



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

A sociación
A rgentina de
A stronomía

Boletín N° 55

Mar del Plata, 2012

Asociación Argentina de Astronomía

Fundada en 1958

Personería Jurídica 11811 (Buenos Aires)

Comisión Directiva

Dra. Cristina H. Mandrini (Presidente)
Dra. Victoria Alonso (Vice-Presidente)
Secretaria: Dra. Elsa Giacani (Secretaria)
Tesorera: Dra. Cristina Cappa (Tesorera)
Ing. Pablo Recabarren (Vocal 1)
Dr. David Merlo (Vocal 2)
Dra. Georgina Coldwell (1er Suplente)
Dr. Jorge Combi (2do Suplente)

Comisión Revisora de cuentas

Titulares:

Dra. Sofía Cora
Dra Paula Benaglia
Dra. Susana Pedrosa

Suplentes:

Dra. Stella Malaroda
Dr. Mariano Domínguez Romero

Comité Nacional de Astronomía

Secretario: Dr. G. Bosch

Miembros:

Dra. L. Cidale
Dr. P. Mauas
Dr. C. Valotto
Dra. G. Coldwell

Asociación Argentina de Astronomía

Reunión Anual

Mar del Plata, 17 al 21 de setiembre de 2012

Organizada por:

Instituto Argentino de Radioastronomía

COMITÉ EDITORIAL

Dr. Adrián Rovero (Editor Jefe)
Dr. Gustavo Romero (Editor Invitado)
Dr. Leonardo Pellizza (Secretario Editorial)
Dr. Marcelo Lares (Técnico Editorial)

Comité Científico de la Reunión Nro. 55

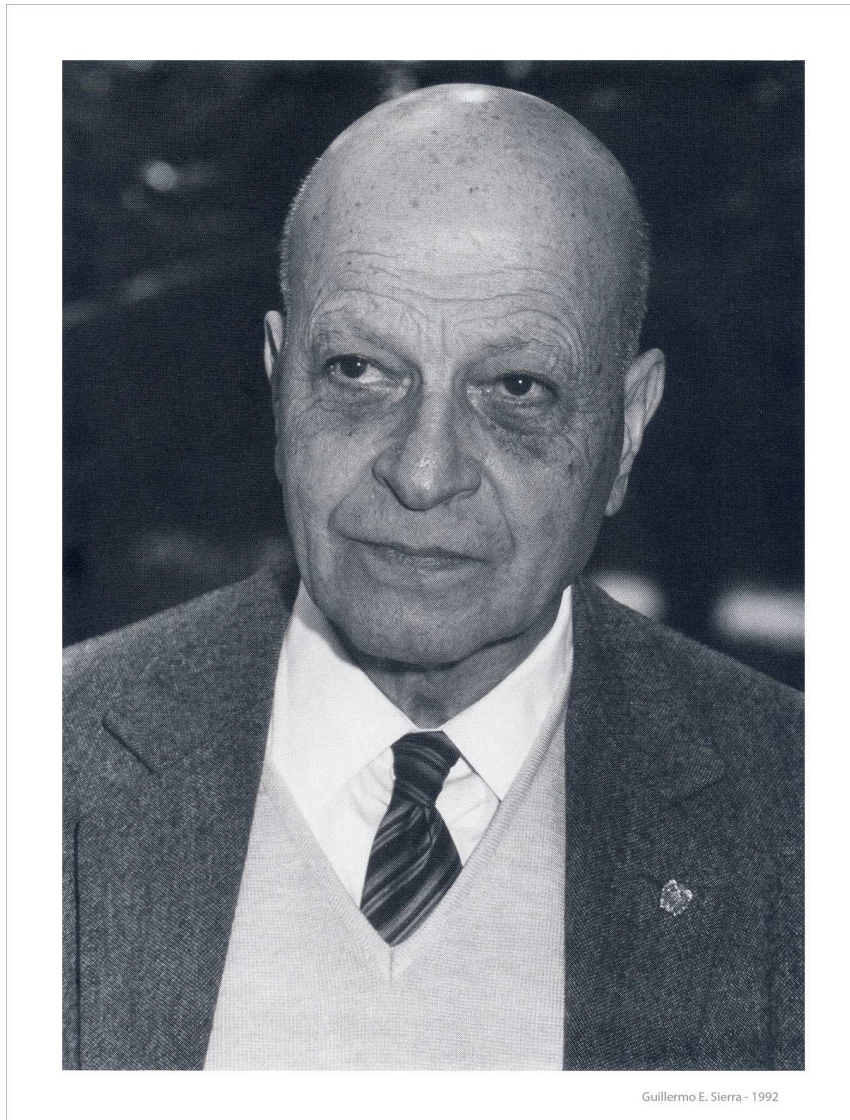
Cristina E. Cappa (IAR)
Pablo M. Cincotta (IALP)
Alejandro Córscico (IALP)
Federico González (ICATE)
Marcelo López Fuentes (IAFE)
Nidia Morrell (Las Campanas Observatory)
Hernan Muriel (IATE)
Gustavo E. Romero (Presidente - IAR)

Comité Organizador Local de la Reunión Nro. 55

Lucía Bagnato
Federico Bareilles
Paula Benaglia
Claudia Boeris
Mariela Corti
Nicolás Duronea
Ricardo Morras (Presidente)
Mariana Orellana
Nelva Perón
Matías Reynoso
Laura Suad
Javier Vasquez

Homenaje a Jorge Sahade

Jorge Sahade, hombre de gran determinación e incansable espíritu, nos abandonó a la edad de 97 años el pasado 18 de diciembre. Fue uno de los primeros astrónomos recibidos en universidades argentinas y a lo largo de una carrera de significativa relevancia a nivel nacional e internacional ha dejado su marca imborrable en la comunidad astronómica.



Jorge Sahade (Alta Gracia 1915 - La Plata 2012)

Nacido el 23 de febrero de 1915 en Alta Gracia, Córdoba, era hijo de inmigrantes sirios que se radicaron en el país antes de la primera guerra mundial. Su educación secundaria transcurrió en el Colegio Monserrat, Córdoba, donde descubrió su afición por la matemática. A pesar de los deseos de su madre de que siguiera la carrera de medicina, se inscribió en ingeniería civil en la Universidad de Córdoba, para pronto pasar a la carrera de agrimensura con la idea de ver luego la posibilidad de seguir matemática en Buenos Aires. Sin embargo, las tareas de agrimensura involucraban mucho de observaciones astronómicas y fue allí donde comenzó su interés por la astronomía. Se recibió de Agrimensor en 1937 y al año siguiente consiguió un puesto en el Instituto Geográfico Militar de Buenos Aires, primero en la oficina de fotogrametría y luego en geodesia. Aún viviendo en la ciudad de Buenos Aires comenzó la carrera de astronomía en La Plata, ciudad a la que se mudó al poco tiempo con una posición en el Observatorio de La Plata.

Siguió estudios doctorales en el área de astrofísica, impulsado por el director del Observatorio, Ing. Aguilar, quien deseaba desarrollar esa nueva rama de la astronomía en la institución. Se doctoró en 1943 e inmediatamente tuvo la oportunidad de viajar al Observatorio Yerkes (Universidad de Chicago) en octubre de ese año, junto con Carlos Cesco, con una beca de la Universidad de La Plata para trabajar con Otto Struve en espectrometría de binarias eclipsantes. Retornó al país en febrero de 1946 con una posición en el Observatorio de Córdoba, del que llegó a ser director entre los años 1953 y 1955. Obtuvo una beca de la Fundación Guggenheim en astrofísica que le permitió volver a trabajar con Struve, esta vez en Berkeley (Universidad de California), desde enero de 1955 a junio de 1958. Fue trabajando con Struve que comenzó el desarrollo de una fructífera producción científica relacionada con binarias interactuantes, estrellas simbióticas y Wolf-Rayet que culminó con unas doscientas publicaciones en revistas científicas de alto impacto a lo largo de su vida. Jorge Sahade propuso una explicación alternativa a la anomalía en las líneas espectrales de binarias al modelar el intercambio de masa dentro del sistema, lo que motivó rebautizar este efecto como Struve-Sahade.

De regreso al país, en 1958, fue Jefe del Departamento de Astrofísica II en el Observatorio de La Plata. Fue director del Observatorio en 1968 y el primer Decano de la Facultad de Ciencias Exactas de la Universidad de La Plata en 1969. Tuvo una actuación relevante en la fundación de la Asociación Argentina de Astronomía en 1958, de la cual fue su presidente durante dos períodos consecutivos (1963-69). Lideró los esfuerzos para la adquisición del telescopio de 2,15m que actualmente lleva su nombre en el Complejo Astronómico El Leoncito. Fue el *alma mater* y primer director (1971-74) del Instituto de Astronomía y Física del Espacio, la materialización de una idea que surgió de su prolífica mente al querer llevar la astronomía al nivel espacial. Fue el primer presidente de la Comisión Nacional de Actividades Espaciales (1991-94).

A nivel internacional, Jorge Sahade tuvo una destacada actuación en el seno de la Unión Astronómica Internacional, de la cual fue miembro desde 1946. Fue su presidente durante el período 1985-88, el primero de Latinoamérica. Fue presidente de la Comisión 29 sobre espectros estelares (1964-67) y vicepresidente del Consejo Ejecutivo en dos oportunidades (1967-70 y 1970-73). Fomentó la participación entre astrónomos latinoamericanos y fue de los primeros en apoyar la

inclusión de Argentina como miembro del Consorcio Gemini. Fue profesor visitante en universidades de EEUU, Reino Unido, Bélgica, Francia, Perú y Brasil. Fue miembro de varias academias científicas, como la Academia Nacional de Ciencias de Buenos Aires y de Córdoba y la Real Academia de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales de Madrid, entre otras. Recibió numerosos premios y distinciones a lo largo de su carrera, como el Premio Konex (1983) y el Premio a la Trayectoria de la Asociación Argentina de Astronomía (2006), por nombrar sólo dos.

Su espíritu incansable, su fructífera vida científica y su devoción por la astronomía serán siempre recordados por aquellos de nosotros que hemos tenido el honor de conocerlo. Hoy su nombre perdura en el asteroide (2605) 1974QA, en el Premio a la Trayectoria que otorga la Asociación Argentina de Astronomía trienalmente y en el mayor telescopio óptico que nuestro país ha instalado en el territorio. Su memoria trascenderá su presencia física, para orgullo de la comunidad astronómica argentina.

Adrián Rovero
Editor

Anécdotas ... Jorge Sahade por nosotros

Al momento de presentarme en la ciudad de La Plata para concursar el cargo como colaboradora del nuevo presidente de la IAU, en 1986, me comunicaron que el Dr. Sahade, a quien yo no conocía, estaba internado en terapia intensiva. Mientras yo hacía trámites y cumplía con los requisitos para acceder al cargo, llamaba a diario a su domicilio para informarme sobre su estado de salud. Pensaba que su recuperación iba a ser muy larga, lo cual retrasaría también el ingreso de quien sería su colaboradora de tareas. Para mi sorpresa, en menos de una semana el Dr. Sahade me llamó desde su casa para decirme que se encontraba convaleciente pero listo para ponerse en acción y que por lo tanto me esperaba en su casa para trabajar allí (!). También para mi sorpresa, en muy pocos días comenzamos a ir de a pie hasta la Casa de Huéspedes de la Facultad que había sido cedida para que funcionara como sede de la presidencia de la IAU. Durante más de dos años, todos los días, independientemente de las inclemencias del tiempo, hacíamos el camino a pie, desde su casa, cruzando el Bosque y repitiendo el trayecto de vuelta una vez terminada la jornada de trabajo. En verano el Dr. Sahade juntaba uvas de las parras de la casa de huéspedes y las colocaba en la heladera para que estuvieran frescas para después del almuerzo y en la época de las fresas, él se encargaba de tomar algunas del jardín de la facultad para colocarlas en nuestras oficinas. Su ritmo de trabajo no tenía igual, por la cantidad y calidad de cosas que podía hacer simultáneamente. Era sumamente atento con todos. Por ejemplo, para el personal de las empresas de vuelo que

atendían su ajetreada agenda de viajes por todo el mundo, organizaba visitas guiadas nocturnas en el Observatorio de La Plata, él mismo guiaba a los visitantes y al terminar los convidaba con una mesa dulce y alguna bebida. Entre las anécdotas que me solía contar recuerdo su hábito de ir al sur de Argentina, donde se anotaba como voluntario para limpiar nuestros bosques. Un día le pregunté: –“Dr. Sahade, si tuviera que elegir una frase que lo represente, ¿qué frase elegiría?”. Sin dudar, respondió con las palabras que mejor representan a este gran hombre argentino: “La mejor inversión es invertir en ciencia y educación...”.
Viviana Soler

Durante la Asamblea General de la Unión Astronómica Internacional que se realizó en Delhi, India, en noviembre de 1985, el Dr. Jorge Sahade debía asumir como Presidente de la IAU, siendo el primer astrónomo latinoamericano en desempeñar ese importante rol. Sin embargo, en los días previos al evento, se vio afectado por un serio problema de salud y, de acuerdo con lo aconsejado por sus médicos, se ponía en dudas la posibilidad de realizar el largo viaje. De todos modos, la decisión del Dr. Sahade, firme e ineludible, fue la de emprender ese viaje, aun debiendo soportar las molestias propias de su condición delicada de salud. Durante los 15 días de la Asamblea General, participó activa y estoicamente en todas las reuniones, demostrando una vez más su férrea voluntad y su compromiso incondicional con la Astronomía.

Estela Brandi

He compartido con el Dr. Sahade muchos momentos en discusiones científicas (a veces acaloradas), congresos y turnos de observación, aunque mi mayor fuente de anécdotas viene por el hecho de que fui su doctorando, su último doctorando. Para 1990 me encontraba trabajando en la recopilación de bibliografía sobre el sistema binario interactuante W Serpentis para mi tesis doctoral. En aquella época no existía el ADS y uno tenía que sentarse horas en la biblioteca revisando volúmenes de revistas. Entre los numerosos trabajos publicados por el Dr. Sahade sobre el tema, encuentro uno que me llama mucho la atención, publicado en el volumen 49 del “American Philosophical Society”, en 1959. En dicho trabajo sobre la binaria interactuante Beta Lyrae, el Dr. Sahade y colaboradores desarrollan una idea, “hereje” en aquel momento, donde se proponía que la estrella secundaria en ciertos sistemas interactuantes podía ser la más masiva del sistema. Voy a verlo a su oficina en el observatorio, con lo que para mi era un hallazgo, y le pregunto por qué no me lo había señalado antes para leerlo. El Dr. Sahade me responde: “si usted quiere ser investigador científico entonces debe encontrar los trabajos apropiados por su cuenta”. Luego, mientras discutíamos los resultados publicados en dicho paper, me cuenta que el árbitro que les revisó el trabajo no les creía la idea esbozada y fue muy difícil convencerlo. El Dr. Sahade creía que el árbitro fue Gerard Kuiper, quién tenía ideas diferentes sobre la evolución de sistemas binarios cerrados. Don Jorge me cuenta que hicieron un cuidadoso montaje fotográfico de los espectros, con el objetivo de que la calidad del material publicado fuera tan contundente que casi no fuera necesario poner palabras para explicar el fenómeno observado. Este trabajo me impactó mucho porque me enseñó que uno debe estar preparado para lo inesperado en la naturaleza y buscar la mejor interpretación de forma honesta aunque sea una

“herejía”. Sólo siete meses después de finalizada mi tesis, la naturaleza nos sorprendía con la erupción de una de las estrellas Wolf-Rayet del sistema múltiple HD 5980.

Cuando el Dr. Sahade era ya director de la CONAE, allá por 1992, fui a verlo a su despacho para discutir el avance de mi tesis. En esos días tomaba relevancia pública la noticia del inconformismo de algunos miembros de la Fuerza Aérea respecto a la decisión tomada por el presidente Carlos Menem de dismantelar el proyecto del misil Cóndor II. Le pregunto al Dr. Sahade si no se sentía incómodo con los militares que parecían enojados de esa decisión presidencial. El Dr. Sahade, que se encontraba parado sacando libros de una mesa para desplegar los espectros, se da vuelta, me mira sonriendo levemente y me responde: “... que se enojen los muchachos, pero las actividades espaciales son demasiado importantes como para dejarlas en manos de los militares”.

Rodolfo Barbá

Corría el año 1988 y Jorge Sahade me citó junto a otros estudiantes en el Observatorio de La Plata para reunirnos con Trevor Weekes. El motivo, convencernos de tomar el camino de la astronomía gamma que por entonces florecía en Arizona. Años más tarde, en 1995, noche de observación en el CASLEO con el sistema de tres telescopios Cherenkov de primera generación que, después de mucho esfuerzo, estaba en plena operación para monitoreo del Centro Galáctico. Pleno invierno. Me preparaba para una de esas noches interminables de controles rutinarios dentro de la casilla de control. Jorge Sahade estaba en la montaña por vaya a saber qué motivos: –“¿Va a observar esta noche Rovero?”; –“Si Doctor”; –“Lo acompaño”; –“¿Seguro?”; –“Por supuesto”. El Doctor Jorge Sahade, por entonces de sólo 80 años de edad, me acompañó estoicamente durante la larga noche de invierno, sentado en una silla de madera a mi lado. Una simple muestra de su apasionada dedicación a la astronomía.

