33:52	301.85	-44.54
IC 1624, K 52, L 56, ESO51-SC17, SMC_OGLE149	01:05:22	-72:02:35	301.41	-45.04
NGC 411, K 60, L 82, ESO51-SC19	01:07:54	-71:46:00	301.10	-45.30
NGC 416, K 59, L 83, ESO29-SC32	01:07:59	-72:21:23	301.16	-44.15
NGC 422, K 62, L 87, ESO51-SC22	01:09:30	-71:45:00	300.92	-45.31
HW 73	01:16:26	-71:19:34	300.07	-45.66
NGC 643, L 111, ESO29-SC50	01:35:00	-75:33:24	299.34	-41.27
L 114, WG 4, ESO30-SC5	01:50:19	-74:21:22	297.62	-42.16
NGC 796, L 115, WG 9, ESO30-SC6	01:56:44	-74:13:10	297.01	-42.15

ages derived through this procedure are reddening independent. We then selected an appropriate set of template spectra according to the ages provided by the Balmer lines and we varied reddening and template to obtain the best match of continuum and lines of the observed spectra to that of the template that best resembles it. The reddening corrections were performed using the interstellar absorption law derived by Seaton (1979) and adopting the factor 3.0 for the ratio of total-to-selective absorption, i.e., $A_V = 3.0E(B-V)$. We note that the uncertainty in the adopted reddening represents the lowest reddening variation necessary to distinguish the cluster spectrum from that of the corresponding template ($\sim 0.01 - 0.03$ magnitudes).

To estimate cluster metallicities we used the IR spectra, when available. Unfortunately, however, this parameter could not be accurately determined because the S/N ratio of the IR spectra turned out to be rather low. It was only possible to determine EWs for TiO features between 8200-8500 Å and CaII triplet lines in the following six open clusters: Rup 144, Mel 105, BH 132, Hogg 15, Pismis 21 and Lynga 11. More details are given in Ahumada et al. (2000).

As far as we are aware, no data exist for five open clusters of the present sample, namely: BH 151, ESO429-SC2, ESO445-SC74, Dolidze 34 and Ruprecht 2. Therefore, their fundamental properties here derived turn out to be the first of their kind, while for the remaining clusters,

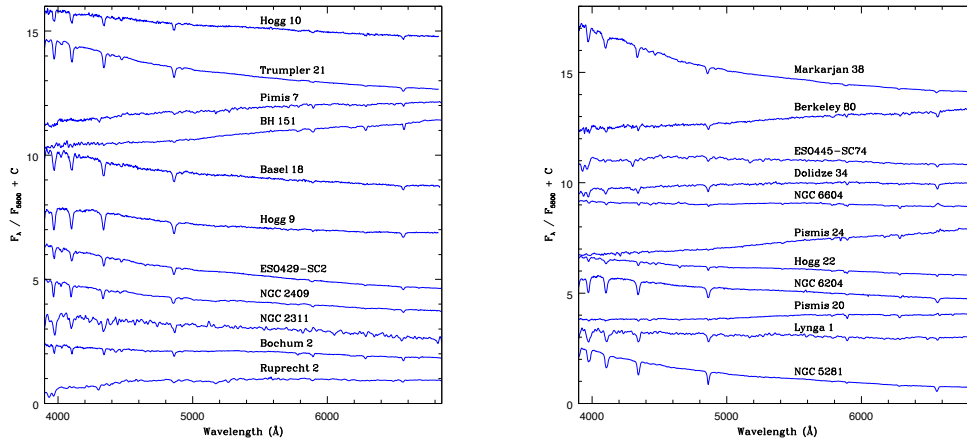


Figure 1. Observed integrated spectra of 22 Galactic open clusters. Spectra are in relative F_λ units normalized at $\lambda \sim 5800 \text{ \AA}$.

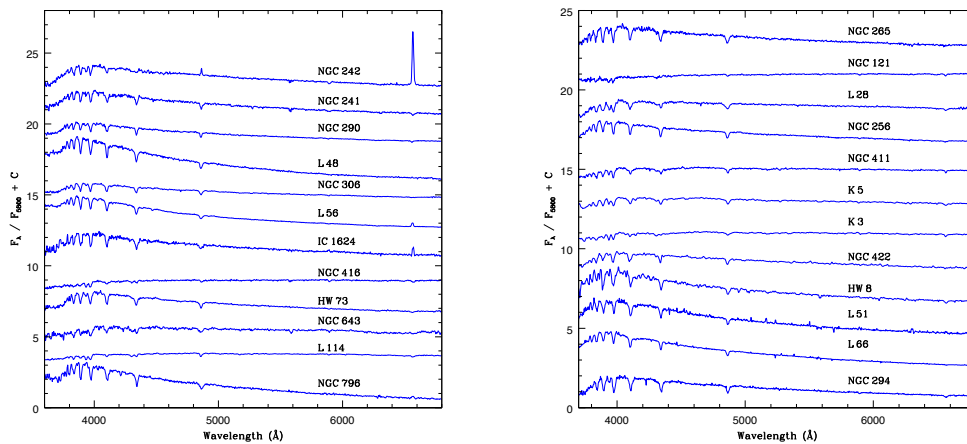


Figure 2. Observed integrated spectra of 24 SMC star clusters. Units as in Fig. 1.

the parameters determined exhibit in general good agreement with those derived in previous studies. In this section we briefly discuss the results obtained for only two interesting clusters: Ruprecht 2 and Bochum 2. The remaining result discussions are presented in detail in Ahumada (2004).

4.1. Ruprecht 2

This is a loose group of stars in Canis Major with no central concentration of stars. Its spectrum looks like that of Ruprecht 3, a remnant of an intermediate-age open cluster (Pavani et al. 2003). The spectrum of Ruprecht 2 shows typical features of intermediate-age clusters (Fig. 3). The best comparison is obtained with the intermediate-age template Ib from Piatti et al. (2002, hereafter PBCSA), after correcting for $E(B-V) = 0.10$. This result is in very good agreement

Table 3. Galactic open cluster parameters

Cluster	$E(B - V)$	Balmer age (Myr)	Template age (Myr)	Adopted age (Myr)
Basel 18	0.30	55	40; 45-75	50±10
Be 75	0.05	4000	2000	3000±1000
Be 80	0.80	1000	500	800±200
Bochum 2	0.81	<50	2-4;5-10	5±2
Bochum 12	0.30	60	12	45±15
BH 87	0.10	200	100	150±50
BH 132	0.60	200	100	150±10
BH 151	1.70	<10	2-4	3±1
BH 217	0.80	20	50	35±10
Dolidze 34	0.70	700	500	600±100
ESO429-SC13	0.00	125	100	100±20
ESO445-SC74	0.00	5000	1000;3000-4000	2500±1000
ESO492-SC2	0.30	~10	5-10	7.5±2.5
Haffner 7	0.10	120	100	100±20
Hogg 3	0.15	50	100	75±25
Hogg 9	0.05	300	200-350	300±100
Hogg 10	0.50	30	20;40	30±10
Hogg 11	0.24	15	3-6	8±6
Hogg 12	0.04	70	100	85±15
Hogg 15	1.05	30	3-6	4.5±2.0
Hogg 22	0.65	<10	2-4; 5-10	4.5±2.0
Lynga 1	0.38	200	45-75	100±30
Lynga 11	0.12	400	500	450±50
Markarjan 38	0.37	30	5-10	10±10
Melotte 105	0.31	300	100	200±100
NGC 2311	0.15	200	200-350	300±50
NGC 2368	0.12	60	35-65	50±10
NGC 2409	0.25	30	40; 45-75	50±10
NGC 2635	0.05	2000	1000	1500±500
NGC 5281	0.25	35	20;40	30±5
NGC 5606	0.31	35	3-6	4.5±2.0
NGC 6204	0.40	50	40	50±10
NGC 6604	1.20	<10	2-4	3±1
Pismis 7	0.40	2000	3000-4000	3000±1000
Pismis 17	0.19	15	3-6	4.5±2.0
Pismis 21	1.50	110	50	80±30
Pismis 20	1.23	<10	2-4	3±1
Pismis 24	1.90	<10	2-4;5-10	5±2
Ruprecht 2	0.10	4000	3000-4000	4000±1000
Ruprecht 144	0.32	200	100	150±50
Trumpler 21	0.20	40	20;40	30±10
vdB-RN 80	0.38	30	3-6	4.5±2.0

with the one derived from the EWs of the Balmer lines: (3-5) Gyr. The similarity between the H and K CaII lines, the continuum distribution and the depth of the lines of the spectrum of Ruprecht 2 and those of the template spectrum are worth noticing.

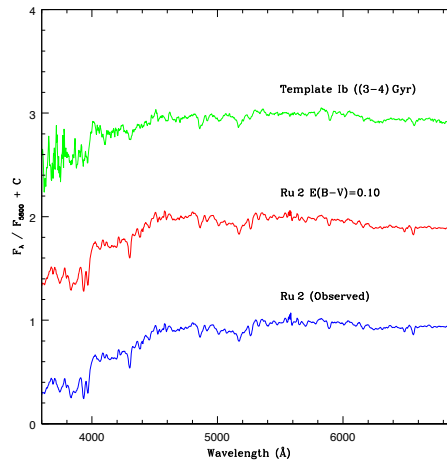


Figure 3. Comparison of the observed (bottom) and reddening corrected spectra of Ruprecht 2 with the PBCSA's (3-4) Gyr template. Units as in Fig. 1.

4.2. Bochum 2

This is a very compact and elongated object in Monoceros. Moffat & Vogt (1975) measured photoelectrically in the UBV system 8 stars and derived $E(B-V) = 0.89 \pm 0.04$. The particular distribution of the stars allowed us to make different individual spectral extractions, thus avoiding the contamination from field stars. Fig. 4 (left) shows the cluster spectrum corrected for $E(B-V) = 0.75$ compared to the PBCSA's (5-10) Myr template. The similarity between these two spectra is evident. An alternative match is shown in Fig. 4 (left), where we compare the spectrum of Bochum 2, corrected for $E(B-V) = 0.87$, with the younger PBCSA's (2-4) Myr template. We adopted for Bochum 2 reddening and age values intermediate between those of these two templates (Table 3). In Fig. 4 (right) we present the observed individual spectra of the bright stars 1, 2 and 3 studied by Moffat & Vogt (1975). In the same figure, the reddening-corrected spectra of these stars and the O7-B0 template from Silva & Cornell (1992) database are shown. Leaving aside a few slight differences, the spectral features of these three stars exhibit good agreement with those of the selected template. Besides, since their reddenings are very similar, we conclude that they are very likely early-type cluster members. The reddening and age derived here for Bochum 2 show excellent agreement with the values determined by Munari & Carraro (1995) from a spectrophotometric study.

5. Comparison with other clusters in similar directions

The galactic open clusters studied here are located within two 90° sectors centered at $l = 253^\circ$ and $l = 343^\circ$, respectively. We compared their properties with those of well-studied clusters located in the same sectors. The reddening values of our cluster sample appear to have distributions typical of those of the open clusters in both sectors. We also find that most of our clusters fall within the most frequent age range for the sector centered at $l = 253^\circ$ and a similar situation is observed for the other sector. The frequency decrease of clusters with increasing age is remarkable in both sectors. Therefore, unless major star forming events had occurred in the galactic disk in the last 100 Myr or so, our results would favour an important dissolution rate of star clusters in the two considered sectors (see details in Ahumada 2004).

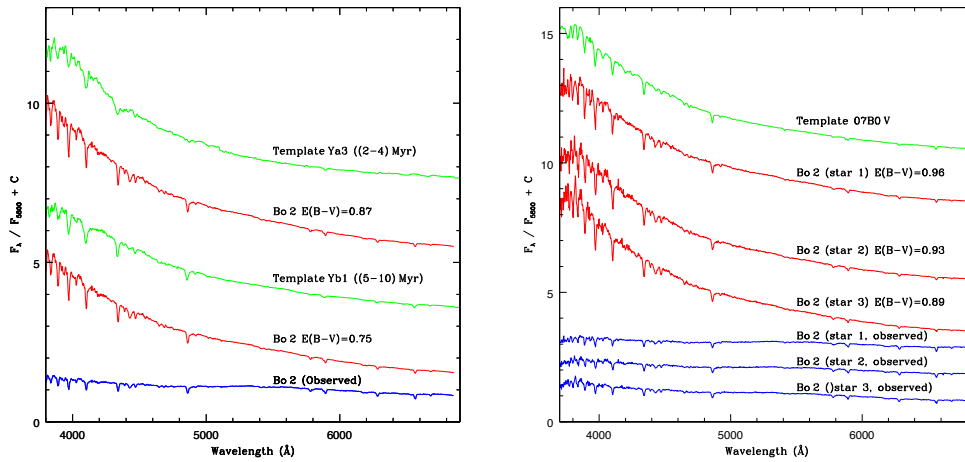


Figure 4. *Left:* Comparison of the observed (bottom) and reddening corrected spectra of Bochum 2 with the PBCSA's Yb1 and Ya3 templates. *Right:* Comparison of the observed spectra of three bright stars of Bochum 2 (bottom) and reddening corrected ones with the O7-B0 V Silva & Cornell (1992) template. Units as in Fig. 1.