Adrián Rovero

Si hay dos cosas que distinguieron a Jorge Sahade, desde el punto de vista puramente humano, éstas fueron su generosidad en la ayuda a sus discípulos y el ser absolutamente infatigable. Yo tuve la suerte de experimentar ambas en “vivo y en directo”. Jorge fue sin lugar a dudas la persona más influyente en mi vida profesional, desde el momento en que me recomendara en forma espontánea para mi primer trabajo en San Miguel, pese a que ello significara un cambio en mi tema de investigación y básicamente imposibilitara mi ida al entonces recientemente creado IAFE. Fue también fundamental su intervención para hacer posible mi primera estadía, tres meses en el Observatorio de Ondrejov en la antigua Checoslovaquia. Fue él quien me presentó a Richard (Dick) Thomas, que a su vez (y seguramente con su intervención), me llevó como estudiante graduado a JILA, en Boulder, Colorado, paso fundamental en mi carrera posterior. Finalmente, y no por ello menos trascendente, fue bajo su insistencia (quienes lo conocimos bien sabemos que era casi irresistible) que mi familia y yo, perro yankee incluido, regresamos a la Argentina en 1993 para trabajar en la CONAE. En esos momentos, con 78 años ya a cuestas, no le costaba nada demostrar su energía inagotable, desde su insistencia en manejar (y no dejar que otro lo hiciera por él) los autos alquilados en nuestras visitas a NASA Headquarters, hasta

decidiendo en forma cuasi inapelable el lugar donde ir a comer y asumiendo sin titubear su condición de líder del grupo de cuarentones (apenas) argentinos que participaba en las discusiones. Como última reminiscencia personal, que lo pinta tal cual fue en su vida, recuerdo una noche que nos encontró charlando animadamente, sentados en muy mullidos sillones de un hotel en Carlos Paz allá por el año 2000, rondando él ya sus 85. Al levantarnos para ir a comer, a ambos (recalco el ambos) nos costó levantarlos de los sillones, lo que generó que me dijera: “Me estoy poniendo viejo”. Debo decir que mi respuesta me salió del alma y sin pensar, al decirle: “¡Era hora!”. En ese momento, al ver su mirada, agradecí que nos uniera la excelente relación que habíamos mantenido por más de 30 años! Acto seguido fuimos a comer, él sin lugar a dudas mucho más que yo!

Marcos Machado

El Dr. Sahade siempre nos alentó a explorar nuevos resultados, por más inverosímiles que parecieran. Un día, por el año 2006, le mostré un cálculo de una línea con perfil PCygni donde aparecía otra componente de absorción desplazada al azul. Le conté que me habían criticado el resultado alegando que mi método tenía un error numérico de cálculo. El Dr. Sahade entonces me dijo: “Mire, siga estudiando ese fenómeno interesante, yo tengo observaciones que muestran que ese perfil de línea existe”. Se refería entonces a la existencia de las componentes discretas en absorción (DACs), las que nos dedicamos a estudiar un tiempo después. La prosecución de resultados científicos no fue lo único en que el Dr. Sahade mostraba su tenacidad. Yo solía visitarlo de vez en cuando y ya tenía más de 95 años cuando me decía: “En cuanto mejore volveré al observatorio, pues tengo varios trabajos que aún deseo publicar”. En una de esas visitas, unos meses después de cumplir los 97 años me contó: “Cuando nací parece que mi madre no me tenía mucha fe, pensó que no sobreviviría muchos días, pues me vió muy débil –se rió mucho– por eso me anotaron el 23 de febrero en vez del 17, el día que nací”.

Lydia Cidale.

Hacia fines de 2011 recibí un mail de Sahade contando que estaba escribiendo sus memorias y preguntando el nombre de un físico de la Universidad de Buenos Aires que había ayudado mucho para que el CONICET apruebe la creación del IAFE y luego se había marchado a Estados Unidos. Con vergüenza admití que no lo sabía, que en esa época yo era una estudiante que apenas empezaba la carrera de física y que los fundadores del Instituto que dirijo ya habían partido, o estaban lejos del país o de la ciencia, y que yo nunca había preguntado sobre los orígenes del IAFE. En ese momento tomé conciencia que tal vez él era la última persona que me quedaba para que me cuente los entretelones de la creación del Instituto; cómo fue que se instaló la idea de crear un instituto que fusione los saberes complementarios de los físicos y los astrónomos, qué respuesta encontré en la comunidad, cómo fueron los comienzos... Le pregunté si recibía visitas, me contestó muy contento que sí. Cociné una torta y me fui una tarde de sábado a tomar el té y charlar con él. Le gustó recibir visita y a mi, una vez más, me maravilló su lucidez y memoria. Charlamos toda la tarde y cuando me estaba por ir me mostró su colección de journals y me preguntó si recibiría la donación para

el IAFE. En ese momento no me mostré tan entusiasmada de recibir todo ese material impreso que ya teníamos y eso fue, lamentablemente, una respuesta muy equivocada. Metí la pata. Siguió la discusión por mail en las semanas siguientes, hasta que le mandé un artículo que encontré sobre el dilema que plantean las bibliotecas electrónicas a la gente nacida y criada con bibliotecas en papel. Con eso me perdonó, sobre todo por el hecho de haberme puesto a estudiar el tema y haberle respondido con bibliografía y todo!.

Gloria Dubner

Anécdotas ... Jorge Sahade por Jorge Sahade

La carrera de Astronomía en el Observatorio de la Universidad de La Plata comenzó en 1935, gracias a las instancias del Ingeniero Félix Aguilar, quien entendía que para asegurar el futuro de la Astronomía en nuestro país, había necesariamente que formar astrónomos argentinos. En su segundo mandato como Director del Observatorio, consiguió que la Universidad creara la carrera de Doctor en Astronomía y ciencias conexas, que se inició con dos estudiantes, Carlos Ulrico Cesco y Guillermina Martín, quienes llegaron a contraer matrimonio. Cuando, en 1938, yo me incorporé como estudiante en el tercer año de la carrera de Astronomía en La Plata, ya tenía dos estudiantes inscriptos, Gualberto Mario Iannini y Alba Dora Nina Schreiber y, más tarde, asistió a algunos cursos el director del Observatorio jesuita de Física Cósmica de San Miguel, provincia de Buenos Aires, sacerdote Juan Antonio Bussolini. Yo finalicé los estudios a mediados de 1943 y, en seguida, el Ingeniero Aguilar hizo las gestiones necesarias para que la Universidad nos otorgara, tanto a Ulrico Cesco como a mí, sendas becas por dos años, para adquirir experiencia en Astrofísica, en el Observatorio Yerkes de los Estados Unidos, al lado del Director del mismo, el Profesor Doctor Otto Struve, eminente astrónomo, políticamente antisoviético, nacido en la Rusia Imperial, de una familia de origen alemán. El nombre de Otto Struve fue sugerido por el doctor Wilkens, seguramente por la nacionalidad original de la familia de dicho hombre de ciencia, y no por sus extraordinarios méritos como investigador. Fue el mejor consejo que podía haber dado.

El viaje a los Estados Unidos para trasladarnos al Observatorio Yerkes, erigido en el pueblo de Williams Bay, estado de Wisconsin, lo hicimos, Cesco y yo, en un antiguo barco italiano de carga, designado con el nombre de Río Atuel, que navegaba con bandera argentina, y que disponía de facilidades para transportar unos quince pasajeros. Me despidieron en el puerto, mi madre, Hulda Hartmann, quien desempeñaba tareas en el Observatorio y era, entonces, como mi novia, y Genoveva (Kewpie) Dawson, hija del astrónomo de mismo apellido, quien me había dado unas clases de inglés previamente. Yo me había sentido muy atraído por Kewpie, pero la madre opinaba que su hija no podía quedar vinculada a un argentino cualquiera y allí terminó todo. El primer día del viaje en barco fue espantoso, me sentí tan mareado que prefería morir a continuar el viaje. Felizmente esa sensación duró solamente un día y una noche. En el resto de la travesía nos sentimos absolutamente bien, tanto Cesco como yo. A

la semana de haber comenzado el viaje, nos llegó la muy triste y desalentadora noticia de que el Ingeniero Aguilar había fallecido de un infarto cardíaco, con lo que se cerraba una etapa señera en la historia de la Astronomía en Argentina. Nuestro viaje en barco a los Estados Unidos se realizaba en ocasión de la Segunda Guerra Mundial, la guerra contra el régimen de Hitler, y, una noche, nuestro barco fue detenido por un submarino alemán, el que, una vez que nos identificó, permitió que continuáramos viaje hacia nuestro destino. A la mañana siguiente, vimos acercarse, hacia nosotros, una balsa aparentemente tripulada. En seguida, el barco preparó ropa y otros elementos para auxiliar a los naufragos, pero al acercarse la balsa al barco, advertimos que los “naufragos” eran simplemente un conjunto de gaviotas. Naturalmente, la balsa fue subida a bordo y las gaviotas la abandonaron. Habíamos partido del puerto de Buenos Aires el 12 de octubre de 1943 y, sin escala intermedia alguna, arribamos a destino, el puerto de New Orleans, treinta y un días después, el 12 de noviembre de dicho año. En el viaje nos hicimos muy amigos de un matrimonio norteamericano, de apellido Brown, que había vivido en Mendoza durante varios años y regresaba a Chicago junto con su hijita de nombre Melinda. Esa amistad nos sirvió para practicar inglés y para facilitar nuestros primeros pasos en territorio norteamericano.

El Dr. Rolando García, decano de la Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales de la Universidad de Buenos Aires, consiguió un préstamo de diez millones de dólares del Banco Interamericano de Desarrollo para el reequipamiento de las universidades argentinas. El Rector de la Universidad de La Plata, el doctor Danilo Vucetich, me designó entonces representante de la Universidad en la comisión que discutiría cómo se distribuirían dichos fondos entre las distintas universidades del país. La discusión ocupó, por cierto, varias reuniones y a la Universidad de La Plata le correspondió poco más de un millón de dólares, suma mayor que la asignada a las demás universidades del país, salvo la de Buenos Aires, que había gestionado el préstamo. La idea era dedicar gran parte de los fondos de La Plata para la adquisición de un telescopio de dimensiones apreciables para el Observatorio. Cuando el Dr. Reynaldo Pedro Cesco me designó como encargado del proyecto de un telescopio para La Plata, lo primero que hice fue solicitar opinión a los astrónomos más importantes del mundo, los que apoyaron la idea con total entusiasmo. En seguida comenzamos a analizar posibilidades y, antes de decidir los pasos a seguir, y, en ocasión de viajes a Europa para asistir a reuniones científicas, comenzamos a recibir invitaciones de fabricantes europeos de telescopios, como Zeiss de Jena, en la entonces Alemania Oriental, de la Zeiss de Alemania Occidental, de Grubb Parsons de Gran Bretaña, para visitar sus plantas. Por su parte, el director del Observatorio Nacional de Kitt Peak, en Arizona, el Dr. Nicholas (Nick) Ulrich Mayall, donde se había erigido pocos años antes un telescopio de 2,15 metros de diámetro, nos ofreció obsequiarnos con los planos de dicho telescopio, lo que nos representaría un ahorro de 100.000 dólares en el costo total del proyecto, si es que nos decidíamos por uno igual para La Plata. Más tarde, con el Dr. Mayall y su esposa, llegamos a establecer una gran amistad y me invitaban a su casa cada vez que iba por allí. Si no recuerdo mal, los dos eran diabéticos y fallecieron tempranamente.

En el curso de un viaje a Europa para alguna reunión astronómica tal vez en Liege, Bélgica, porque, en los últimos años, siempre el Profesor Paul Swings me había instado a ofrecer exposiciones invitadas especiales, recibí invitaciones de los tres fabricantes europeos de telescopios, Grubb Parsons, de Inglaterra, Zeiss de Alemania Occidental y la original Zeiss, de Jena, en Alemania Oriental, las que me pagaron, por cierto, los respectivos gastos adicionales de viajes y estada. La fábrica inglesa estaba bastante alejada de Londres, donde me instalaron la primera noche. El hotel londinense no tenía bañeras ni duchas en cada habitación, sino, que en el piso, existía un baño de inmersión de uso común, que, por supuesto, había que cerrar con llave cuando uno lo utilizaba. Cada cuánto tiempo lo higienizaban, ¿quién lo sabría? Al día siguiente, me condujeron a la población donde funcionaba la fábrica, dormí en el hotel en que me alojaron, y, allí, tomé un nutrido desayuno a la mañana siguiente. Al mediodía me invitaron a almorzar en su casa. Y, antes de sentarnos a la mesa, felizmente se me ocurrió advertirles que no tenía mucho apetito porque había tomado un desayuno muy abundante. Eso fue una suerte porque el almuerzo era insulso e incomible. De Gran Bretaña viajé a Alemania occidental, donde se acababa de construir el muro que separó a los dos Alemanias por mucho tiempo. Del lado oriental existía una valla de alambres de púas y vigilancia armada, por lo menos en ciertos momentos. Recuerdo que cuando estaba visitando Carl Zeiss de Alemania Occidental, me dejaron un rato solo, en las cercanías de una construcción de madera que permitía ascender y mirar hacia el lado oriental. Yo subí y tomé fotografías del otro lado. ¿Podría haber sido peligroso? Dicen que sí, pero, felizmente, del otro lado no había vigilancia a la vista en ese momento. Recuerdo que cuando me encontraba en Alemania Federal, la persona que iba a conducirme en automóvil al otro lado, para aceptar la invitación de Carl Zeiss Jena, con el objeto de visitar sus plantas, me pidió el pasaporte para que se registrara en él el permiso para ingresar en la Alemania controlada por Rusia. Me dijo, además, que lo esperara en determinado lugar en unas dos horas. Esas dos horas se transformaron en más de tres, pero, al final apareció. El hombre había adquirido unas frutas para su familia y me dijo que no le estaba permitido ingresarlas, de modo que, en la frontera diría que esa fruta era mía, lo que así hizo. No recuerdo dónde me instalaron, pero sí que al día siguiente, visité la fábrica y anduve un rato por la ciudad. Por ahí vimos un tanque ruso y lo quise fotografiar, pero me dijeron que era mejor que ocultara la cámara. Al anochecer, me condujeron a la estación de ferrocarril donde debía abordar el tren que me llevaría a un país occidental, desde donde podía seguir viaje a mi próximo destino. El tren se detenía allí sólo dos minutos, de modo que mis invitantes me hicieron subir al vagón cuyo acceso estaba más cerca. Subí y, a los pocos minutos, un viajero se me acercó para decirme que debía ubicarme en otro vagón para poder ingresar en mi destino no socialista, lo que, por supuesto hice de inmediato. Al rato, pasó un funcionario que controlaba la documentación de los pasajeros y me dijo algo en alemán, que no entendí, y, como no reaccioné, en seguida, con bronca, me dijo algo como “de pass”, y, entonces, le mostré el pasaporte y quedó satisfecho. Ya en tierras occidentales, me fue fácil seguir viaje para iniciar mi regreso a nuestro país.

En ocasión de celebrarse el sesquicentenario de la Revolución de Mayo, el Observatorio fue dotado de fondos para organizar reuniones científicas internacionales. A mí me encargaron de organizar una de Astrofísica y el director organizó otra, al mismo tiempo, de Mecánica Celeste. Previa consulta con los más importantes astrónomos de Estados Unidos, los invitamos a venir, con los gastos pagos. Todos ellos viajaron en avión, un DC4, que tuvo que volar en medio de una intensa tormenta eléctrica. En esas circunstancias, decidieron calcular qué pasaría con la Astronomía norteamericana si el avión se venía abajo. La conclusión fue que la Astrofísica sobreviviría, pero la Astrometría desaparecería. A los astrónomos y astrómetras norteamericanos se unieron Guillermo Haro, de México, que asistió a las dos reuniones, y a algunos astrónomos ingleses, que después me invitaron a participar en una en Gran Bretaña y fuimos alojados en el histórico edificio del original Observatorio de Greenwich.