6. Library of Galactic template spectra

We created 22 new galactic templates with a high S/N ratio and a good temporal resolution. Out of these 22 templates, 20 were published by PBCSA. Using this new base of template spectra, the determination of basic parameters of several clusters such as Hogg 12, BH 217, NGC 2635 and Hogg 15 was improved (Ahumada 2004). The two remaining new templates correspond to the age groups of (4-5) Myr and 30 Myr. We also redefined the original PBCSA's 20 Myr and (3-4) Gyr templates thus improving their quality (Ahumada et al. 2005).

7. SMC cluster parameters

About half of the SMC clusters here studied had not been previously observed. By applying the same methodology as for the open clusters, we found that 15 SMC clusters are young, one is moderately young, 4 are intermediate-age objects with ages between 1 and 2 Gyr, 3 are definitively old with ages older than 4.5 Gyr and NGC 121 is the only genuine globular cluster of the SMC (~ 12 Gyr). NGC 121 and four of the old or intermediate-age clusters (NGC 411, NGC 416, K 3 and K 5) are very well known objects and they were observed with the aim of using them directly as templates. The derived $E(B-V)$ colour excesses for the SMC clusters lie within the range: $0.00 < E(B-V) < 0.18$ (Table 4), indicating that the studied SMC clusters are associated to different amounts of internal dust.

Acknowledgments. One of us (AVA) wishes to thank Asociación Argentina de Astronomía for having awarded her with the Varsavsky Prize.

References

Ahumada, A.V. 2004, Tesis Doctoral, FaMAF, UNC, Córdoba, Argentina

Table 4. SMC cluster parameters

Cluster	$E(B - V)$	Balmer age (Myr)	Template age (Myr)	Adopted age (Myr)
HW 73	0.07	60	35-65	50±10
HW 8	0.00	40	35-65	45±15
IC 1624	0.03	40	35-65	50±10
K 3	0.04	3500	5600	4500±1000
K 5	0.00	3000	1000	2000±1000
L 114	0.00	6000	5600	5600±500
L 28	0.03	1200	1000	1000±200
L 48	-	40	-	40±10
L 51	0.00	30	5-8	7±3
L 56	0.05	23	3-6	6 ±10
L 66	0.08	10	5-8	7±3
NGC 121	0.07	10000	12000	12000±1000
NGC 241	0.00	30	10-20	20±10
NGC 242	0.00	-	10-20	20±10
NGC 256	0.15	50	35-65	50±10
NGC 265	0.10	70	35-65	50±10
NGC 290	0.04	40	12-40	30±10
NGC 294	0.00	200	110-170; 200-350	200±70
NGC 306	0.12	30	12-40	30±10
NGC 411	0.07	2000	1000	1500±500
NGC 416	0.00	4000	-	5600±500
NGC 422	0.18	40	35-65	45±15
NGC 643	0.08	2000	1000	1000±200
NGC 796	0.03	50	3-6	6±10

Ahumada, A.V., Clariá, J.J. & Bica, E. 2005, BAAA, 48, 214

Ahumada, A.V., Clariá, J.J., Bica, E. & Dutra, C.M. 2002, A&A, 393, 855

Ahumada, A.V., Clariá, J.J., Bica, E., Dutra, C.M. & Torres, M.C. 2001, A&A, 377, 845

Ahumada, A.V., Clariá, J.J., Bica, E. & Piatti, A.E. 2000, A&AS, 141, 179

Archinal, B.A. & Hynes, S.J. 2003, *Star Clusters*, Willmann-Bell, Inc.

Bica, E. & Alloin, D. 1986, A&AS, 66, 171

Clariá, J.J., Mermilliod, J.-C., Piatti, A.E. & Parisi, M.C. 2006, A&A, 453, 91

Moffat, A.F.J. & Vogt, N. 1975, A&AS, 20, 85

Munari, U. & Carraro, G. 1995, MNRAS, 277, 1269

Pavani, D.B., Bica, E., Ahumada, A.V. & Clariá, J.J. 2003, A&A, 399, 113

Piatti, A.E., Bica, E., Clariá, J.J., Santos Jr., J.F.C. & Ahumada, A.V. 2002, MNRAS, 335, 233 (PBCSA)

Piatti, A.E., Santos Jr., J.F.C., Clariá, J.J., Bica, E., Ahumada, A.V. & Parisi, M.C. 2005, A&A, 440, 111

Santos, J.F.C. Jr. & Bica, E. 1993, MNRAS, 260, 915

Seaton, M.J. 1979, MNRAS, 187, 73

Silva, D.R. & Cornell, M.E. 1992, ApJS, 81, 865



La Dra. Ahumada dando su discurso invitado en ocasión de recibir el Premio Carlos Varsavsky otorgado por la AAA a la mejor Tesis Doctoral.

TRABAJO INVITADO

Recuerdos y pensamientos en una ocasión particularmente memorable

Jorge Sahade¹

(1) Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - UNLP

Abstract. Speech on the occasion of receiving the 2006 Life Achievement Prize awarded by the Argentinean Astronomical Association.

Resumen. Discurso pronunciado en ocasión de recibir el Premio a la Trayectoria 2006 otorgado por la Asociación Argentina de Astronomía.

Es para mí, un motivo de enorme satisfacción y orgullo y, también, de profundo agradecimiento a la Comisión Directiva de la Asociación Argentina de Astronomía, por haberseme distinguido con el “Premio a la Trayectoria” que la entidad ha creado en el curso del presente año y que, por consiguiente, se otorga por primera vez en este acto, con el que se da inicio a la reunión plenaria número 49 de la Asociación. Quisiera también agradecer cordialmente al Presidente de la Asociación, el Dr. Gustavo Romero, las expresiones por demás elogiosas que me ha dedicado al hacer la presentación.

En verdad, en el curso de mi vida no he hecho nada más que lo que sentía que me correspondía hacer, sólo impulsado por mis convicciones personales y mis deseos de ser, de alguna manera, útil a los demás y al desarrollo de nuestra ciencia. Permítanme que agregue que me parece muy oportuno y que es, además, un signo de que se ha llegado a una deseable madurez, el que la Asociación haya instituido premios, sobre todo para estimular a la gente joven, que en nuestro país y particularmente en esta época, que no es precisamente fácil, necesita ser alentada y motivada en grado sumo.

Debo confesar que me resulta particularmente grato que el presente acto tenga lugar en la ciudad de Capilla del Monte, porque recuerdo que, durante mi infancia, a mi madre le deleitaba venir a esta zona de mi provincia natal, para gozar de la visión del famoso “zapato” que caracteriza a las sierras cordobesas en este lugar... Y debo reconocer que, desde entonces, no había regresado por aquí, de modo que todo se ha conjugado para que esta ocasión sea particularmente gratificante para mí.

Permítanme que les recuerde que la Asociación Argentina de Astronomía fue creada en 1958, cuarenta y ocho años atrás, en la ciudad de San Juan, en ocasión de una reunión científica convocada por el doctor Livio Gratton, entonces Director del Observatorio de la Universidad Nacional de Córdoba, esencialmente, como les relaté al celebrarse el 120° aniversario de la creación del actual Observatorio de la Universidad Nacional de La Plata, con la finalidad de establecer un Comité Nacional de Astronomía que nos representara ante la Unión Astronómica Internacional y fuera, también, el órgano nacional de nuestra actividad. Desde luego, como una propuesta semejante no parecía ser la más acertada, preparé, con anticipación, un proyecto de reglamento de una Asociación de Astronomía, que discutimos entre varios de los concurrentes, particularmente con la Dra. Adela Ringuelet, durante el viaje en tren que nos condujo hasta la ciudad sede de la reunión. Cuando el Dr. Gratton propuso su idea, algunos de los presentes le hicimos notar, mostrando la documentación correspondiente, que su propuesta debía modificarse y que se debería proponer, por una parte, la creación de una Asociación Argentina de Astronomía, y, por otra, la creación de un Comité Nacional de Astronomía, que se debería ocupar de la vinculación de nuestro país con la Unión Astronómica Internacional, lo cual fue, finalmente, aceptado por unanimidad. El Dr. Gratton propuso al Dr. Bernhard H. Dawson como primer Presidente de

la Asociación, propuesta que fue aprobada por aclamación, y, así, nació el organismo que hoy inicia su reunión científica anual aquí, en Capilla del Monte. Existe una fotografía histórica de, por lo menos, gran parte del grupo inicial, tomada en esa ocasión, que muchos de ustedes seguramente habrán visto. De ese grupo inicial, creo que aún sólo sobrevivimos Adela Emilia Ringuet, Alejandro Feinstein, Carlos Alberto Hernández, José Augusto López, y el que les habla.

Como ustedes saben, el nacimiento y el desarrollo de la Astronomía como ciencia, en nuestro país, tienen, por lo menos, dos grandes responsables. El primero fue, sin duda, el Presidente Domingo Faustino Sarmiento, un hombre recio, de múltiples inquietudes e iniciativas, quien nos dejó huellas profundas e indelebles de su firme decisión por llegar a modelar un país fundamentado, esencialmente, en la educación y en el desarrollo científico. Sarmiento llegó a crear también hasta una Academia Nacional de Ciencias, que sigue existiendo, con sede en la ciudad de Córdoba, y ubicada físicamente dentro de la manzana que ocupa el casco original de la Universidad local, y con la jerarquía que le prestaban los ilustres científicos, de origen alemán fundamentalmente, que Sarmiento invitara a incorporarse al país para iniciar una ambiciosa etapa de desarrollo de las ciencias naturales entre nosotros. Como todos sabemos, a Sarmiento también debemos el comienzo de la actividad astronómica de jerarquía en el país, con la creación del Observatorio Astronómico Nacional Argentino, y del Servicio Meteorológico, ambos organismos con sus sedes en la ciudad capital de esta provincia de Córdoba. En esa época, Córdoba seguramente gozaba de un clima apropiado para el desarrollo observacional de nuestra ciencia, el que debe haberse deteriorado, en gran medida debido a la construcción de tantos diques en el territorio provincial.

En ocasión de la inauguración oficial del Observatorio Astronómico de Córdoba, en 1871, el discurso que pronunciara Sarmiento incluyó la famosa expresión que ha sido recordada una y mil veces y que debería quedar grabada en forma bien visible en los lugares de acceso a los despachos de nuestros gobernantes. Sarmiento dijo entonces, "Hay, sin embargo, un cargo al que debo responder, y que apenas satisfecho por una parte, reaparece por otra bajo nueva forma. Es anticipado o superfluo, se dice, un observatorio en pueblos nacientes y con un erario o exhausto o recargado. Y, bien, yo digo que debemos renunciar al rango de Nación o al título de pueblo civilizado si no tomamos nuestra parte en el progreso y en el movimiento de las ciencias naturales".

Los comienzos de la actividad astronómica entre nosotros no pudieron ser más promisorios, tanto por la jerarquía del material humano que actuó, como por la seriedad y la celeridad que caracterizó a la labor desarrollada. La segunda gran figura en el desarrollo astronómico del país, fue la del extraordinario geodesta argentino, el Ingeniero Félix Aguilar -también sanjuanino de origen, como Sarmiento- quien fuera, en dos ocasiones, Director del Observatorio Astronómico de la Universidad Nacional de La Plata. Aguilar estaba firmemente convencido de que para asegurar el desarrollo y la lozanía de la Astronomía en el país, era absolutamente necesario crear una fuente de formación del material humano. A Aguilar hay que agradecerle, pues, la puesta en funcionamiento, en 1935, de la primera Escuela de Astronomía (y Geofísica) del país, la única fuente de formación de astrónomos en Argentina, hasta que, veintidós años más tarde, en 1957, el Dr. Livio Gratton, quien, como dije, era entonces Director del Observatorio de Córdoba, incidiera para que se creara, en el ámbito de la Universidad Nacional de Córdoba, el Instituto, hoy Facultad, de Matemática, Astronomía y Física o FAMAF. Los primeros alumnos de la Escuela de La Plata fueron Carlos Ulrico Cesco, el primer egresado de la misma, y Guillermina Martín, los que, en algún momento, decidieron contraer matrimonio, dando motivos a Guillermina para abandonar sus estudios. Carlos Ulrico llegó a ser, pues, como acabo de decir, el primer Doctor en Astronomía de La Plata. El que les habla ingresó en la carrera en 1938, siendo inscripto en el tercer año de la misma, por poseer un título cordobés universitario de Agrimensor, y se encontró cursando materias con dos condiscípulos, con Alba Dora Nina Schreiber, quien llegó a ser la segunda profesional egresada de la carrera, y se radicó finalmente en la ciudad de San Juan, donde ha actuado solamente como docente, y con Gualberto Mario Iannini, quien, después de finalizar sus estudios, ocupó un cargo de astrónomo en Córdoba, ciudad en la cual tiene actualmente su residencia.

En el año 1941 me incorporé al personal del Observatorio de La Plata como Ayudante Astrónomo y el Ingeniero Aguilar, que seguía siendo su Director, me preguntó a qué Departamento deseaba incorporarme. Yo le contesté que "al de Mecánica Celeste", y, entonces, sin hacerme ningún comentario, Aguilar me agregó al Departamento de Astrofísica, cuyo Jefe era, en ese entonces, el Dr. Alexander Wilkens. Si bien, Wilkens se había dedicado, en su país natal, a la Mecánica Celeste, entiendo que las condiciones con que había venido a nuestro país, especificaban que debía ocuparse de desarrollar la Astrofísica. Al ingeniero Aguilar le urgía que se diera uso científico al telescopio reflector de 83 centímetros de abertura con que contaba y aún cuenta La Plata, y que había sido dotado de un espejo primario con un agujero central, para que pudiera ser utilizado en el foco Cassegrain, hecho que ocurriera en la época en que el cargo de Director del Observatorio de La Plata estaba en manos del eminente astrónomo alemán Johannes Hartmann, cuya actividad astronómica en nuestro país fuera, según entiendo, prácticamente nula.