Jorge Sahade

Extraído de sus memorias inéditas – gentileza de Adela Ringuelet

Prefacio

La presente edición del Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía contiene la mayoría de los trabajos presentados en la Reunión Anual número 55. La reunión se realizó en la ciudad de Mar del Plata entre los días 17 y 21 de septiembre de 2012 y fue organizada por el Instituto Argentino de Radioastronomía en los salones del hotel 13 de Julio. Con posterioridad a la reunión, la comunidad astronómica argentina recibió la noticia del fallecimiento del Dr. Jorge Sahade, sobresaliente astrónomo argentino que ha tenido un papel destacado en el desarrollo de la astronomía en nuestro país. El Comité Editorial, en acuerdo con la Comisión Directiva y con los muchos comentarios recibidos por miembros de la Asociación, ha decidido dedicar el Boletín 55 a su memoria. Agradecemos a Guillermo Sierra por facilitarnos la fotografía de la dedicatoria y a Alejandro Gangui por sugerencias sobre el texto. Agradecemos también la colaboración de quienes han contribuido con las anécdotas incluidas en la dedicatoria y pedimos disculpas a quienes hubieran querido participar pero debido a las circunstancias no pudieron hacerlo.

Durante la reunión en Mar del Plata se hizo entrega del Premio Jorge Sahade a la Trayectoria y el Premio Carlos M. Varsavsky a la mejor Tesis Doctoral. El primero es de carácter trienal y es elegido por la Comisión Directiva de la Asociación, en esta oportunidad entregado al Dr. Héctor Vucetich. El segundo correspondió a las tesis presentadas durante el período 2010-2012 y fue entregado a la Dra. Gabriela Vila por decisión del jurado integrado por los Dres. Paula Benaglia, Juan José Clariá y Patricia Tissera. El Comité Editorial envía sus felicitaciones a los premiados y el agradecimiento por haber enviado las contribuciones correspondientes a este Boletín.

Además de las charlas brindadas por los premiados, la reunión contó con 12 charlas invitadas, de las cuales 10 han sido enviadas al Boletín en forma de contribución para su publicación. Agradecemos especialmente a estos colegas su esfuerzo. Durante la reunión se expusieron además 164 trabajos en forma oral y poster. De ellos, 110 fueron enviados al Boletín y 106 finalmente publicados después del proceso de referato y correcciones editoriales. Para llevar adelante esta tarea hemos contado con la inapreciable ayuda de los revisores, cuyo trabajo ha permitido mantener la calidad científica de esta edición. Agradecemos a los siguientes colegas que participaron en este proceso de revisión: Mario Abadi, Andrea Ahumada, Guillermo Abramson, Facundo Albacete Colombo, María Victoria Alonso, Ileana Andruchow, Paulina Assmann, Rodolfo Barbá, Lilia Bassino, Gustavo Baume, Cristian Beauge, Paula Benaglia, Carlos Bornancini, Guillermo Bosch, Estela Brandi, Andrea Buccino, Cristina Cappa, Sergio Cellone, Lydia Cidale, Juan José Clariá Olmedo, Jorge Combi, Georgina Coldwell, Soffa Cora, Andrea Costa, Gonzalo Carlos de Elía, Vitor de Souza, Rubén Díaz, Carlos Donzelli, Horacio Dottori, Gloria Dubner, Ernesto Eiroa, Eduardo Fernández Lajús, Rafael Ferraro, Adolfo F. Viñas, Tabare Gallardo, Roberto Gamen, Diego García Lambas, Elsa Giacani, Guillermo Giménez de Castro, Mercedes Gómez, Daniel Gómez, Diego Harari, Pierre Kaufmann, Hugo Levato, Nora Loiseau, Juan Luna, Stella Malaroda, Cristina Mandrini, Pablo Mauas, Mario Melita, Silvia Mollerach, Osvaldo Moreschi, Ricardo Morras, Nidia Morrell, Hernán Muriel, Kepler Oliveira, Celeste Parisi, Sergio Parón, Miriani Pastoriza, Susana Pedrosa, Matías Pereira, Andrés Piatti, Olga Pintado, Pablo Recabarren, Luiz

Paulo Ribeiro Vaz, Marc Ribo, Irapuán Rodrigues, Marta Rovira, Pablo Rusca, Laerte Sodré Jr., Patricia Tissera, Rubén Vázquez, Héctor Vucetich, Felipe Wachlin, Nolan Walborn y otros dos colegas que han solicitado permanecer anónimos.

Agradecemos a los autores y a todas las personas que de una u otra manera han aportado para que la reunión anual fuera exitosa y para que el presente ejemplar del Boletín salga a la luz.

Adrián C. Rovero
Editor Jefe

Gustavo E. Romero
Editor Invitado

Leonardo Pellizza
Secretario Editorial

Marcelo Lares
Técnico Editorial

Índice

<i>Homenaje a Jorge Sahade</i>	v
<i>Prefacio</i>	xvii
<i>Fotografía Grupal</i>	1

I Astronomía y Astrofísica Estelar

Avances en el estudio observacional de estrellas masivas <i>R. Gamen</i>	3
Radio Física Solar: fulguraciones en frecuencias submilimétricas <i>C.G. Giménez de Castro</i>	11
Formación estelar en las Nubes de Magallanes <i>A.E. Piatti</i>	21
NGC 2849 y NGC 6134: dos cúmulos abiertos más para el proyecto BOCCE <i>A.V. Ahumada, A. Bragaglia, M. Cignoni, P. Donati, M. Tosi</i> <i>‡ G. Marconi</i>	31
Análisis fotométrico de los cúmulos abiertos Haffner 20, Haffner 21 y Trumpler 9 <i>J. A. Ahumada, G. Carraro ‡ E. Costa</i>	35
Estado evolutivo de estrellas con fenómeno B[e] <i>Y.J. Aidelman, L. Cidale, M. Borges Fernandes ‡ M. Kraus</i>	39
Energetics of nearby stellar bow shocks <i>P. Benaglia</i>	43
Explorando la formación de "viudas negras" <i>O.G. Benvenuto, M.A. De Vito ‡ J.E. Horvath</i>	47
Una nueva estimación astrosismológica de la masa del <i>axión</i> <i>A.H. Córscico, L.G. Althaus ‡ A.D. Romero</i>	51

Gyrosynchrotron emission from electrons with a double power-law energy distribution <i>G. Cristiani, C.G. Giménez de Castro, P.J.A. Simões & C.H. Mandrini</i>	55
Estudio espectroscópico y morfológico de la nebulosa planetaria NGC 3918 <i>C.M. Correa, M. de los Rios, M. Hobson, N. Marcionni, B. Sánchez, A. Santucho, W. Weidmann, C. Valotto & D. Ferreiro</i>	59
HD 112364: un sistema binario SB2 <i>M.A. Corti</i>	63
Monitoreo fotométrico de η Carinæ desde el OALP Temporadas de observación 2011-2012 <i>E. Fernández-Lajús, F.N. Giudici, X.S. Ramos, M.C. Scalia & N.E. Salerno</i>	67
Actividad estelar en estrellas con planetas a partir de espectros de CASLEO <i>M. Flores, A. Buccino, C. Saffe, F. González & P. Mauas</i>	71
Imágenes coronográficas de estrellas de Tipo Solar asociadas a discos de “escombros” <i>L. García & M. Gómez</i>	75
Polarimetría de estrellas con discos de “escombros” <i>L. García & M. Gómez</i>	79
Espectrofotometría en NGC 3255 y Hogg 17 <i>E.E. Giorgi, G.R. Solivella, R.A. Vázquez & L. Rizzo</i>	83
Estudio de las propiedades de los discos en enanas marrones jóvenes <i>L.V. Gramajo, M. Gómez & B. Whitney</i>	87
Modelado de las Distribuciones Espectrales de Energía de tres nuevas estrellas jóvenes de tipo FU Orionis <i>L.V. Gramajo, J. Rodón, M. Gómez & B. Whitney</i>	91
Propiedades de los Vientos de Estrellas Supergigantes B <i>M. Haucke, L.S. Cidale, R.O.J. Venero, Y. Cochetti, A. Torres, C. Arcos & M. Curé</i>	95
Analysis of the 3D Structure and Velocity of a CME on 2 January 2008 <i>F.M. López & H. Cremades</i>	99
Evidence of nanoflare heating in coronal loops observed with Hinode/XRT and SDO/AIA <i>M.C. López Fuentes & J.A. Klimchuk</i>	103

Estudio de la dinámica de una fulguración de clase M. <i>M.L. Luoni, C. Francile & C.H. Mandrini</i>	107
Astrophysical parameters of Small Magellanic Cloud star clusters <i>F. Maia, A.E. Piatti & J.F.C. Santos, Jr.</i>	111
Determinación fotométrica de parámetros fundamentales de dos cúmulos abiertos del cuarto cuadrante Galáctico <i>N. Marcionni, M.C. Parisi, J.J. Clariá, A.V. Ahumada, T. Palma & A.E. Piatti</i>	115
Determinación de edades y enrojecimientos de cúmulos estelares pertenecientes a la Nube Mayor de Magallanes <i>J.H. Minniti, A.V. Ahumada, J.J. Clariá, A. Benítez-Llambay, M.A. Oddone, E. Bica & J.F.C. Santos Jr.</i>	119
Near-infrared spectroscopic survey of galactic B[e] stars <i>M.F. Muratore, M. Kraus & W.J. de Wit</i>	123
Evolución de la Estructura Térmica Global de la Corona alrededor del Último Mínimo de Actividad Solar <i>F.A. Nuevo, A.M. Vásquez, Z. Huang & R.A. Frazin</i>	127
Espectroscopía integrada de cúmulos estelares de la Nube Mayor de Magallanes <i>M.A. Oddone, T. Palma, A.V. Ahumada, J.J. Clariá, E. Bica, M.C. Parisi & J.F.C. Santos Jr.</i>	131
Cúmulos estelares de edad intermedia de la Nube Mayor de Magallanes: determinación de parámetros fundamentales a partir de fotometría de Washington <i>T. Palma, J.J. Clariá, D. Geisler, A.E. Piatti & A.V. Ahumada</i>	135
New field decontamination method based on variable cells in the cluster Colour-Magnitude Diagrams <i>A.E. Piatti</i>	139
CCD <i>CT_1</i> photometry of small angular size candidate star clusters projected on to crowded Small Magellanic Cloud star fields <i>A.E. Piatti & E. Bica</i>	143
Magnetic tongues properties in solar active regions <i>M. Poisson, M. López Fuentes, C.H. Mandrini & P. Démoulin</i>	147
Detection of OB associations in the VVV survey <i>M. Soto & R. Barbá</i>	151
Spectroscopic study of the B[e] supergiant LHA 120-S 35 <i>A.F. Torres, M.E. Oksala, L.S. Cidale, M. Kraus, M. Borges Fernandes & R. Barbá</i>	155

Efectos de la presión magnética en estrellas B peculiares en helio <i>R. Vallverdú, L. Cidale & R. Rohrmann</i>	159
---	-----

II Astrofísica del Medio Interestelar e Intergaláctico

Runaway stars: their impact on the interstellar medium <i>P. Benaglia, I.R. Stevens & C.S. Peri</i>	165
IR dust bubbles: molecular gas linked to S 21, S 22, and S 23 <i>C.E. Cappa, J. Vasquez, G.A. Romero & M. Rubio</i>	175
First EVLA radio observations towards two TeV sources: HESS J1809–193 and HESS J1825–137 <i>G. Castelletti, E. Giacani & G. Dubner</i>	179
Triggered star formation in the CO shell G 126.1–0.8–14 <i>S. Cichowolski, M.E. Ortega, L.A. Suad & E.M. Arnal</i>	183
X-ray structures from outflowing Young Stellar Objects interacting with the Interstellar Medium <i>M. Orellana, R. Bonito, J. López-Santiago, J.F. Albacete Colombo & M. Miceli</i>	187
Studying a galactic HII region/SNR complex <i>S. Parón, W. Weidmann & M.E. Ortega</i>	191
Interaction of the supernova remnant G20.0-0.2 with a molecular cloud <i>A. Petriella, S. Paron & E. Giacani</i>	195
Fragmentation in Massive Star-Forming Regions <i>J.A. Rodón, H. Beuther, P. Schilke & Q. Zhang</i>	199
Revised morphological and spectral radio properties of three cataloged galactic supernova remnants <i>L. Supán, G. Castelletti, T. Zanfrini & A. Petriella</i>	203
Molecular gas associated with IRAS 10361-5830 <i>M.M. Vazzano, J. Vasquez, C.E. Cappa, G.A. Romero & M. Rubio</i>	207

III Astronomía y Astrofísica Extragaláctica

El Universo a alto <i>redshift</i> <i>M.V. Alonso</i>	213
Galaxias enanas: las voces de la mayoría <i>S.A. Cellone</i>	223
Current status of galaxy formation models <i>P.B. Tissera</i>	233
Distribución de Masa en Galaxias Espirales <i>M.P. Agüero & R.J. Díaz</i>	241
Las Galaxias Enanas y la Red Cósmica <i>A. Benítez Llambay & M.G. Abadi</i>	245
Relaciones fundamentales de la población de galaxias de tipo temprano del cúmulo de Antlia <i>J.P. Calderón, L.P. Bassino, S.A. Cellone, A.V. Smith Castelli & J.P. Caso</i>	249
Nuevos resultados sobre la cinemática global y nuclear de NGC 253: movimientos no circulares y emisión en Br γ <i>J.A. Camperi, G.I. Gunthardt, R.J. Díaz, M.P. Agüero, G. Gimeno & P. Pessev</i>	253
Study of compact objects in the Antlia cluster: globular clusters and ultra-compact dwarfs <i>J.P. Caso, L.P. Bassino, T. Richtler, F.R. Faifer, A.V. Smith Castelli & J.P. Calderón</i>	257
Properties of group galaxies at void walls: color, star formation activity and surface brightness <i>L. Ceccarelli, R. Herrera-Camus, D.G. Lambas, G. Galaz & N.D. Padilla</i>	261
Effects of ram pressure and tidal stripping on the properties of cluster galaxies <i>S.A. Cora, T.E. Tecce, N.D. Padilla & I.D. Gargiulo</i>	265
Evolution of the gas kinematics of galaxies in cosmological simulations <i>M.E. De Rossi & S.E. Pedrosa</i>	269
Downsizing of galaxies vs upsizing of dark-halos in a Λ-CDM cosmology <i>M.E. De Rossi, V. Ávila-Reese, A. González-Samaniego & S.E. Pedrosa</i>	273

Star Formation Activity in Balmer Break Galaxies at $0 < z < 1$. <i>J. Díaz Tello, C. Donzelli, N. Padilla, N. Fujishiro & H. Hanami . . .</i>	277
Sistema de cúmulos globulares de la galaxia lenticular NGC 6861: en busca de indicios sobre la formación de las S0s. <i>C.G. Escudero, F.R. Faifer, L.P. Bassino, J.P. Calderón & J.P. Caso</i>	281
Cúmulos globulares y galaxias enanas en Pegasus I <i>F.R. Faifer, C. Escudero, A.V. Smith Castelli, N.M. González, J.C. Forte, L. P. Bassino & S.A. Cellone</i>	285
3D spectroscopy: Solving the complex kinematic structure of the galaxy Haro 15 <i>V. Firpo, G. Bosch, G.F. Hägele & R. Díaz</i>	289
Channels of bulge formation: Influence of stellar clumps <i>I.D. Gargiulo, M.J. Pérez, S.A. Cora, O. Valenzuela, V. Avila Reese, N.D. Padilla, T.E. Tecce & A.N. Ruiz</i>	293
Estimación de la incerteza cinemática de los espectros obtenidos con REOSC (CAsLeo), Flamingos-2 y PHOENIX (Gemini) para observaciones de gas ionizado en galaxias <i>G. Gaspar, R.J. Díaz, G. Günthardt, M.P. Agüero, J.A. Camperi & G. Gimeno</i>	297
Acerca de la linealidad de la relación color-magnitud del cúmulo de Virgo <i>N. González, A. Smith Castelli, F. Faifer & J.C. Forte</i>	301
Evolución en Núcleos Activos de Galaxias y QSOs I. Relación <i>Starbursts</i> y AGNs en Galaxias Próximas <i>S. Lípári, D. Merlo & M. Moyano</i>	305
Estudio de Evolución de los Núcleos Activos de Galaxias y QSOs: II. Búsqueda de Supernovas en Galaxias Próximas con AGNs y <i>Starburst</i> <i>D. Merlo, S. Lípári & M. Moyano</i>	309
Interacciones de galaxias: sistemas co-rotantes y contra-rotantes <i>V. Mesa, F. Duplancic, S. Alonso & D. García Lambas</i>	313
Determinación del Continuo No-Estelar en AGNs del Tipo NLS1 <i>G.A. Oio, L. Vega Neme, E. Schmidt & D. Ferreira</i>	317
The star cluster age-metallicity relationship in the Small Mage- llanic Cloud <i>A.E. Piatti</i>	321