Al terminar quien les habla, a mediados de 1943, de aprobar todas las materias del plan de estudios vigente en ese entonces, el Ingeniero Aguilar nos hizo otorgar a Ulrico Cesco y a mí, tal como estaba establecido en la reglamentación vigente de la Escuela, sendas becas por dos años para formarnos en Astrofísica al lado del eminente astrónomo, el Profesor Otto Struve, el más importante espectroscopista estelar del siglo XX, director entonces del Observatorio Yerkes, perteneciente a la Universidad de Chicago, y que está ubicado en Williams Bay, estado de Wisconsin, en las cercanías del Lago Geneva. Entiendo que las gestiones correspondientes habían sido realizadas a través del Dr. Wilkens, quien seguramente consideraba que solamente lo que fuera de origen alemán era de real jerarquía. En esa época, en los Estados Unidos, los científicos estaban comprometidos en el esfuerzo de la guerra contra Alemania y la incorporación de dos jóvenes astrónomos argentinos al Observatorio Yerkes era particularmente bienvenida. El viaje de Buenos Aires a New Orleans, puerto de arribo, que duró exactamente un mes (partimos el 12 de septiembre y llegamos el 12 de octubre), sin efectuar ninguna escala intermedia, lo hicimos en el "Río Atuel", un viejo barco de carga que podía llevar a bordo unos doce pasajeros, y que enarbolaba, entonces, la bandera de nuestro país. En el trayecto, el barco, navegando ya en aguas boreales, llegó a ser detenido por un submarino alemán, el que nos permitió seguir viaje sin problemas, dado que se trataba de un medio de transporte argentino. A una semana de iniciada nuestra travesía, nos llegó la extremadamente triste e inesperada noticia del fallecimiento del Ingeniero Aguilar, pérdida sumamente lamentable, que cerraba otra etapa importante en el desarrollo de la Astronomía Argentina.

En Yerkes, el elenco de científicos estaba integrado, en ese entonces, por figuras de gran jerarquía como Subrahmanyan Chandrasekhar, Premio Nobel de Física 1983, y William W. Morgan, célebre por su sistema de clasificación espectral, denominado MKK, por ser sus proponentes, Morgan, Keenan (Philip C.) y Kellman (Edith), ésta última, la asistente de Morgan. El elenco de científicos de Yerkes incluía, además, a Jesse L. Greenstein, al astrónoma belga George van Biesbroek, al astrónomo holandés Gerard P. Kuiper, que, dado su conocimiento de varios idiomas, era muy requerido por las autoridades militares norteamericanas, y a Louis G. Henyey. Durante nuestra estada en Yerkes de poco más de dos años, trabajamos esencialmente con Struve, quien, tras su interpretación de los espectros de β Lyrae, el famoso sistema binario de eclipse, había emprendido el estudio sistemático de binarias cerradas, particularmente de sistemas con peculiaridades de algún tipo. Las observaciones eran realizadas en el Observatorio McDonald de la Universidad de Texas, el que, en ese entonces, era operado por la Universidad de Chicago, ya que la de Texas carecía aún de astrónomos. El dinero necesario para construir e instalar el telescopio se había originado en una donación de un millonario tejano, y, por su parte, el telescopio y la cúpula habían sido diseñados atendiendo a los requerimientos de Struve, los que incluían el poder llegar a observar a Canopus (a Carinae), la brillante estrella austral de magnitud aparente -0,9 y tipo espectral F0, cuya declinación es de -52° . Como la posición geográfica en que se encuentra el Observatorio McDonald es de casi 41° de latitud boreal, la condición impuesta requería poder observar una estrella en el límite posible, y sólo gracias al efecto de la refracción atmosférica.

En sólo dos ocasiones, llegamos a trabajar con Chandrasekhar, quien, según nuestra percepción, consideraba que la gente que no trabajaba con él no era gran cosa. Pudimos, así, entablar con

Chandra, como se lo llamaba normalmente, y su esposa, una muy buena y cordial relación. Tan fue así que Chandra y su señora vinieron a nuestro país, a invitación de Cesco, en ocasión del casamiento de un hijo de éste, y, antes de regresar a los Estados Unidos, estuvieron cenando con mi señora y conmigo, en nuestra casa en La Plata.

Dada la escasez de observadores, durante mi estada en Williams Bay, llegué a observar en Texas en tres ocasiones, dos de ellas junto con Cesco. La primera vez el turno de observación fue de dos meses, sin interrupción, y, la segunda vez, fue de solamente un mes. En ambas ocasiones gozamos de excelentes condiciones climáticas, lo que nos permitió reunir abundante material espectrográfico para su posterior análisis en Yerkes. La primera vez que observamos en Texas, la temperatura ambiente era más bien baja y resultaba absolutamente necesario calentar la casita que nos habían asignado, para lo cual contábamos con una estufa a gas que pusimos a funcionar sin tener la precaución de renovar, de alguna manera, el aire de las habitaciones. El resultado fue que al tercer día nos despertamos ambos con un intenso dolor de cabeza. Menos mal que en ese momento tuvimos un chispazo de esa inteligencia que había brillado por su ausencia antes, y se nos ocurrió abrir una de las ventanas y dejar que se renovara el aire dentro de la casita. Si no hubiera sido así, seguramente esta charla la estaría ofreciendo algún colega más despierto mentalmente.

Yo regresé a nuestro país en febrero de 1946, otra vez en barco de carga y nuevamente sin hacer ninguna escala intermedia, y Ulrico se quedó en Yerkes unos meses más. Mi regreso fue directamente al Observatorio de Córdoba, cuyo Director, entonces el Dr. Enrique Gaviola, me había invitado a incorporarme al personal como Astrónomo de tercera. Gaviola había sucedido en el cargo al señor Juan José Nissen, astrónomo autodidacta, que había sido miembro del personal científico y docente de La Plata y, luego, primer astrónomo argentino director del Observatorio de Córdoba. Cuando me incorporé a esta institución, el elenco de astrónomos estaba integrado por Martín Dartayet, quien, si no recuerdo mal, efectuaba observaciones fotométricas de objetos de las Nubes de Magallanes, por el astrónoma Jorge Bobone, por Jorge Landi Dessy, egresado de La Plata, y por el físico platense Ricardo Pablo Platzeck, el único colaborador que Gaviola, dado su carácter difícil, pudo tener en su vida.