The star field age-metallicity relationship in the Small Magellanic Cloud <i>A.E. Piatti</i>	325
Astrophysical properties of star fields in the Large Magellanic Cloud <i>A.E. Piatti</i>	329
The star field age-metallicity relationship in the Large Magellanic Cloud <i>A.E. Piatti</i>	333
The star field giant branch clump Vertical Structure in the Large Magellanic Cloud <i>A.E. Piatti</i>	337
La conexión rayos-X – óptico en la NLR de la galaxia Mrk 573. Mecanismos de ionización. <i>V. Reynaldi, M. Guainazzi, C. Feinstein & J.A. Combi</i>	341
Regiones Extendidas de gas ionizado en radiogalaxias FR II. Estudio espectroscópico y cinemático. <i>V. Reynaldi & C. Feinstein</i>	345
Particle Swarm Optimization (PSO) en modelos semi-analíticos de formación de galaxias <i>A.N. Ruiz, M.J. Domínguez, N.D. Padilla, S.A. Cora, D. García Lambas, T.E. Tecce, I.D. Gargiulo & A.M. Muñoz Arancibia</i>	349
A kinematic study of three HI-rich local galaxies <i>J. Saponara, V. Lefranc, P. Benaglia, I. Andruchow & B. Koribalski</i>	353
Estudio fotométrico de candidatos a cúmulos globulares en NGC 1316 <i>L.A. Sesto, F.R. Faifer & J.C. Forte</i>	357
Masas de agujeros negros en Narrow Line Seyfert 1 <i>E. Schmidt, D. Ferreira, G. Oio, L. Vega & L. Donoso</i>	361
Diferenciación de Galaxias Activas de Líneas Delgadas a Partir de Diagramas BPT <i>J. Torres & J.G. Portilla</i>	365
Statistical Properties of AGN Narrow-Line Seyfert 1 and their Host Galaxies <i>L. Vega Neme, G. Oio, D. Ferreira & E. Schmidt</i>	369

Superestructuras y las propiedades del clustering de galaxias brillantes	
<i>C.Y. Yaryura, M. Lares, H.E. Luparello, D.J. Paz, D.G. Lambas, N. Padilla & M.A. Sgró</i>	373
Using the F test to analyze AGNs short period variability	
<i>L. Zibecchi, I. Andruchow, S.A. Cellone, G.E. Romero & J.A. Combi</i>	377
 IV Dinámica y Astrofísica Planetaria	
Modelos autoconsistentes de sistemas estelares cuspidales y tri-axiales con distribución de velocidades casi isotrópica	
<i>D.D. Carpintero, J.C. Muzzio, H.D. Navone & A.F. Zorzi</i>	383
Seguimiento fotométrico de tránsitos exoplanetarios	
<i>F. Char, E. Unda-Sanzana, D. Kipping, C. Colazo, R. Núñez, P. Guzzo, M. Schneiter & J. P. Colque</i>	387
Sistemas Planetarios en Presencia de Júpiteres Calientes	
<i>G.C. de Elía, O.M. Guilera & A. Brunini</i>	391
Fragmentación de Planetesimales y su Rol en los Modelos de Formación de Planetas Gigantes	
<i>O.M. Guilera, A. Brunini & G.C. de Elía</i>	395
Estudio de los Troyanos de Júpiter	
<i>X.S. Ramos, R.P. Di Sisto & C. Beaugé</i>	399
Diversidad de Sistemas Planetarios en Discos de Baja Masa	
<i>M.P. Ronco & G.C. de Elía</i>	403
Estudio de la Evolución de los Troyanos de Neptuno	
<i>E. Tello Huanca, R.P. Di Sisto & A. Brunini</i>	407
Búsqueda de exoplanetas: ¿Cuán confiables son las observaciones obtenidas mediante telescopios terrestres?	
<i>C. von Essen, R.I. Páez & J.H.M.M. Schmitt</i>	411
La producción de cráteres en el Sistema de Satélites de Saturno	
<i>M. Zanardi & R.P. Di Sisto</i>	415

V Cosmología

Dark Energy and Inhomogeneous Cosmological Models <i>S.E. Perez Bergliaffa</i>	421
Supernovas y Cosmología <i>G. Folatelli</i>	429
Observational challenges in dark energy models <i>G.R. Bengochea</i>	439
Characterizing the formation history of Milky Way-like stellar haloes with model emulators <i>F.A. Gómez, C.E. Coleman-Smit, B.W. O’Shea, J. Tumlinson</i> & <i>R.L. Wolpert</i>	443
Vertical density waves in the Milky Way disc induced by the Sagittarius Dwarf Galaxy <i>F.A. Gómez, I. Minchev, B.W. O’Shea, T.C. Beers, J. S. Bullock</i> & <i>C.W. Purcell</i>	447
Ondas gravitatorias de transiciones de fase cosmológicas <i>L. Leitao</i>	451

VI Astrofísica de Objetos Compactos y Altas Energías

Ondas gravitacionales y objetos compactos <i>J.C.N. de Araujo</i>	457
Avoiding <i>pileup</i> effect on X-ray spectra <i>J.F. Albacete-Colombo</i>	467
Agujeros negros de masa estelar en el Universo temprano <i>V.M. Douna, L.J. Pellizza & I.F. Mirabel</i>	471
Compact Stars in <i>R</i>-Squared Gravity <i>F. García, F. A. Teppa Pannia, M. Orellana & G. E. Romero</i>	475
Is there a Central Compact Object within G290.1–0.8? <i>F. García, J.A. Combi, J.F. Albacete-Colombo, G.E. Romero, F. Bocchino</i> & <i>J. López-Santiago</i>	479
Optical observations of Northern Hemisphere Blazars: Results from a long campaign <i>E.J. Marchesini, L. Zibecchi, I. Andruchow, S.A. Cellone, J.A. Combi, G.E. Romero, J. Martí, P. Luque-Escamilla, A.J. Muñoz-Arjonilla</i> & <i>J.R. Sánchez-Sutil</i>	483

The Cherenkov Telescope Array: status and perspectives <i>M.C. Medina, M. Orellana & G.E. Romero</i>	487
Detección de la estrella simbiótica Hen 2-87 en rayos X con XMM-Newton <i>N.E. Nuñez & G.J.M. Luna</i>	491
Black holes and accretion in strong $f(R)$ gravity <i>D. Pérez, G.E. Romero & S.E. Perez Bergliaffa</i>	495
A Cosmographic Approach to the Redshift Drift in FLRW Models <i>F.A. Teppa Pannia & S.E. Perez Bergliaffa</i>	499

VII Historia, Divulgación y Enseñanza de la Astronomía

Estadísticas de visitas en portales web institucionales como indicador de respuesta del público a propuestas de divulgación <i>M. Lares</i>	505
Percepción del tamaño de la Luna <i>M. Lares</i>	509
Búsqueda de los sitios de observación del tránsito de Venus de 1882 en territorio argentino. I. Bragado <i>R.A. Vázquez & G.E. Milesi</i>	513

VIII Instrumentación

Coefficientes de extinción del CASLEO y características del CCD directo con el telescopio JS <i>G.L. Baume, F. Campuzano-Castro, E. Fernández-Lajús, R. Gamen, M. Haucke, E.J. Marchesini, J.A. Molina-Lera, N.L. Rossignoli, I.L. San Sebastián, E.L. Tello Huanca & M. Zanardi</i>	519
Turbulence profiles of the future E-ELT with LuSci (Lunar Scintillometer) <i>F. Char, G. Lombardi, M. Sarazin, C. González & J. Navarrete</i>	523
Las Cámaras Robóticas MASTER-ICATE <i>C. Saffe, H. Levato, C. Mallamaci, F. Podestá, C. López, V. Lipunov, E. Gorbouskoy, A. Belinski, V. Kornilov, N. Shatskiy & D. Denisenko</i>	527

IX Otros

Aplicación de técnicas de análisis de redes sociales y de co-ocurrencia de palabras en la determinación de frentes de investigación	
<i>C. E. Boeris</i>	533

X Premios

Radiative models for jets in X-ray binaries	
<i>G.S. Vila</i>	539
Recordando mientras puedo mis travesuras en Astronomía	
<i>H. Vucetich</i>	549
<i>Índice de autores</i>	559



Parte I

**Astronomía y Astrofísica
Estelar**

TRABAJO INVITADO

Avances en el estudio observacional de estrellas masivas

R. Gamen¹

(1) *Instituto de Astrofísica de La Plata (CONICET-UNLP), Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata*

Abstract. Massive stars are very relevant astrophysics objects, which affect their surroundings from planetary to galactic scales. In this contribution, I describe the present state of three fundamental aspects in the knowledge of these stars: the probable existence of an upper limit on stellar masses; the characterization of isolated massive stars as runaways from their natal regions; and the frequency of multiplicity among massive stars.

Resumen. Las estrellas masivas son objetos de gran relevancia astrofísica cuya influencia abarca desde las escalas planetarias hasta las galácticas. En esta contribución describo el estado actual de las investigaciones centradas en tres aspectos fundamentales para el conocimiento de las estrellas masivas. Estos son: los intentos de determinar si existe un límite superior para la masa de una estrella; la caracterización de estrellas masivas aparentemente aisladas como fugitivas de los grupos donde se originaron; y el estudio de la multiplicidad de las estrellas masivas.

1. Introducción

Se denominan estrellas masivas a aquellos objetos que finalizarán sus vidas como Supernovas (SN). Según el modelo de evolución que se utilice el límite inferior de masa sería de $8 M_{\odot}$. A pesar de ser pocas en número, las estrellas masivas afectan fuertemente el medio desde su formación hasta su final como Supernovas. Su evolución se produce con un alto nivel de interacción con el medio circundante, el cual no será el mismo una vez una estrella masiva haya sido originada en su seno.

La radiación ultravioleta (UV) y los poderosos vientos de las estrellas masivas moldean dinámicamente y químicamente el medio interestelar. Procesan la mayoría de los elementos químicos, los cuales son eyectados al espacio a través de los vientos estelares y durante su explosivo final como SN, lo que puede afectar la abundancia química en toda la galaxia. Pero esta eyección de materia y radiación, además podría afectar la formación de otras estrellas y aún de planetas, perturbando la evolución de los discos proto-planetarios. Bally et al. (2005) discuten sobre la posibilidad de que durante los primeros millones de años de sus vidas, las estrellas y sus discos proto-planetarios estén fuertemente expuestos a radiación UV, vientos estelares, y hasta explosiones de SNe. La radiación UV removería selectivamente el gas y granos pequeños, i.e. tendiendo a incrementar

la relación polvo/gas en discos. La exposición a explosiones de SN podría explicar la presencia de productos del proceso-r (que viven poco tiempo) como el ^{60}Fe , o las sobreabundancias de algunos isótopos como $^{18}\text{O}/^{17}\text{O}$ en el sistema solar. Aunque esto es tema de debate (y excede el alcance de esta presentación), es interesante ver e.g. Gounelle & Meibom (2008); Young et al. (2011) y recientemente, Caselli & Ceccarelli (2012), para notar la influencia que las estrellas masivas pueden tener a escalas planetarias.

Las estrellas masivas se pueden identificar espectralmente por presentar espectros tipo O y B (hasta B4) en Secuencia Principal¹. Pero también, espectros del tipo Wolf-Rayet, Variables Luminosas Azules (LBVs), supergigantes azules, rojas, y amarillas, durante distintas etapas de su evolución.

Respecto a los parámetros intrínsecos de las estrellas masivas, por ejemplo, sus radios típicos varían desde los $3 R_{\odot}$ en una B3 V hasta unos $20 R_{\odot}$ en una O3 V. Sin embargo, las atmósferas extendidas de las estrellas tipo Wolf-Rayet pueden llegar a cientos de radios solares. Las temperaturas efectivas de las estrellas O pueden alcanzar desde los 25.000°K hasta unos 45.000°K en las más tempranas (Martins et al. 2005), lo que contrasta fuertemente con el rango de variación de las temperaturas de las estrellas tipo G, el cual es de unos 1.000°K .

Las estrellas masivas son objetos muy luminosos, $L \sim 10^6 - 10^7 L_{\odot}$, que viven apenas unos pocos millones de años. Por ejemplo, una estrella de unas $120 M_{\odot}$ vive unos 2.5 millones de años, una estrella de $9 M_{\odot}$, unos 30 millones de años (Meynet & Maeder 2000), mientras que una estrella del tipo solar vive unos 10.000 millones de años.

La formación de estrellas masivas es todavía un problema sin resolver. Por ejemplo, Zinnecker & Yorke (2007) discuten sobre tres teorías de formación: colapso monolítico en una nube aislada (McKee & Tan 2003); acreción competitiva en un proto-cúmulo (Bonnell et al. 2001); colisiones estelares y coalescencia en sistemas muy densos (Bally & Zinnecker 2005). Ellos concluyen que la formación de estrellas masivas no es una versión a escala de la de estrellas de menor masa.

Por otro lado, cualquier teoría de formación de estrellas masivas debería predecir si existe un límite superior de masa. Observacionalmente, Weidner & Kroupa (2004) y Figer (2005) han discutido acerca de la aplicabilidad de la Función de Masa Inicial (IMF) a los cúmulos gigantes R136 (en la Nube Mayor de Magallanes) y Arcos (en el centro de nuestra Vía Láctea). La aplicación de una IMF universal a estos cúmulos implicaría la existencia de estrellas de 750 y $500 M_{\odot}$ respectivamente, las cuales aún no han sido observadas. Es entonces cuando la observación de estrellas masivas se vuelve crucial para aportar evidencia (y límites) a estas teorías.

2. Límite superior de masa

La búsqueda de estrellas cuyas masas parecen estar cerca del límite $150 M_{\odot}$ (Figer 2005; Koen 2006) debe realizarse en los cúmulos compactos más jóvenes y masivos conocidos. Actualmente, las facilidades observacionales sólo permiten

¹Un resumen sobre la clasificación de estrellas tipo O fue presentado en Gamen (2012).

resolver las estrellas individuales de dichos cúmulos en nuestra Vía Láctea y algunas galaxias del Grupo Local. Pan & Loeb (2012) estudian la posibilidad de detectar estas elusivas estrellas a través de la observación de tránsitos en núcleos de cúmulos jóvenes y muy densos. Lo cual podría ser implementado en futuros proyectos, como LSST², Pan-STARRS³, etc.

Crowther et al. (2010) anunciaron el descubrimiento de estrellas que exceden límite de $150M_{\odot}$, en R136. Sin embargo, estas masas fueron determinadas a través de un análisis espectral, suponiendo que son simples, y relacionando algunos parámetros a otra estrella en un sistema binario, NGC3603-A1 (HD97950 A1), cuyas masas espectroscópicas son de 116 ± 31 y $89 \pm 16M_{\odot}$ (Schnurr et al. 2008).

Es pertinente destacar aquí que la forma más directa y creíble de determinar masas estelares es a través del estudio del movimiento orbital en sistemas binarios. NGC3603-A1 es actualmente la estrella más masiva cuya masa fue determinada directamente. Otra binaria masiva es R145 (HD269928), en 30 Doradus. Schnurr et al. (2009) determinaron masas mínimas de 116 ± 33 y $48 \pm 20M_{\odot}$ para las componentes de este sistema. En nuestra Galaxia, una fuente de rayos-X en el centro galáctico (CXOGC J174536.1-285638) ha sido caracterizada por Clark et al. (2009) como un sistema binario con una componente de masa inicial de $110M_{\odot}$ y “melliza” de la estrella tipo Wolf-Rayet WR25 (HD93162). La cual también es un sistema binario masivo (Gamen et al. 2006).

Otros esfuerzos por detectar estrellas muy masivas se realizan a través de la observación de regiones de formación estelar aún inmersas en nubes moleculares, e.g. W51. Zapata et al. (2009) reportaron la detección de un disco circunestelar de unas $40M_{\odot}$ alrededor de una proto-estrella o un sub-sistema estelar compacto al cual le determinan (indirectamente) unas $60M_{\odot}$. Este tipo de trabajos también aporta a la discusión sobre la formación de estrellas masivas.

3. Estrellas fugitivas

Las estrellas masivas no están distribuidas aleatoriamente sino que están concentradas en cúmulos galácticos, compactos y extendidos, o asociaciones OB, en brazos espirales.

La mayoría de las estrellas O de nuestra Galaxia están incluidas en el Catálogo de estrellas tipo-O galácticas (GOSC; Maíz-Apellániz et al. 2004; Sota et al. 2008). El GOSC es un proyecto para incluir toda la información posible sobre estos objetos. La versión 2.4 incluye 1285 estrellas O, confirmadas y candidatas. Por otro lado, la mayoría de las estrellas de tipo Wolf-Rayet (~ 300) están incluidas en el 7mo Catálogo de estrellas WR y su anexo (van der Hucht 2001, 2006)⁴

Un número importante de estrellas masivas parecen no estar asociadas a ningún cúmulo o asociación: 25 % de las estrellas O en el GOSC y un 70 % en

²Large Synoptic Survey Telescope: <http://www.lsst.org>

³Panoramic Survey Telescope & Rapid Response System: <http://pan-starrs.ifa.hawaii.edu>

⁴En los últimos años se han detectado 60 nuevas estrellas WR por Mauerhan et al. (2011), 71 por Shara et al. (2012), y 11 por Smith et al. (2012).

el 7mo Catálogo de estrellas WR galácticas. En parte, esto es debido a un sesgo observacional (falta de estudios detallados) y al problema de determinación de colores y magnitudes intrínsecas de las estrellas WR (ver discusión en van der Hucht 2001). Sin embargo, entre las teorías de formación de estrellas masivas se contempla la posibilidad que se originen estrellas aisladas a través del colapso monolítico de una nube interestelar. Entonces, la pregunta obvia sobre las estrellas masivas aisladas es si se han originado *in situ* o se trata de estrellas fugitivas (*runaways*) que han sido expulsadas de su lugar natal. Existen tres escenarios posibles para explicar la eyección de una estrella de su cúmulo original, mediante interacciones dinámicas en un cúmulo muy denso (Poveda et al. 1967); explosiones de SN en sistemas binarios (Blaauw 1961); o la combinación de las anteriores (Pflamm-Altenburg & Kroupa 2010). Curiosamente los dos primeros trabajos tienen unos 50 años y si uno analiza las citaciones a ambos, éstas se aumentan notablemente en los últimos 4 ó 5 años.

El creciente interés en las estrellas *runaway* masivas podría deberse a su posible relación con los GRBs (*gamma-ray bursts*). Hammer et al. (2006) han observado que algunos GRBs ocurren a cientos de parsecs de las regiones de formación estelar o cúmulos compactos. Cantiello et al. (2007) proponen un modelo de sistema binario masivo, el cual evoluciona de forma tal que el GRB ocurre posteriormente a la expulsión de una de las estrellas por la explosión como SN de su compañera. Todos estos modelos requieren para su validación de mejores estadísticas sobre la multiplicidad en estrellas masivas.

Uno de los trabajos pioneros sobre pares de estrellas *runaways* masivas es el de Blaauw & Morgan (1954) donde se demuestra que el par AE Auriga (HD34078; O9.5 V) y μ Columba (HD38666; O9.5 V) se mueven en direcciones opuestas con un movimiento espacial similar. Proyectando sus trayectorias 1Myr hacia atrás, éstas se juntan en Orión (ver también Hoogerwerf et al. 2001; Gualandris et al. 2004). En un trabajo similar sobre estrellas tempranas en la región de 30Dor, Gvaramadze & Gualandris (2011), aplicando la conservación de momento lineal y suponiendo la masa de R145 ($116+33 M_{\odot}$), obtuvieron que la masa de Sk-69 206 (GSC 09162-00972; B2) debería ser $10-15 M_{\odot}$, lo que coincide con su tipo espectral. Lo que demostraría de forma indirecta que ambas estrellas forman un par *runaway* masivo. Recientemente, Roman-Lopes et al. (2011) descubrieron dos nuevas estrellas Wolf-Rayet en los alrededores del cúmulo Westerlund 2. Sus respectivas posiciones proyectadas los inducen a proponer que constituyen un par *runaway* con un origen común en el núcleo del cúmulo.

Pero no todas las *runaways* tienen su contraparte (par) detectada y se debate sobre si las estrellas masivas detectadas en los alrededores de cúmulos jóvenes y compactos fueron formadas *in situ* o son *runaways*. Gvaramadze et al. (2012) analizaron una muestra de “los mejores candidatos a estrellas aisladas” en nuestra Galaxia y en las Nubes de Magallanes. Mediante la detección de *bow shocks*, estudio de movimientos propios, estudio de sistemas estelares cercanos, etc., obtienen que todas excepto una tienen altas posibilidades de ser *runaways*. Por otro lado, el monitoreo llamado VLT-FLAMES Tarantula ha encontrado 16 objetos candidatos a ser estrellas “aisladas” (Bressert et al. 2012). Uno de sus argumentos para demostrar que no todas las estrellas masivas de los alrededores de 30Dor son *runaways*, es comparar R136 con su símil galáctico NGC 3603, el cual no parece tener estrellas masivas en sus alrededores según un trabajo de

hace casi 20 años (Moffat et al. 1994). Al momento de escribir esta presentación se reportaron nuevas estrellas tempranas en los alrededores de NGC3603, e.g. Roman-Lopes (2012); Gvaramadze et al. (2013) por lo que la discusión continuará.

4. Multiplicidad

Un aspecto no menor en las estrellas masivas parece ser su multiplicidad. Para ellas se han determinado mayor incidencia de binarias que en otras clases de estrellas. La evolución de cada componente en un sistema múltiple es afectada por la otra, principalmente por la transferencia de masa, momento angular, abundancias, etc. La determinación de la multiplicidad de las estrellas masivas es relevante para entender la distribución de GRBs y la formación estelar como se mencionó anteriormente, y además, para minimizar *bias* en IMF, determinar progenitores de SN Ib, el origen de las estrellas WR, etc.

Existe infinidad de trabajos sobre multiplicidad, pero generalmente se trata de trabajos sobre muestras limitadas de estrellas. Desde el año 2004 se está llevando a cabo un esfuerzo observacional a gran escala llamado “OWN Survey” (*Spectroscopic monitoring of southern galactic O and WN stars*) cuyo objetivo principal es determinar la multiplicidad de todas las estrellas O y WN que se conocen en la Galaxia. Este monitoreo utiliza casi todos los espectrógrafos de alta resolución de Argentina y Chile instalados en telescopios de 2 metros. El OWN Survey lleva recolectados más de 5500 espectros de alta calidad de unas 200 estrellas O y WN observables desde el hemisferio Sur⁵. La base de datos espectral generada ha permitido el descubrimiento de unos 50 nuevos sistemas binarios, algunos de ellos son de doble espectro (SB2) por lo que se ha podido determinar las masas mínimas de ambas componentes. Uno de los sistemas SB2 descubiertos es WR21a (Wack2134), cuya componente WN ha resultado ser de una de las estrellas más masivas de nuestra Galaxia (masa mínima de $87M_{\odot}$; Niemela et al. 2008). Por otro lado, si se considera una centena de estrellas variables de velocidad radial las cuales son candidatas a pertenecer a un sistema binario cuyo período no ha podido ser determinado, el porcentaje de multiplicidad de la muestra resulta de un 60% (Barbá et al. 2010).

Un porcentaje similar de frecuencia de binarias ha sido encontrado en un monitoreo de estrellas tipo WN débiles de nuestra galaxia. Este proyecto es un sub-producto del OWN Survey y debido a que los objetos involucrados son relativamente débiles, se realiza con espectrógrafos de baja y media resolución. Se obtuvieron unos 500 espectros de una muestra de 40 estrellas Wolf-Rayet y se han descubierto 3 nuevas SB2, 6 SB1, y unas 15 variables de velocidad radial⁶. Lo que implica un 62% de binaridad en la muestra escogida.

Ambos monitoreos intensivos confirman que la multiplicidad en las estrellas masivas parece ser una propiedad intrínseca y debe ser considerada en todos los modelos que intenten explicar su formación.

⁵La muestra está constituida por todas las estrellas O de la versión 1.0 del GOSC y todas las estrellas WR del tipo WN del 7mo catálogo de estrellas WR galácticas.

⁶Algunos resultados de este monitoreo han sido publicados por Collado et al. (2009, 2013).

Agradezco a N. I. Morrell sus valiosos comentarios que permitieron mejorar este documento, y a L. A. Spinetta que me inspiró en la presentación.

Referencias

- Bally J., Moeckel N., Throop H., 2005, in Krot A. N., Scott E. R. D., Reipurth B., eds, *Chondrites and the Protoplanetary Disk* Vol. 341 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Evolution of UV-Irradiated Protoplanetary Disks*. p. 81
- Bally J., Zinnecker H., 2005, *AJ*, 129, 2281
- Barbá R. H., et al., 2010, in *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series* Vol. 38 of *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series, Spectroscopic survey of galactic O and WN stars. OWN Survey: new binaries and trapezium-like systems*. pp 30–32
- Blaauw A., 1961, *Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands*, 15, 265
- Blaauw A., Morgan W. W., 1954, *ApJ*, 119, 625
- Bonnell I. A., et al., 2001, *MNRAS*, 324, 573
- Bressert E., et al., 2012, *A&A*, 542, A49
- Cantiello M., et al., 2007, *A&A*, 465, L29
- Caselli P., Ceccarelli C., 2012, *A&A Rev.*, 20, 56
- Clark J. S., Crowther P. A., Mikles V. J., 2009, *A&A*, 507, 1567
- Collado A., Gamen R., Barbá R. H., 2009, *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina*, 52, 53
- Collado A., Gamen R., Barbá R. H., 2013, *A&A*, en prensa
- Crowther P. A., et al., 2010, *MNRAS*, 408, 731
- Figer D. F., 2005, *Nat*, 434, 192
- Gamen R., 2012, in Ahumada J. A., Parisi M. C., Pintado O. I., eds, *Second Conference on Stellar Astrophysics Massive stars: some observational aspects*. pp 13–22
- Gamen R., et al., 2006, *A&A*, 460, 777
- Gounelle M., Meibom A., 2008, *ApJ*, 680, 781
- Gualandris A., Portegies Zwart S., Eggleton P. P., 2004, *MNRAS*, 350, 615
- Gvaramadze V. V., Gualandris A., 2011, *MNRAS*, 410, 304
- Gvaramadze V. V., et al., 2013, *MNRAS*, 430, L20
- Gvaramadze V. V., et al., 2012, *MNRAS*, 424, 3037
- Hammer F., et al., 2006, *A&A*, 454, 103
- Hoogerwerf R., de Bruijne J. H. J., de Zeeuw P. T., 2001, *A&A*, 365, 49
- Koen C., 2006, *MNRAS*, 365, 590
- Maíz-Apellániz J., et al., 2004, *ApJS*, 151, 103
- Martins F., Schaerer D., Hillier D. J., 2005, *A&A*, 436, 1049
- Mauerhan J. C., Van Dyk S. D., Morris P. W., 2011, *AJ*, 142, 40
- McKee C. F., Tan J. C., 2003, *ApJ*, 585, 850
- Meynet G., Maeder A., 2000, *A&A*, 361, 101
- Moffat A. F. J., Drissen L., Shara M. M., 1994, *ApJ*, 436, 183
- Niemela V. S., et al., 2008, *MNRAS*, 389, 1447
- Pan T., Loeb A., 2012, *MNRAS*, 425, L91
- Pflamm-Altenburg J., Kroupa P., 2010, *MNRAS*, 404, 1564
- Poveda A., Ruiz J., Allen C., 1967, *Boletín de los Observatorios Tonantzintla y Tacubaya*, 4, 86
- Roman-Lopes A., 2012, *MNRAS*, 427, L65
- Roman-Lopes A., Barba R. H., Morrell N. I., 2011, *MNRAS*, 416, 501
- Schnurr O., et al., 2008, *MNRAS*, 389, L38
- Schnurr O., et al., 2009, *MNRAS*, 395, 823
- Shara M. M., et al., 2012, *AJ*, 143, 149
- Smith J. D. T., et al., 2012, *AJ*, 144, 166

- Sota A., et al., 2008, in *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*
Vol. 33 of *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, The
Galactic O Star Catalog v.2.0. pp 56–56
- van der Hucht K. A., 2001, *New Astronomy Reviews*, 45, 135
- van der Hucht K. A., 2006, *A&A*, 458, 453
- Weidner C., Kroupa P., 2004, *MNRAS*, 348, 187
- Young E. D., et al., 2011, *ApJ*, 729, 43
- Zapata L. A., et al., 2009, *ApJ*, 698, 1422
- Zinnecker H., Yorke H. W., 2007, *ARA&A*, 45, 481

TRABAJO INVITADO

Radio Física Solar: fulguraciones en frecuencias submilimétricas

C. G. Giménez de Castro^{1,2}

(1) Centro de Rádio Astronomia e Astrofísica Mackenzie, UPM, São Paulo, Brasil.

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

Abstract. Solar Radio observations may bring clues about the dynamics of the flaring process. Of particular interest are receivers at frequencies above 100 GHz because the emission is produced by relativistic particles. In this article we review ten years of submillimeter flare observations and its prospects for the near future.

Resumen. Radio observaciones solares pueden brindar claves de la dinámica de las fulguraciones. De interés particular son los receptores en frecuencias arriba de los 100 GHz porque la emisión es producida por partículas relativísticas. En este artículo revisamos diez años de observaciones de fulguraciones en longitudes de onda submilimétricas y analizamos su futuro próximo.

1. Introducción

La exploración de la actividad solar es muy reciente. Apenas 400 años nos separan del descubrimiento de las manchas solares, primer indicio de fenómenos variables sobre la superficie solar, y poco más de 150 desde que Richard Carrington observó por primera vez una fulguración (también llamada *explosión* o *ráfaga*). Aquella pionera descripción de una *singular apperance* según sus propias palabras incluyó la mayoría de los elementos más relevantes de las fulguraciones: (1) ocurren próximas de las manchas (2) en áreas compactas (3) liberando apreciables cantidades de energía (4) en un lapso relativamente breve (5) posterior al cual la configuración general presenta pocos cambios (Carrington 1859). Carrington especuló además que las variaciones súbitas del campo magnético terrestre relatadas por diferentes observatorios del Reino Unido y los EEUU, estarían relacionadas con su observación del primero de septiembre, convirtiéndose entonces en la primera referencia a un fenómeno de *clima espacial*. En cualquier caso la definición precisa de fulguración es bastante laxa y muchas veces contradictoria, lo que se revela incluso por las diferentes palabras utilizadas: fulguración, explosión y erupción. Podemos considerar que se trata de una liberación rápida de energía que acelera partículas y calienta el plasma de formas muy diversas y no del todo comprendidas, lo que resulta en la emisión de radiación electromagnética con un espectro muy extenso y de formas tan variadas como emisión de cuerpo negro, giroemisión y bremsstrahlung. Dependiendo del mecanismo de emisión,

el fenómeno puede durar pocos minutos hasta algunas horas. Se ha mostrado que durante una fulguración hasta 10^{39} electrones pueden ser acelerados a energías mayores que 100 MeV y iones hasta las decenas de GeV, siendo que más del 50 % de la energía magnética liberada se transfiere a las partículas (Vlahos et al. 2009). Es justamente esta diversificada muestra de procesos físicos lo que convierte a las fulguraciones en un objeto de estudio fascinante desde el punto de vista teórico y observacional porque permite el análisis de plasmas en condiciones imposibles de conseguir en laboratorio. Para una comprensión sobre la dinámica de las fulguraciones recomendamos el clásico libro, por suerte reeditado, de Tandberg-Hanssen & Emslie (1988). Y para revisiones más actualizadas, Bastian et al. (1998), Benz (2008) y Hudson (2011). Una referencia sobre radio astronomía estelar, junto con definiciones básicas, probablemente Dulk (1985) es lo más adecuado.

El fenómeno observado por Carrington (1859) es hoy conocido bajo el nombre de *white light flare* (WLF, fulguración en luz blanca), nunca fue observado sin la ayuda de telescopios y aún con ellos es muy difícil de detectar, siendo que hasta 1983, sólo 56 fueron analizados en publicaciones científicas. Telescopios en satélites artificiales, que cuentan con la ventaja de la inexistencia de las fluctuaciones atmosféricas cuya acción degrada el contraste entre el WLF y el fondo fotosférico, consiguieron aumentar ese número significativamente en los últimos 30 años. Mientras tanto, la observación de fulguraciones se concentró en algunas líneas espectrales, particularmente en la de $H\alpha$, hasta mediados de la década de 1960, cuando detectores de rayos-X (RX) y luz ultravioleta (UV) comenzaron a ser instalados a bordo de satélites.

En febrero de 1942, mientras se desarrollaba la *batalla de Inglaterra*, en las pantallas de los radares británicos operando en longitudes de onda $\lambda = 4 - 8$ m ($\nu = 75 - 37,5$ MHz) en las costas del Canal de la Mancha utilizados para detectar cazas alemanes, aparecieron destellos breves que provenían de la dirección donde se encontraba el Sol (Kraus 1986). Recién al fin del conflicto bélico, pudo Hey (1946) relatar publicamente el hecho y asociarlo con un grupo de manchas en el Sol. Fue un descubrimiento inesperado ya que la emisión de cuerpo negro atribuida al Sol a λ métricas estaría por debajo de la sensibilidad de los detectores de radar. La radioastronomía estaba naciendo en ese tiempo, y otros investigadores adicionaron nuevos descubrimientos: Reber (1944) encontró la emisión térmica del sol calmo para $\lambda = 1,875$ m, y Southworth (1945) para las micro-ondas. La expansión de frecuencias observadas en la década de 1960 incrementó el conocimiento sobre las fulguraciones, en particular, la interferometría permitió obtener imágenes de las fuentes emisoras, y detectores polarimétricos brindaron información sobre el campo magnético. Así, desde las ondas métricas ($50 \leq \nu \leq 300$ MHz), receptores en longitudes cada vez menores fueron diseñados. De una forma general podemos dividir los mecanismos de emisión en función de la frecuencia (Pick & Vilmer 2008): (1) entre 50 MHz ($\lambda = 6$ m) y ~ 1 GHz ($\lambda = 30$ cm) se trata de emisión de plasma producida en la corona, (2) por encima de 5 GHz y hasta 100 GHz se observa giroemisión producida por electrones acelerados, junto con *bremsstrahlung térmico* cromosférico/coronal (entre 1 y 5 GHz se puede encontrar una mezcla de ambos tipos de emisión). Observaciones arriba de los 100 GHz son relativamente recientes, y muchas veces carecen de explicaciones suficientemente justificadas.