Gaviola, con la colaboración de Platzeck y del eximio mecánico Ángel Gomara, había dotado al telescopio reflector de Bosque Alegre, proyectado en 1909 e inaugurado recién en 1942, del primer espectrógrafo con óptica totalmente reflectora construido en el mundo. El plano focal de dicho espectrógrafo era curvo y las placas fotográficas a utilizar debían ser muy delgadas y cortadas muy angostas, de modo que muchas veces, sobre todo en las noches con bastante humedad, las placas se quebraban y el tiempo dedicado a la exposición resultaba casi siempre perdido. William Bidelman, que llegó a utilizar el instrumento en una ocasión, calificó al espectrógrafo como una "testing machine". Así y todo, llegamos a poder analizar espectrográficamente, en relativamente poco tiempo, un buen número de objetos australes, particularmente binarias de eclipse. Algunos objetos fueron estudiados con la colaboración de Landi Dessy, pero en la mayor parte de los casos, los colaboradores fueron asistentes como Ángel Puch o Julio Albarracín. En esa época, en Córdoba, no existían estudiantes de Astronomía que hubiera que contribuir a formar.

En 1953, Gaviola se vio obligado a renunciar a la dirección del Observatorio, y, por consiguiente a alejarse del mismo, y, tiempo después, dada mi amistad con el Ingeniero Ángel Tosello, entonces Director Nacional de Ciencia y Técnica del gobierno federal, se me pidió que aceptara quedar al frente del Observatorio, lo que hice hasta los primeros días del año 1955, en que pude emprender viaje a los Estados Unidos para usufructuar de una beca de la Fundación Guggenheim, que, al final, llegó a tener una duración de dos años. En esta nueva ocasión, trabajé una vez más con Otto Struve, pero, en ese entonces, en la sede de Berkeley de la Universidad de California. Allí permanecí hasta mediados de 1958, en que un ofrecimiento del Dr. Reynaldo Cesco, director entonces del Observatorio de La Plata, me inclinó a regresar a nuestro país, a pesar de que, desde más de un año atrás, ya tenía otorgada la residencia en los Estados Unidos, que, luego, había sido extendida para abarcar también a mi familia. El nombramiento en La Pla-

ta era como Jefe del Departamento de Astrofísica II, lo que me dio la oportunidad de trabajar con alumnos y con ayudantes.

En cierto momento, el Dr. Cesco me pidió que me ocupara del proyecto de dotar a La Plata de un telescopio moderno y, también, de organizar una reunión científica con motivo de la celebración del sesquicentenario de la Revolución de Mayo, para lo cual el Gobierno Nacional había dispuesto sumas especiales de dinero. Así, llegué a tener en mis manos, durante unos ocho años, el proyecto del telescopio que fuera adquirido en mi época, con fondos de un préstamo del Banco Interamericano de Desarrollo para el reequipamiento de las Universidades Nacionales, y, también, con fondos adicionales de la Universidad Nacional de La Plata. Como todos sabemos, finalmente el instrumento llegó a ser instalado en la precordillera andina, en El Leoncito, provincia de San Juan, a unos 2500 metros de altura, pero no exactamente en el lugar que había aconsejado el resultado de la búsqueda de sitios. Los costos nos hicieron decidir por un instrumento del orden de los 2 metros de diámetro, que, un concurso de precios entre varias empresas constructoras de telescopios, determinó que nos inclináramos por un instrumento gemelo del que, poco antes, el Observatorio Nacional de Kitt Peak había erigido en Arizona y cuyos planos nos habían sido obsequiados por el Director de la institución, el Dr. Nicholas (Nick) Mayall, con quien habíamos llegado a establecer una cordial amistad. No puedo dejar de mencionar aquí el apoyo entusiasta que recibimos, en todo momento, del entonces Rector de la Universidad, el Dr. Danilo Vucetich, y también, por supuesto, del Director del Observatorio, el Dr. Reynaldo Cesco.

La reunión científica en celebración del sesquicentenario de la Revolución de Mayo tuvo lugar en noviembre de 1960 y llegó a ser, en verdad, una celebración doble y simultánea. Una, versó sobre Astrometría y Mecánica Celeste, que organizó el propio Dr. Reynaldo Cesco, y congregó a los mejores especialistas del mundo en dichas áreas. La otra trató sobre Evolución Estelar y en ella participaron científicos de relieve como Halton Arp, Margaret y Geoffrey Burbidge, Olin Eggen, Guillermo Haro, George Herbig, Leon Mestel, Allan Sandage, Maarten Schmidt y Otto Struve. Un trabajo enviado por J. Crampin y Fred Hoyle fue leído por Geoffrey Burbidge. De nuestro país, presentamos sendos trabajos, Mercedes y Carlos Jaschek, Carlos Varsavsky y quien los habla. Las exposiciones fueron publicadas en un volumen especial, junto con las discusiones, las que habían podido ser grabadas en su totalidad. Los participantes de ambas reuniones que provenían de los Estados Unidos viajaron a Buenos Aires en el mismo avión, un DC4, y, en cierta etapa del viaje, el aparato se encontró volando en medio de una muy intensa tormenta eléctrica. Me contaba Struve que, en esa circunstancia, los viajeros hicieron una evaluación de qué era lo que ocurriría con la Astronomía en los Estados Unidos, si el avión se venía abajo, y la conclusión fue que la Astrofísica, en verdad, perduraría, pero no así la Astrometría...

En 1968, por sugerencia del excelente y dinámico matemático platense, el Dr. Germán Fernández, que había actuado como interventor en el Observatorio de La Plata por un espacio de tiempo relativamente corto, el Rector de la Universidad me designó Director de la institución, cargo en el que permanecí poco más de un año. En cierto momento, en ese intervalo, llegué a la conclusión de que nuestras universidades no se habían dado cuenta aún de que estábamos viviendo ya en una nueva era, la era espacial. Decidí, entonces, pedirles al Dr. José Luis Sérsic, un gran amigo y destacado científico del Observatorio de Córdoba, egresado de La Plata, y al Licenciado en Física Horacio Santiago Ghielmetti, Director del Centro Nacional de Radiación Cósmica del CONICET, que funcionaba en la Ciudad Universitaria de Buenos Aires, que proyectaran un Instituto que funcionaría vinculado al Observatorio de La Plata, y que debería tener en cuenta las tendencias actuales de la investigación científica en el área. Como relaté ya en otra oportunidad, Sérsic y Ghielmetti llegaron a preparar el proyecto, pero, al muy poco tiempo, la situación en la Universidad había llegado a cambiar en forma tal que no resultaba racional avanzar con el plan original. Pareció, entonces, más razonable tratar de transformar el Centro Nacional de Radiación Cósmica, cuya dirección quería abandonar Ghielmetti, en un Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE), que el CONICET llegó a crear en 1971, y del cual fui el primer Director, porque Sérsic había quedado desanimado con lo que había ocurrido en La Plata.