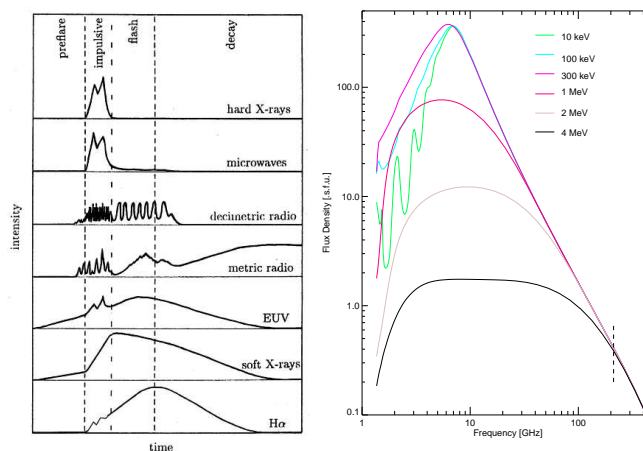


Figura 1. Izquierda: *Sketch* de la evolución temporal en diferentes frecuencias electromagnéticas de la intensidad registrada durante una fulguración. (Benz 2008). Derecha: espectros de fuentes girosincrotrónicas homogéneas para diferentes energías de corte inferior, o *lower cutoff*. (Adaptado de White & Kundu 1992)

En este trabajo nos dedicaremos a describir las observaciones de fulguraciones por medio de radio telescopios operando en frecuencias superiores a los 5 GHz y hasta los 400 GHz. Primero daremos las motivaciones de este estudio (sección 2.), después presentaremos los problemas prácticos de realizar observaciones para $\nu > 100$ GHz comentando las características de los instrumentos que han producido resultados (sección 3.) para continuar con el análisis de las observaciones hasta la fecha (sección 4.). Por último cerraremos nuestro aporte con una mención a la nueva instrumentación que está siendo desarrollada, con énfasis en la aplicación del telescopio *Long Latin American Millimeter Array* (LLAMA) (sección 5.).

2. ¿Por qué observar en radio?

Nos vamos a referir aquí a *radio frecuencias* o *micro ondas*, de una forma no muy precisa, como aquellas ondas electromagnéticas comprendidas entre $5 \leq \nu \leq 500$ GHz ($60 \geq \lambda \geq 0,6$ mm respectivamente). Y vamos a suponer que el lector tiene ya una noción de lo que es una fulguración solar, si no puede utilizar la bibliografía antes citada para tener una introducción al tema. Cuando se comparan observaciones en diferentes frecuencias (no necesariamente en radio), se observa que la evolución temporal de la intensidad registrada es diferente, lo que se esquematiza en la Fig. 1: existe una coincidencia temporal entre las estructuras observadas en rayos-X duros (RXD) y las micro ondas. Esta coincidencia sugiere que la fuente de ambas emisiones debe ser la misma, aunque los mecanismos sean diferentes. El origen de la emisión en RXD es *bremstrahlung* producido por electrones *supra térmicos* (o *acelerados*), con energías superiores a los 10 keV. Recordamos que $1 \text{ keV} \sim 11,6 \times 10^6 \text{ K}$, del orden de la temperatura que alcanza el plasma calentado durante la fulguración.

La radiación en radio es producida por el mecanismo de giroemisión que suele ser dividido en diferentes categorías y nombres dependiendo de la energía

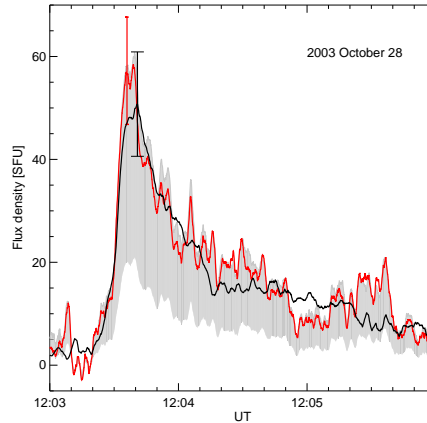


Figura 2. El rango de densidad de flujo estimado por el SST en 212 GHz para el pequeño evento SOL2003-10-28T12:03 representado por el área gris. La densidad de flujo correcta obtenida a 210 GHz por BEMRAK es mostrada con la curva negra. La curva roja es la densidad de flujo obtenida en 212 GHz usando el SST y asumiendo la posición de la fuente emisora derivada en 210 GHz por BEMRAK. (Raulin et al. 2013)

de los electrones involucrados (Dulk 1985): (1) para distribuciones térmicas se habla de *giro resonancia* (mecanismo responsable de la componente lenta o *slowly varying component* observada en $\lambda = 10,7$ cm), (2) para electrones fuera del equilibrio termodinámico (acelerados) con energías casi relativísticas ($\gamma_L \leq 5$, γ_L es el factor de Lorentz) el mecanismo es llamado *girosincrotrón* y (3) *sincrotrón* para aquellos electrones acelerados ultrarrelativísticos ($\gamma_L > 5$). Vamos a concentrarnos en el mecanismo girosincrotrónico que es el más adecuado para los electrones acelerados dentro de los arcos coroneales. A partir de las observaciones en RXD se concluyó que la mejor representación para la distribución en energía de los electrones es una ley de potencias: $N(E) \propto E^{-\delta}$ en el intervalo E_l (*lower cutoff*) y E_h (*higher cutoff*) siendo $\delta > 2$ el *índice electrónico*.

En la Fig. 1, a la derecha, vemos un conjunto de espectros girosincrotrónicos que reproducen condiciones normales observadas durante las fulguraciones. Cada curva fue construida utilizando un E_l diferente especificado en los rótulos arriba a la derecha. Es decir que cada distribución *comienza* en energías cada vez mayores. También vemos que comparando con la curva verde, que incluye electrones con $E \geq 10$ keV, las demás son insignificantes en la parte *ópticamente gruesa* (a izquierda del máximo) y se acoplan en alguna frecuencia reproduciendo el mismo espectro *ópticamente delgado* (a la derecha del máximo). Esto indica la frecuencia a partir de la cual los electrones de una determinada energía comienzan a tener relevancia. Y vemos que a medida que aumenta la frecuencia observada, estamos observado electrones de mayores energías. En particular, para una frecuencia superior a 200 GHz, los electrones deben tener energías del orden de algunos MeV. Este es el principal motivo para observar en las radio frecuencias, y en ir hacia frecuencias aún mayores, ya que los detectores de RXD o rayos- γ no suelen tener sensibilidad suficiente para detectar muchos eventos y son mucho más costosos ya que deben operar por encima de la tropósfera.

La emisión girosincrotrónica depende simultáneamente del campo magnético donde los electrones se desarrollan, y de las características estadísticas de los electrones en movimiento. Esto le otorga la motivación extra de poder estudiar el campo magnético asociado a la fuente emisora. De una forma aproximada, se obtiene que el máximo de emisión de un electrón está en torno de la frecuencia $\nu_M \sim \nu_B \gamma_L^2$, donde $\nu_B \simeq 2,8 \times 10^6 B_o$, con B_o la intensidad del campo magnético del plasma ambiente.

En los años 1980s surgió otro interés para estudiar las altas frecuencias, la inversión del espectro: es decir, a la componente ópticamente delgada le sigue una nueva componente creciente en frecuencia. Un evento de este tipo fue relatado por Kaufmann et al. (1985), quienes hallaron una componente creciente en 90 GHz muy bien correlacionada con los RXD.

3. Observatorios submilimétricos

Por definición frecuencias submilimétricas son aquellas superiores a los 300 GHz, aunque por convención tecnológica, muchas veces este límite se reduce a 100 GHz. Hasta fines del siglo veinte hubo pocos intentos por observar fulguraciones en frecuencias submilimétricas. En particular Hudson (1975) consiguió dar un límite superior para las longitudes de onda $\lambda = 20 \mu\text{m}$ ($\nu = 15 \text{ THz}$) y $\lambda = 350 \mu\text{m}$ ($\nu = 857 \text{ GHz}$). Después de este experimento aislado no hubo otros hasta la instalación del Observatorio Solar Submilimétrico (*Solar Submillimeter Telescope*, SST) en el Complejo Astronómico El Leoncito (Kaufmann et al. 2008). SST tiene algunas características particulares: (1) observa simultáneamente en las frecuencias $\nu = 212 \text{ GHz}$ ($\lambda = 1,42 \text{ mm}$) y $\nu = 405 \text{ GHz}$ ($\lambda = 0,74 \text{ mm}$) lo que le permite obtener un espectro de la región submilimétrica; (2) tiene tres receptores en 212 GHz formando una matriz focal que le permite determinar unívocamente la intensidad y posición del evento por medio del método de múltiples haces o *multibeam* (Giménez de Castro et al. 1999); (3) es un instrumento dedicado a la observación solar únicamente. Desde abril de 2001 el SST opera de forma continua (excepto paradas de mantenimiento) lo que le ha permitido obtener una base de datos de fulguraciones solares única. Entre el año 2001 y 2004 el ahora inexistente Observatorio de Colonia para Astronomía Submilimétrica y Milimétrica (*Kölner Observatorium für Submillimeter und Millimeter Astronomie*, KOSMA) realizó campañas de observación en las frecuencias de $\nu = 230 \text{ GHz}$ ($\lambda = 1,3 \text{ mm}$) y $\nu = 345 \text{ GHz}$ ($\lambda = 0,87 \text{ mm}$) a las que agregaron posteriormente una matriz focal en 210 GHz para poder determinar posición e intensidad (Lüthi et al. 2004,?).

El problema tecnológico a vencer en estas frecuencias es la construcción de receptores de baja figura de ruido. Puede usarse bolómetros, cuya respuesta en frecuencia es excelente, aunque hasta recientemente era difícil el diseño de filtros de banda pasante para sintonizar el receptor. La otra posibilidad son los detectores super heterodinos, aunque estos requerían operar a temperaturas criogénicas y tenían un ancho de banda estrecho. Sólo en los últimos 20 años contamos con una electrónica eficiente a estas frecuencias, que opera a temperatura ambiente y con ancho de banda de casi 10 GHz, resultando en temperaturas de sistema del orden de los 1000 K, relativamente bajas cuando se trata de observar el Sol cuya temperatura de superficie es de alrededor de 6000 K.

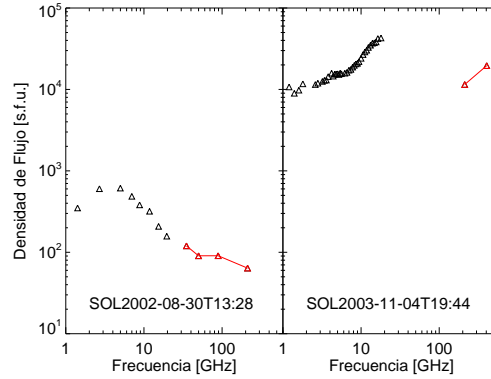


Figura 3. Dos espectros de eventos observados con el SST, a la izquierda un evento *normal* a la derecha un evento *THz*

El siguiente problema a estas frecuencias es la opacidad atmosférica, medida generalmente por el coeficiente al cénit τ que nos da el factor de atenuación según un modelo de atmósfera plano-paralela: $\exp(-\tau/\sin H)$ donde H es la elevación de la antena. En un trabajo sobre la opacidad del Leoncito (Melo et al. 2005), se determinó un valor medio $\tau_{212} = 0,3$ y $\tau_{405} = 1$ para 212 y 405 GHz respectivamente. Si bien el valor para 212 GHz es bueno, a 405 GHz coloca restricciones para la observación y calibración. Por ese motivo se realizaron grandes esfuerzos de manera a obtener valores de flujo radiométrico confiables. Sólo hubo una única observación simultánea de los dos instrumentos SST y KOSMA durante el final de la gran fulguración SOL2003-10-28T11:10. La comparación de los respectivos perfiles temporales mostró una excelente coincidencia lo que demuestra la corrección de las técnicas de calibración (Raulin et al. 2013). En la Fig. 2 vemos la superposición de las densidades de flujo obtenidas por KOSMA (utilizando su receptor BEMRAK Lüthi et al. 2004) y el SST para un pequeño evento que ocurrió durante la fase de decaimiento de SOL2003-10-28T11:10. El SST sólo observó la fulguración con un receptor en 212 GHz, por lo cual no pudo utilizar la técnica de *multibeam*, por ese motivo en la figura se representa con un área gris el flujo probable.

4. Conciliando teoría y observación

Desde el punto de vista espectral, podemos clasificar a las fulguraciones como aquellas que presentan un espectro submilimétrico ópticamente delgado (*normal*) y aquellas que lo tienen ópticamente grueso (*THz*). Ejemplos de ambos se muestran en la Fig. 3 para los eventos SOL2002-08-30T13:28 (*normal*) y SOL2003-11-04T19:44 (*THz*). El rótulo de THz para estos últimos deriva de que su espectro parece extenderse de forma creciente hacia las frecuencias THz. En el ejemplo mostrado en la figura el espectro de micro ondas hasta los 18 GHz observado por el Owens Valley Solar Array, muestra la parte ópticamente gruesa, no se cuenta con observaciones del rango intermedio de frecuencias lamentablemente para ver el punto donde el espectro ópticamente delgado giroscincrotrónico característico que se observa en el panel izquierdo de la figura (en rojo) se invierte y vuelve a ser creciente. Aunque los espectros normales en principio parecen respetar correctamente el modelo giroscincrotrónico, muestran también que su estructura es

muy compleja debido a que la fuente no es homogénea, lo que en muchos casos puede ser explicado por la emisión de varias fuentes simultáneamente. (Cristiani et al. 2008; Giménez de Castro et al. 2009; Giménez de Castro et al. 2013)

Krucker et al. (2013) realizaron una compilación de todas las fulguraciones observadas en frecuencias submilimétricas, aunque por el tiempo que llevó preparar el artículo la lista ya está desactualizada. De cualquier forma, de manera visual, podemos buscar alguna correlación entre densidades de flujo máximas observadas en 210-212 GHz y el flujo máximo determinado en la banda de de 1–8 Å observado por los satélites GOES. De la Fig. 4 parece desprenderse que los eventos *THz* son de clase X, aunque tenemos uno que podría calificarse también *THz*, de tipo M. De cualquier manera esto puede deberse a un efecto de selección por la sensibilidad de los instrumentos empleados y las limitaciones que impone la absorción atmosférica.

La mayor incógnita que nos dejan las observaciones submilimétricas es la explicación del origen de la componente creciente u ópticamente gruesa de los eventos *THz*. Suponiendo cualquier mecanismo de emisión, debe tratarse de partículas (y hasta se ha especulado con positrones) ultra relativísticas. La mera existencia de tales partículas complica aún más los modelos de aceleración, que ya tienen problemas para explicar observaciones de eventos normales. (Vlahos et al. 2009) Fleishman & Kontar (2010) y posteriormente Krucker et al. (2013) hicieron una compilación explicada de los diferentes mecanismos que podrían contribuir en la formación de los eventos *THz*, por razones de espacio aquí daremos apenas una síntesis apretada. En general, todos los modelos parten de la base de que la emisión para $\nu < 100$ GHz está bien justificada por medio de radiación girósincrotrónica y la emisión submilimétrica sería debida a un segundo mecanismo que es el que se propone. El espectro final sería la suma de la emisión producida por ambos mecanismos.

Free-free Una fuente suficientemente densa es capaz de producir emisión bremsstrahlung térmica ópticamente gruesa en el rango submilimétrico. Los cálculos sin embargo exigen densidades del orden de 10^{13} cm⁻³, casi fotosféricas. Además, para conseguir las densidades de flujo observadas, ($\simeq 10^4$ s.f.u.) es necesario tener áreas emisoras muy extensas ($\simeq 90''$) o muy calientes ($\simeq 20$ MK). Lo primero puede ser descartado porque KOSMA fue capaz de estimar el tamaño de la fuente que produjo la fulguración SOL2003-10-28T11:10, siendo menor que $10''$ (Lüthi et al. 2004). Por otra parte, una fuente a 20 MK debería producir emisión detectable en RX, lo que no ha ocurrido.

Sincrotrón de electrones no térmicos En este caso se trataría de una segunda fuente en condiciones más extremas. La explicación parece la extensión natural de los eventos complejos *multi-espectrales* relatados en muchas publicaciones (por ej.: Giménez de Castro et al. 2013) hacia la región submilimétrica. Sin embargo, para contar con un espectro creciente hasta, por lo menos, 400 GHz son necesarios campos magnéticos elevados (> 1000 G), densidad de electrones acelerados comparable a la del medio en que se mueven ($\sim 10^{11-12}$ cm⁻³), etc. Es decir, condiciones que podemos clasificar de extremas.

Sincrotrón de positrones Es sabido que durante una fulguración ocurren reacciones nucleares capaces de generar positrones con $\gamma_L \simeq 100$. Estos positrones tendrían tiempo de emitir sincrotrón antes de ser aniquilados y su espectro ópticamente grueso puede extenderse muy por encima de 1 THz. La idea fue introducida por primera vez por Lingenfelter & Ramaty (1967). Sin embargo las estimaciones realizadas para la fulguración SOL2003-11-02T17:17 por Silva et al. (2007) y SOL2003-10-28t11:10 por Trotter et al. (2008) revelan que el número total de positrones producidos es inferior en varios órdenes de magnitud al necesario para explicar las observaciones.

Radiación de Cherenkov La intensidad de la radiación es en este caso $I \propto \nu$ lo que lo torna apropiado para explicar el espectro submilimétrico de los eventos THz. Sin embargo son necesarios electrones con energías del orden de los $\gamma_L \simeq 1000$, muy por encima de la mayor energía de corte superior E_h determinada hasta ahora que es $\gamma_L \simeq 80$. Una segunda posibilidad es que los responsables sean positrones cuya energía tiene un máximo para $\gamma_L \simeq 300$ y en cantidad suficiente ($\simeq 10^{29}$) para crear un efecto Cherenkov. Sin embargo el modelo desarrollado por Fleishman & Kontar (2010) es *ad-hoc* y debería hacerse un cálculo detallado de la refractividad de la atmósfera solar considerando todas las especies atómicas involucradas para saber si las suposiciones son correctas.

Micro Bunching Este es el único mecanismo propuesto que intenta explicar simultáneamente y con una única fuente ambas emisiones. Fue sugerido por primera vez por Kaufmann & Raulin (2006) y supone que la emisión THz es debida a una fuente sincrotrónica de electrones, mientras que el espectro de micro ondas se origina en la emisión coherente de grupos (*bunchs*) de estos mismos electrones moviéndose en conjunto y actuando como una única partícula de carga $Q = Ne$, con e la carga electrónica y N el número de electrones en el *bunch*. Como la radiación electromagnética depende del cuadrado de la carga $Q^2 \propto N^2$ se torna muy eficiente, disminuyendo el número de electrones necesarios para producir una determinada densidad de flujo. Este tipo de emisión es conocido en reactores de fusión tipo Tokamak, aunque su adaptación a la atmósfera solar requiere de condiciones muy particulares: los *bunchs* deben mantenerse por muchos minutos mientras dure la fulguración, y debe existir una modulación muy organizada del campo magnético para crearlos.

Etc. La lista completa de mecanismos estudiados por Krucker et al. (2013) incluye además la emisión de plasma, Compton inverso, radiación difusiva (variante del Compton inverso), sincrotrón térmico y maser de sincrotrón.

5. Los desafíos para el futuro

Las observaciones submilimétricas trajeron nuevas incógnitas sobre la dinámica de las fulguraciones, sin embargo se mostraron insuficientes para encontrar respuestas concluyentes. Básicamente está faltando completar el espectro hasta unirlo con el visible, sólo así se podrá intentar tener un modelo completo del mecanismo de emisión, para después buscar explicaciones sobre los mecanismos

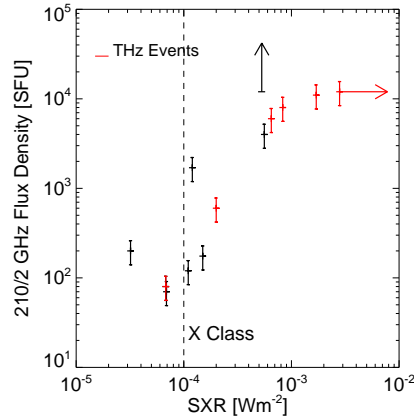


Figura 4. Densidades de flujo máximos y sus bandas de error observados en 210 (KOSMA) y 212 (SST) en función del flujo en rayos-X blandos de la banda 1–8 Å. Los símbolos rojos representan los eventos *THz*. En un caso (evento SOL2003-11-04T19:44) GOES saturó y por eso tenemos una estimación mínima del flujo máximo, en el caso del evento SOL2000-08-25T el SST saturó y por eso tampoco podemos conocer el valor de su flujo.

de aceleración de las partículas. El problema no es sencillo de resolver ya que la absorción atmosférica por encima de 1 THz es casi del 100%. Existen algunas *ventanas* sin embargo, que pueden ser exploradas en sitios de alta elevación y que permitirían adicionar algunos puntos más al espectro. En esta línea el *Centro de Rádio Astronomía e Astrofísica Mackenzie* (CRAAM) está desarrollando telescopios que usan como detectores celdas de Golay (bolómetros) junto con filtros de banda pasante centrados en 1,5 THz y que serán instalados en sitios de altura que ofrezcan un porcentaje razonable de días con $\tau \simeq 1$. La otra alternativa es la construcción de telescopios en globos estratosféricos, cuyo costo es mucho menor que un satélite. En los próximos años el CRAAM espera inaugurar una serie de vuelos polares de larga duración con telescopios en $\nu = 3$ THz ($\lambda = 100 \mu\text{m}$) y $\nu = 7$ THz ($\lambda = 43 \mu\text{m}$). Por último, el proyecto *Solar Particle Acceleration, Radiation and Kinetics* (SPARK), actualmente bajo evaluación de la *European Space Agency*, espera contar con un detector en el Infra Rojo Lejano (IRL) centrado en las bandas: $25 \leq \lambda \leq 45 \mu\text{m}$ ($12 \geq \nu \geq 6,7$ THz) y $80 \leq \lambda \leq 130 \mu\text{m}$ ($3,75 \geq \nu \geq 2,3$ THz) llamado DESIR. El rango infra rojo medio (IRM) se puede observar desde tierra. Con este objetivo se ha instalado en el CASLEO una cámara que observa en la frecuencia de $\nu = 30$ THz ($\lambda = 10 \mu\text{m}$). Con este instrumento, recientemente se determinó el flujo máximo durante la fulguración SOL2012-03-13T17:20 arrojando un valor de 15.000 s.f.u. muy por encima de la cota máxima de 10 s.f.u. determinada en 405 GHz (Kaufmann et al. 2013). También es importante determinar la frecuencia en la que el espectro se invierte, y por ello fue instalado en CASLEO un pequeño sistema de polarímetros que operan en 45 y 90 GHz llamado POEMAS (Válio et al. 2013).

5.1. LLAMA

LLAMA puede jugar un rol importante en la observación solar. La antena de 12 m con capacidad de observación polarimétrica hasta los 900 GHz tiene como uno de sus objetivos el estudio del Sol. El tamaño de su reflector primario y las

altas frecuencias hacen que el haz a media potencia $\theta_{hpbw} \simeq \lambda/D$ sea menor que $17''$. Como LLAMA no contará con una matriz focal, es muy probable que no pueda calibrar con precisión el flujo observado de una fulguración. Una forma de evitar el problema es realizar mapas rápidos (en menos de 1 s debería barrer una región del tamaño de $1' \times 1'$ por ejemplo). Esta y otras alternativas deberán ser estudiadas durante el diseño y la construcción del instrumento. De cualquier forma, una alternativa muy atractiva es la posibilidad de trabajar en modo VLBI junto con ALMA para observar con un detalle inaudito estructuras solares (no fulguraciones). Asumiendo que la distancia entre ALMA y LLAMA es de 180 km el haz teórico para $\lambda = 1$ mm tendrá un tamaño $\theta_{hpbw} \simeq 10^{-3}/180 \times 10^3 = 0,001'' = 700$ m sobre la superficie del Sol, lo que lo convertiría en el telescopio solar de mayor resolución espacial jamás construido.

Referencias

- Bastian T. S., Benz A. O., Gary D. E., 1998, *ARA&A*, 36, 131
Benz A. O., 2008, *Living Reviews in Solar Physics*, 5, 1
Carrington R. C., 1859, *MNRAS*, 20, 13
Cristiani G., et al., 2008, *A&A*, 492, 215
Dulk G. A., 1985, *ARA&A*, 23, 169
Fleishman G. D., Kontar E. P., 2010, *ApJ*, 709, L127
Giménez de Castro C. G., et al., 2013, *Solar Phys.*, 284, 2, pp 541-558
Giménez de Castro C. G., et al., 1999, *A&AS*, 140, 373
Giménez de Castro C. G., et al., 2009, *A&A*, 507, 433
Hey J. S., 1946, *Nat*, 157, 47
Hudson H. S., 1975, *Solar Phys.*, 45, 69
Hudson H. S., 2011, *Space Sci.Rev.*, 158, 5
Kaufmann P., et al., 1985, *Nat*, 313, 380
Kaufmann P., et al., 2008, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series Vol. 7012 of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, New telescopes for ground-based solar observations at submillimeter and mid-infrared*
Kaufmann P., Raulin J.-P., 2006, *Physics of Plasmas*, 13, 701
Kaufmann P., et al., 2013, *ApJ*, 768, 2, p134-142
Kraus J. D., 1986, *Radio Astronomy*
Krucker S., et al., 2013, *Astron. & Astrophys. Rev.*, 21
Lüthi T., Lüdi A., Magun A., 2004, *A&A*, 420, 361
Lüthi T., Magun A., Miller M., 2004, *A&A*, 415, 1123
Lingenfelter R. E., Ramaty R., 1967, *Planetary and Space Science*, 15, 1303
Melo A., et al., 2005, *IEEE Trans. Ant. Propagat.*, 53, 1528
Pick M., Vilmer N., 2008, *A&A Rev.*, pp 6–+
Raulin J.-P., et al., 2013, *Solar Phys.*, in press
Reber G., 1944, *ApJ*, 100, 279
Silva A. V. R., et al., 2007, *Solar Phys.*, 245, 311
Southworth G. C., 1945, *Franklin Institute*, 239, 285
Tandberg-Hanssen E., Emslie A. G., 1988, *The physics of solar flares*
Trottet G., et al., 2008, *ApJ*, 678, 509
Válio A., et al., 2013, *Solar Phys.*
Vlahos L., Krucker S., Cargill P., 2009, in Cargill P., Vlahos L., eds, *Turbulence in Space Plasmas Vol. 778 of Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, *The Solar Flare: A Strongly Turbulent Particle Accelerator*. p. 157
White S. M., Kundu M. R., 1992, *Solar Phys.*, 141, 347

TRABAJO INVITADO

Formación estelar en las Nubes de Magallanes

A.E. Piatti

Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE-CONICET)

Abstract. We present a review about our knowledge on the stellar formation and chemical evolution in the Magellanic Clouds, in the light of the most recent theoretical and observational findings, and of the enigmas that still need to be clarified as well. Particularly, we show how our knowledge has been changing about the existence of spatial metallicity gradients in both clusters and star field populations of the Magellanic Clouds. We present results obtained from a Washington photometric database of nearly 9 million stars. Finally, we analyze the age-metallicity relationship and the star formation history in the Magellanic Clouds and propose new research issues related to this astrophysical field that can be taken advantage by the whole scientific community.

Resumen. Presentamos una revisión de nuestro conocimiento acerca de la formación estelar y evolución química en las Nubes de Magallanes, a la luz de los más recientes hallazgos teóricos y observacionales, como así también de las más enigmáticas cuestiones que aún restan dilucidar. En particular, mostramos cómo ha ido evolucionando nuestro conocimiento acerca de la existencia de gradientes de metalicidad tanto en la población de cúmulos estelares como entre las estrellas del campo en ambas galaxias. Presentamos resultados que hemos obtenido a partir de una base de datos fotométricos en el sistema de Washington de casi 9 millones de estrellas medidas en las dos Nubes de Magallanes. Finalmente, analizamos las relaciones edad-metalicidad y las historias de formación estelar en las Nubes de Magallanes y proponemos nuevos temas de investigación relacionados a este campo de la astrofísica para que puedan ser aprovechados por toda la comunidad científica.

1. Introducción

Las Nubes de Magallanes son dos galaxias enanas que pertenecen al Grupo Local. Su proximidad a la Vía Láctea, conjuntamente con el advenimiento de nuevos telescopios e instrumentos de última generación, han permitido abordar estudios muy diversos acerca de su formación y evoluciones dinámicas y químicas. Mas aún, ambas galaxias han servido como banco de prueba para confrontar nuestro conocimiento acerca de la historia de formación estelar y el enriquecimiento en elementos pesados en otras galaxias, y de las interacciones entre ellas.

Desde el punto de vista dinámico, estudios recientes muestran que ambas Nubes de Magallanes han tenido un pasado en el cual se ha manifestado una mu-

tu interacción. Así, por ejemplo, Diaz & Bekki (2011) desarrollaron un modelo teórico de la dinámica de ambas Nubes el cual predice que ellas habrían experimentado pasajes cercanos hace unos 1100 y 200 millones de años (ver Fig. 1). Asimismo, uno de sus resultados más sorprendentes revela que las diferentes estructuras del sistema Magallánico -el puente entre ambas Nubes, la corriente Magallánica, el *Leading Arm*-, mostradas a partir de la distribución de H, resultan muy similares a las obtenidas por dichos autores.

Desde el punto de vista de sus evoluciones químicas, diferentes modelos se han desarrollado desde hace varios años contemplando tanto escenarios evolutivos de tipo cerrado, como aquéllos con eventos puntuales de formación intensiva (*bursts*). Estos últimos procesos de formación generan un aumento en el enriquecimiento metálico de las galaxias, por lo que sus relaciones edad-metalicidad experimentan saltos más o menos pronunciados en intervalos de edad relativamente cortos (Pagel & Tautvaisiené 1998; Da Costa & Hatzidimitriou 1998).

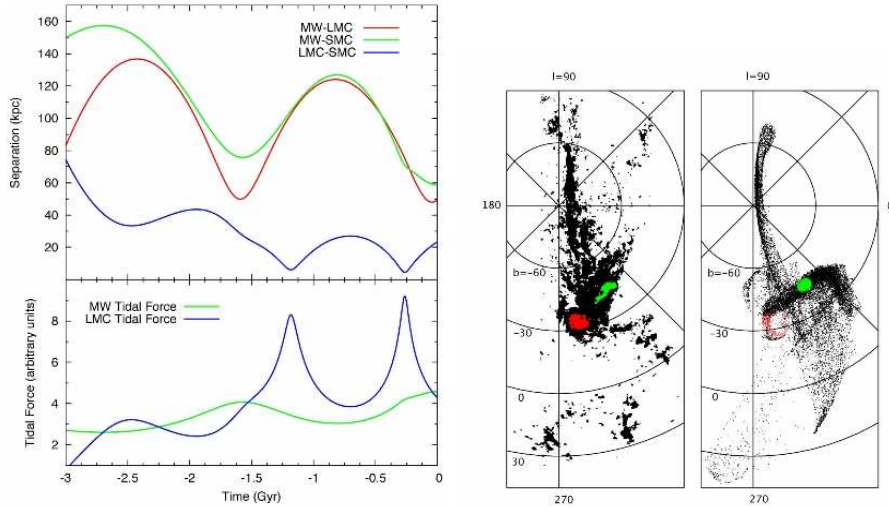


Figura 1. *Izquierda:* Separaciones entre La Vía Láctea y las Nubes de Magallanes como resultado de sus movimientos orbitales. *Derecha:* La distribución de H observada (panel izquierdo) podría ser el resultado de la interacción entre ambas Nubes de Magallanes. Las figuras fueron tomadas del trabajo de Diaz & Bekki (2011).