La creación del IAFE implicaba la puesta en funcionamiento de un plan de crecimiento que abarcaría áreas a ser agregadas oportuna y paulatinamente, lo que, lamentablemente, ha sido después ignorado por completo. Durante mi paso por esta institución, llegamos a organizar una reunión con el auspicio de COSPAR, el Comité de Investigaciones Espaciales de ICSU, un coloquio de la Unión Astronómica Internacional sobre las estrellas Wolf-Rayet, con la participación del astrónomo hindú Vainu Bappu, y, también, unas jornadas de evaluación de lo que hacíamos en el campo solar, con la intervención de cuatro autoridades en el tema, que incluían a los científicos holandeses Cornelis de Jager e I. de Feiter y al científico japonés Y. Uchida, los dos últimos tempranamente desaparecidos. Además, llegamos a gozar de visitas prolongadas de William McCrea, Frank Bradshaw Wood y Alan Batten. Fueron épocas muy activas y muy fructíferas...

En esta recorrida rápida a través de las incursiones que he hecho en mi vida, no voy a referirme a mis casi tres años como primer Presidente de la Comisión Nacional de Actividades Espaciales o CONAE, ni a mi participación, hasta hace alrededor de un mes, en que presenté mi renuncia, como representante de dicha Comisión, en el Comité de Implementación del próximo satélite ultravioleta, denominado World Space Observatory (WSO/UV), que Rusia pondrá en órbita dentro de algunos años. Ese proyecto había sido iniciado y sostenido con mucho empuje y decisión por el Dr. Willem Wamsteker, quien, muy lamentablemente, ha fallecido pocos meses atrás.

Desde los primeros meses de 1994, soy un feliz huésped de la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de la Universidad Nacional de La Plata, a cuyos sucesivos Decanos debo agradecer todo el apoyo y comprensión que me han brindado, permitiéndome contar y gozar con una oficina bien equipada a la que sigo concurriendo casi diariamente.

No puedo dejar pasar una oportunidad como la presente, sin dedicar unos minutos a pensar en voz alta sobre el pasado, el presente y el futuro de la Astronomía en nuestra Argentina. Comenzamos, todavía en el siglo XIX, ambiciosamente, con seriedad, con un rumbo definido, en un momento difícil para el país. Sentamos las bases para que hubiese una continuidad basada en material humano autóctono del más alto nivel posible. Fuimos, en América Latina, un país de avanzada, astronómicamente hablando, y, hoy, son otros los países de la región que reciben muchísimo más apoyo gubernamental en el área, a pesar de toda la tradición existente y de la notable capacidad que caracteriza a nuestra gente. El mayor telescopio que tenemos en el país es de 2,15 metros de abertura, y sólo estamos asociados a los telescopios Gemini en un magro 2%, con amenazas de cortar o de perder dicha vinculación porque no se quiere pagar o no se paga en término, la contribución anual que nos corresponde hacer. En cambio, Brasil, que inició su creciente actividad astronómica sistemática recién en 1962, actualmente no sólo es socio del Observatorio Gemini, como nosotros, sino que es iniciador y participante, en un 33%, junto con dos instituciones norteamericanas, del telescopio de 4 metros de diámetro erigido en Cerro Pachón, Chile, y, además, alquila algunos instrumentos existentes en Cerro Tololo; Chile, que comenzó a darle impulso a la Astronomía recién en la década de 1950 y, hoy, tiene acceso libre al 10% del tiempo de observación de todos los telescopios erigidos en su territorio por instituciones extranjeras, los mayores de los cuales incluyen cinco telescopios de 8 metros de diámetro y el sistema de 64 antenas desplazables, de 12 metros de diámetro cada una, que se está instalando en el desierto de Atacama, a 5000 metros de altura, para observar en las regiones milimétrica y submilimétrica del espectro; México, donde la Astronomía moderna florece sólo desde 1942, cuenta actualmente con varios centros en distintas universidades del país; posee telescopios de poco más de 2 metros de diámetro tanto en San Pedro Mártir como en Sonora, a 4640 metros de altitud, tiene en construcción, en asociación con una institución norteamericana, una antena de 50 metros de diámetro para hacer astronomía infrarroja, y participa en el proyecto español del telescopio de 10 metros de diámetro de Canarias.

En un momento en que el conocimiento astronómico avanza a pasos acelerados y los países europeos dan comienzo al proyecto de construir un telescopio de 60 metros de abertura, pienso que es urgente hacer un planteo serio a nuestras autoridades para que se pueda volver a tomar el rumbo que delinearon nuestros mayores, y nuestra ciencia, así como toda la ciencia básica, como debe ser, reciba todo el apoyo y el estímulo que corresponde y que merecemos por nuestra

tradición y por la calidad de nuestra gente. Creo que ése es el desafío que debe asumir perentoriamente nuestra Asociación y cada uno de los colegas que la integran. Felizmente existen grupos en nuestro país, como el del IATE y otros, aquí en Córdoba y en otros lugares de Argentina, que trabajan ardua y silenciosamente, por conseguir progresos que modifiquen la situación actual y merecen todo el respeto y el apoyo decidido de nuestra comunidad de astrónomos y, por supuesto, deberían recibir el máximo respaldo de parte del Gobierno Nacional.

Otro aspecto de la postura negativa y de poca visión, que impera en nuestro país desde hace algún tiempo, es la carencia actual de un cierto número, no necesariamente grande, de becas universitarias para estudiantes extranjeros, particularmente latinoamericanos, como existían en otros tiempos, y que son normales en Brasil y en México, por ejemplo, y sirven para crear vínculos, siempre útiles, y para profundizar el conocimiento, la confianza mutua y los sentimientos de hermandad con otros pueblos y, sobre todo, para dar mayor trascendencia a nuestra Astronomía y a nuestros investigadores.

Ya me he extendido demasiado, de modo que voy terminar aquí, y, parafraseando a Baldomero Fernández Moreno, me voy a permitir preguntar: a nuestros gobernantes, señor, ¿qué les pasa? ¿no aman la ciencia?, ¿no aman su fulgor?

Muchas gracias.

Jorge Sahade

Capilla del Monte, Córdoba,

18 de septiembre de 2006

49a. Reunión de la Asociación Argentina de Astronomía



El Dr. Jorge Sahade en ocasión de recibir el Premio a la Trayectoria de manos del Presidente de la AAA, Dr. Gustavo Romero.

ÍNDICE DE AUTORES

Acosta, J. 267
Agüero, E.L. 299
Agüero, M.P. 255
Ahumada, A.V. 120, 148, 176, 311, 381
Ajiki, M. 267
Alonso, M.S. 287
Althaus, L.G. 172
Aquilano, R. 89, 128, 376
Arias, J. 226
Arnal, E.M. 214, 218, 347
Aruta, C. 279
Atrill, G. 46
Barbá, R. 226
Bareilles, F.A. 156, 355
Bassino, L.P. 279
Baume, G.L. 160, 200
Belizon, F. 351
Benaglia, P. 347
Benvenuto, O.G. 30
Bergmann, M. 267
Bica, E. 120, 148, 311, 381
Borgani, S. 263
Brandi, E. 132
Briozzo, C.B. 22, 38, 62, 66, 77, 81
Brogan, C. 210
Brunini, A. 26, 30, 58, 97
Buccino, A.P. 136
Bustos Fierro, I.H. 192
Calderón, J. 156, 192 Cappa, C.E. 347
Carpintero, D.D. 116
Carranza, G. 295
Castelletti, G. 210, 222
Ceccarelli, L. 259, 283
Cellone, S.A. 279
Chen, X. 172
Christiansen, H.R. 334
Cid Fernandez, R. 228, 315
Cincotta, P.M. 85
Cincunegui, C. 112, 140, 188
Clariá, J.J. 120, 144, 148, 176, 311, 381
Coca, S. 197
Collado, A. 193
Cora, S.A. 263
Cornudella, A. 374
Corti, M.A. 214
Correa, J. 70
Costa, A. 2
Cristiani, G. 42, 50
Cruzado, A. 152
Dasso, S. 34, 46, 105
Davoli, D. 89, 376
De Benedetto e Silva, I. 50
De Biasi, M.S. 93

De Elia, G.C. 26
de Luca, E.E. 109
Démoulin, P. 34, 42, 109
Díaz, G. 54
Díaz, R. F. 106, 112, 140, 188
Díaz, R.J. 255, 271, 295, 299, 307
Dirani, L.D. 58
Dirsch, B. 279
Donoso, L. 194
Dottori, H. 255, 267, 295
Dubner, G. 210, 222
Duplancic Videla, M.F. 194, 195, 287
Duronea, N. 218
Fariña, C. 156
Fernández, J. A. 110
Fernández, J.M. 106
Fernández Lajus, E. 156
Ferrer, O.E. 132
Fortier, A. 30
Francile, C. 362, 366, 374
Ganopol, A. 291
García Lambas, D. 259, 283, 287, 303, 319, 370
García Rissmann, A. 315
García, B. 267
García, L.G. 132
Giacani, E. 222
Gil Hutton, R. 54
Giménez de Castro, G. 50
Gimeno, G. 295
Giordano, C.M. 85
Giorgi, E.E. 160
Gómez, M. 164, 180, 184, 279
González Delgado, R. 315
González, J.F. 112, 194, 195, 196
Gramajo, L.V. 164, 180
Gularte, E. 116
Gulisano, A.M. 34
Gunthardt, G.I. 299
Han, Z. 172
Harra, L. 46
Hauscarriaga, F.P. 355
Hubrig, S. 196
Infante, L. 279
Jahnke, J. 267
Jofré, E. 194
Kassim, N.E. 210
Kaufmann, P. 50
Klimchuk, J. 107, 108
Landau, S.J. 275
Lares, M. 303
Leiva, A.M. 22, 38, 62, 66, 77, 81
León Carri, C. 359
Leuzzi, L. 362, 366
Levato, H. 193, 194
Lipari, S. 267

Loiseau, N. 222
López Fuentes, M. 107, 108
López García, F. 70
López García, Z. 193
Luoni, M.L. 42
Malaroda, S. 193
Mallamaci, C.C. 73, 75, 351
Mandrini, C.H. 34, 42, 46, 50, 107, 109
Marcuzzi, J.P. 77, 81
Marmolejo, L.F. 351
Marshall, G. 359
Martín, M.C. 347
Mast, D. 271, 307
Matthaeus, W. H. 105
Mauas, P.J.D. 106, 112, 136, 140, 188
Maza, N.L. 194
Mediavilla, E. 267
Melita, M.D. 12
Merlo, D.C. 168
Mermilliod, J.C. 144
Mestre, M. 85
Milano, L. J. 105
Milone, L.A. 168
Minniti, D. 106
Missio, H. 89, 376
Molina, S. 194, 195, 287
Montejo, J. 351
Morras, R. 347
Muiños, J.L. 351
Muñoz Jofré, M.R. 194
Muriel, H. 238, 370
Muzzio, J.C. 128
Nakwacki, M.S. 46
Navarro, J.L. 351
Navone, H.D. 128
Nesvacil, N. 196
Niemela, V. 156, 198
Núñez, N.E. 194
Okazaki, A. 321
Orellana, M. 330, 338
Orellana, R.B. 93
Pais, P. S. 110
Padilla, N. 246, 259, 283
Panei, J.A. 172
Pariat, E. 109
Parisi, M.C. 120, 144, 148, 311
Pavani, D.B. 120
Pelliza, L.J. 330
Pérez, J.A. 351
Petrucci, R. 194
Piatti, A.E. 144, 148, 176
Punsly, B. 267
Quiroga, C. 132
Ramírez, S. 106
Raymond, J.C. 101

Recabarren, P. 370
Renzi, V. 370
Reynoso, M.M. 334
Richtler, T. 279
Ringuelet, A. 152
Rodón, J.A. 180
Rodríguez, I. 295
Rohrmann, R. 197
Romero, G.E. 330, 334, 338, 342, 347
Rovira, M.G. 30
Sahade, J. 391
Salerno, N. 156
Sampayo, O.A. 334
Sánchez, A. G. 319
Sánchez, S.F. 267
Santamaría, P. 97
Santos Jr., J.F.C. 148, 311
Scannapieco, C. 291
Schmieder, B. 109
Schmitt, H. 315
Schwartz, M. 156
Scoccola, C.G. 275
Sedeño, J.A. 351
Smith, C. W. 105
Smith Castelli, A.V. 279
Solivella, G.R. 160
Stasyszyn, F. 370
Storchi Bergman, T. 315
Talavera, M.L. 311
Taniguchi, Y. 267
Terlevich, R. 267
Testori, J.C. 218, 347
Tissera, P.B. 291, 359
Torres, A. 156
Torres, M.C. 120, 148
Uddin, W. 109
Umanzor, J. 184
Vale Asari, N. 315
Vallejo, M. 351
Valotto, C. 259, 283
Van Driel Gesztelyi, L. 46
Vásquez, A. 101
Vásquez, A. 152
Vásquez, R. A. 160
Vega Neme, L.R. 315
Veramendi, M.E. 194
Vieytes, M. 188
Vila, G.S. 342
Vrech, R. 370
Vucetich, H. 275
Wang, J. 46
Weidmann, W. 198
Whitney, B. 164
Zheng, W. 267

Zorzi, A. 128