2. La Nube Menor de Magallanes

Harris & Zaritsky (2004) estudiaron la historia de formación estelar de la Nube Menor de Magallanes sobre la base de uno de los relevamientos fotométricos más abarcativos espacialmente. Los diagramas color-magnitud obtenidos en el sistema *UBVI* para cientos de miles de estrellas en diferentes regiones de la galaxia fueron reproducidos a través de diagramas sintéticos, los cuales les permitieron conocer las distribuciones de edad, metalicidad, enojecimiento y distancia de las poblaciones estelares observadas. Los principales resultados de Harris

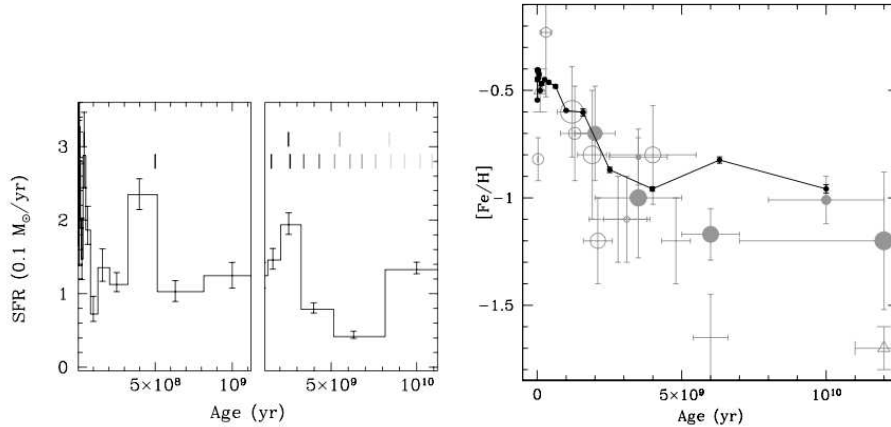


Figura 2. *Izquierda:* Taza de formación estelar en la Nube Menor de Magallanes *Derecha:* Relación edad-metalicidad; los puntos grises corresponden a cúmulos estelares. Las figuras fueron tomadas del trabajo de Harris & Zaritsky (2004).

& Zaritsky muestran que la Nube Menor de Magallanes experimentó un período de escasa o nula formación estelar luego de que ella habría sido formada y, más recientemente, hace unos 2 mil millones de años, sufrió un proceso de formación violento (ver Fig. 2). Por otro lado, la relación edad-metalicidad para los cúmulos estelares y para las estrellas del campo resultaron muy similares. Si bien sus resultados presentan diferencias claras respecto de los modelos de Da Costa & Hatzidimitriou 1998, Pagel & Tautvaisiené 1998, y Diaz & Bekki, 2011, existe también un acuerdo general, en el sentido de que la evidencia observacional confirma que existieron procesos de formación violento en la Nube Menor de Magallanes.

Con la intención de ganar en profundidad y observar las estrellas de Secuencia Principal más viejas de la galaxia Noël et al. (2007) hicieron uso de datos fotométricos BR para reconstruir la historia de la formación estelar en 12 campos diferentes y de pequeño tamaño ($12' \times 12'$) distribuidos en diferentes regiones de la Nube Menor de Magallanes. Los autores encontraron que las tazas de formación estelar varían de una región a otra, pero que todas comparten una misma relación edad-metalicidad. A resultados similares arribaron Carrera et al. (2008), a partir del estudio espectroscópico de gigantes rojas distribuidas en el campo de la Nube Menor de Magallanes.

Más recientemente, Piatti (2012) llevó a cabo un estudio integral de la relación edad-metalicidad en la galaxia sobre la base de observaciones fotométricas en el sistema de Washington de unas 3.3 millones de estrellas distribuidas en 11 campos de $36' \times 36'$ cada uno. La comparativamente mayor cobertura espacial de estos campos respecto de las regiones estudiadas por Noël et al, y la obtención de edades y metalicidades para cúmulos estelares y estrellas del campo puestos en una escala homogénea, le permitieron componer una imagen global de la relación edad-metalicidad en la galaxia. Sus resultados muestran que los episodios de formación violenta observados, no sólo se traducen en un aumento de la tasa de formación estelar alrededor de los 2-3 y 7-8 mil millones de años,

sino también en un incremento repentino en la metalicidad (ver Fig. 4, paneles de abajo). Asimismo, la Nube Menor de Magallanes exhibiría aparentemente -no intrínsecamente- un gradiente en abundancias metálicas, debido a que las estrellas más jóvenes se habrían formado en las regiones más interiores de la galaxia y con contenidos metálicos relativamente altos (cuadrados negros de la Fig. 4, paneles de arriba).

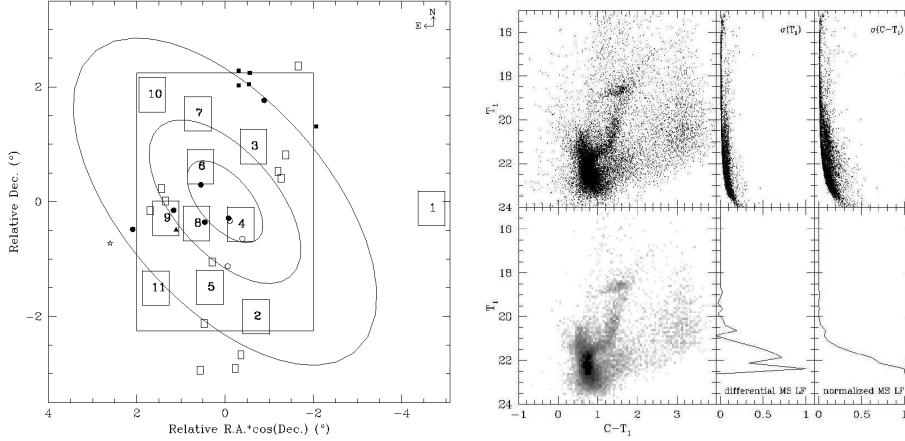


Figura 3. *Izquierda:* Los rectángulos numerados representan las regiones estudiadas por Piatti (2012), mientras que los símbolos llenos y los cuadrados pequeños corresponden a campos estudiados previamente por diferentes autores. *Derecha:* Diagrama color-magnitud obtenido para una subregion de $9' \times 9'$ (arriba-izquierda); los errores fotométricos correspondientes (arriba-derecha); su diagrama de Hess (abajo-izquierda); y la función de luminosidad para la Secuencia Principal observada. Las figuras fueron tomadas del trabajo de Piatti (2012).

3. La Nube Mayor de Magallanes

Similarmente al estudio realizado en la Nube Menor de Magallanes, Harris & Zaritsky (2009) utilizaron más de 20 millones de estrellas observadas fotométricamente y distribuidas a través de la mayor parte del cuerpo de la Nube Mayor de Magallanes para reconstruir su historia de formación estelar. Los diagramas color-magnitud sintéticos obtenidos para cada región fueron comparados con los obtenidos a partir de las observaciones, a fin de estimar los rangos de edad, metalicidad, enrojecimiento y distancia propios de cada uno de ellos. Las tasas de formación estelar resultantes varían relativamente de región a región, pero la composición de todas ellas conduce a una historia de formación estelar en la cual se observa el predominio de un régimen de procesos de formación violenta a lo largo de la vida de la galaxia (ver Fig. 5, panel izquierdo). Por otra parte, Harris & Zaritsky encuentran que las poblaciones de estrellas del campo y la de los cúmulos estelares comparte una misma relación edad-metalicidad, aunque las incertezas son significativas. Es importante notar que las escalas de edad y abundancia química de ambos conjuntos no es la misma, y que la escasez de cúmulos con edades entre 3 y 10 mil millones de años no encuentra su contraparte

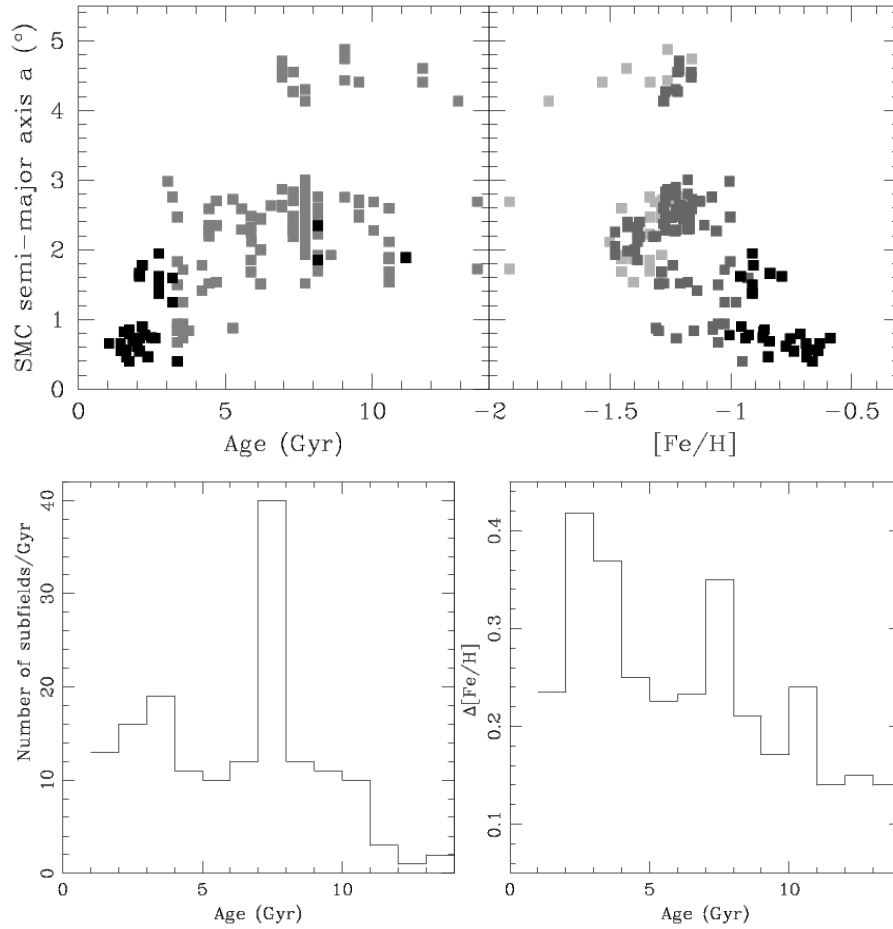


Figura 4. *Arriba:* Gradientes de metalicidad: cada cuadrado corresponde a un campo de $9' \times 9'$; *Abajo:* Número de campos en función de la edad (izquierda) y la variación en la $\Delta [Fe/H]$ de los mismos con la edad (derecha). Las figuras fueron tomadas del trabajo de Piatti (2012).

en las estrellas del campo, ya que se observa actividad de formación estelar en ese período.

Más recientemente, han aparecido los primeros resultados de un nuevo relevamiento llevado a cabo con VISTA, un telescopio de la clase de 4 metros instalado en Cerro Paranal, Chile (Rubele et al. 2011). Se trata de cuatro campos ubicados a unos 3.5 grados del centro de la galaxia que cubren un área total de 5.5 grados cuadrados. Los principales resultados de Rubele et al., en acuerdo con Carrera et al. (2011), confirman que la historia de formación estelar en la Nube Menor de Magallanes depende de la región examinada; esto no ocurre con la relación edad-metalicidad, la cual parece ser en términos globales la misma en cada región.

Piatti & Geisler (2012) han extendido los primeros resultados de VISTA a partir de un relevamiento fotométrico en el sistema de Washington de más de 5.5

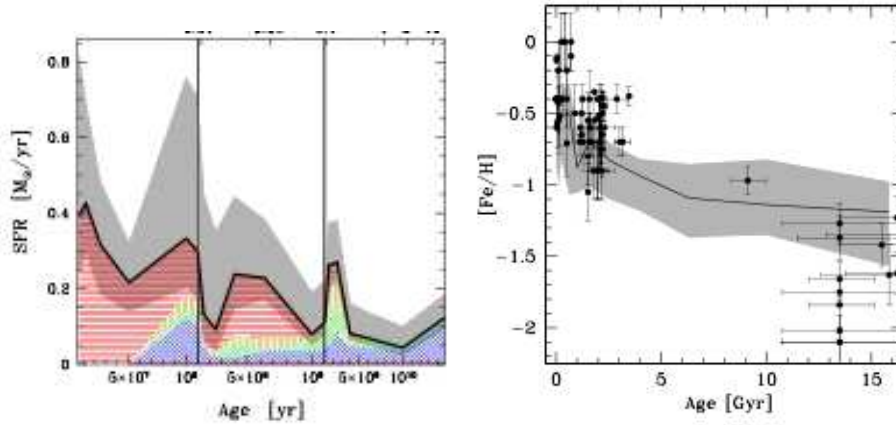


Figura 5. *Izquierda:* Taza de formación estelar en función de la edad; la línea negra corresponde a todo la galaxia y las zonas grises representan las franjas de incerteza; *Derecha:* La línea continua representa la relación edad-metalicidad derivada para las estrellas de la Nube Mayor de Magallanes (en gris su error), en tanto que los círculos negros corresponden a estimaciones de edad y metalicidad de cúmulos estelares. Las figuras fueron tomadas del trabajo de Harris & Zaritsky (2009).

millones de estrellas distribuidas en 21 campos de $36' \times 36'$ a través del cuerpo principal de la Nube Mayor. La mayor cobertura espacial, y la mayor sensibilidad a la metalicidad para edades mayores a mil millones de años respecto de los filtros $YJKs$ utilizados por VISTA, son algunas de las ventajas comparativas de sus resultados. La Fig. 6 (panel izquierdo) muestra la relación edad-metalicidad obtenida por Piatti & Geisler para 336 subcampos de $9' \times 9'$ representados con triángulos. La escala de grises utilizada en el relleno de los triángulos indica la distancia de un subcampo al centro de la Nube Mayor de Magallanes: mientras más oscuro un triángulo, más alejado del centro de la galaxia se encuentra dicho campo. Los puntos negros representan los valores medios, pesados teniendo en cuenta las incertezas que se pueden introducir al modificar el tamaño y posición de los intervalos utilizados para calcular el promedio, como así también la contribución de los puntos que caen fuera del intervalo de interés debido a sus propios errores. Cuando se compara dicha relación con algunas otras obtenidas previamente a partir de modelos teóricos o de diferentes conjuntos de observaciones (Fig. 6, panel derecho), se encuentra que los resultados de Piatti & Geisler resultan una relación intermedia entre las relaciones de Geha et al. (1998, línea roja) y Harris & Zaritsky (2009, línea amarilla) y las de Pagel & Tausiévéné (1998, línea azul), Rubele et al. (2011, línea negra) y Carrera et al. (2011, cuadrados rojos y azules), respectivamente.

La Fig. 7 presenta una comparación de las relaciones edad-metalicidad obtenidas para cúmulos estelares y estrellas del campo, para ambas Nubes de Magallanes. Tanto las edades como las metalicidades han sido obtenidas utilizando las mismas técnicas, por lo que están referidas a una misma escala edad/metalicidad. Esta homogeneidad permite comparar diferentes relaciones

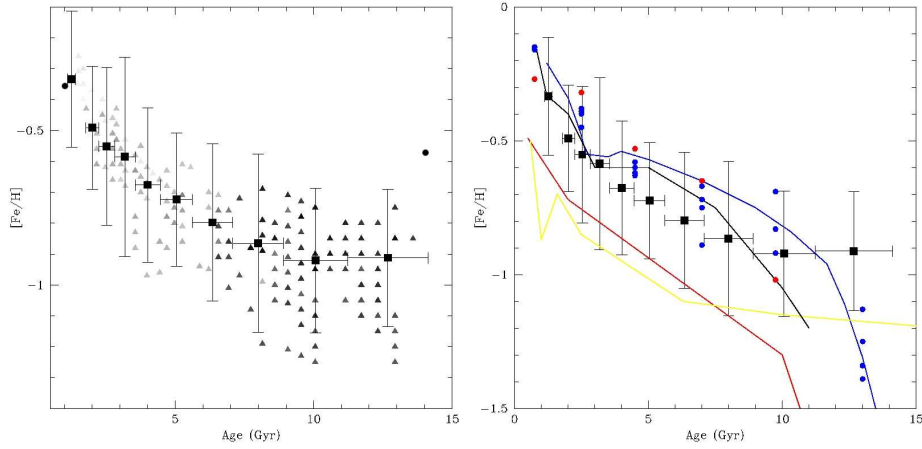


Figura 6. *Izquierda:* Relación edad-metalicidad para el 336 campos de 9'x 9' en la Nube Mayor de Magallanes. *Derecha:* La figura fue tomada del trabajo de Piatti & Geisler (2012).

edad-metalicidad sin necesidad de introducir correcciones o transformación entre escalas de edad/metalicidad diferentes.

Por un lado, la Fig. 7 muestra que las relaciones edad-metalicidad de cúmulos y estrellas del campo en la Nube Menor de Magallanes siguen una tendencia parecida, aunque para edades mayores a los 10 mil millones de años sólo se observan estrellas de campo. El cúmulo más viejo identificado en la Nube Menor de Magallanes es NGC 121 (edad $\sim 10 \times 10^9$ años). Por otro lado, los cúmulos de la Nube Mayor de Magallanes también parecen compartir una relación edad-metalicidad similar a la del campo, pero sólo para edades menores a 3 mil millones de años. Para edades mayores y hasta unos 12 mil millones de años, sólo hay un cúmulo identificado (ES121-SC09), en tanto que abundan estrellas del campo formadas en ese intervalo de edad. Finalmente, los cúmulos más viejos de la Nube Mayor de Magallanes resultan más pobres en metales que sus contemporáneas estrellas del campo. Este resultado plantea el siguiente interrogante: ¿cuál es el origen de los cúmulos viejos observados en la Nube Mayor de Magallanes? Si dichos cúmulos se formaron en la misma galaxia, sería esperable que en promedio las estrellas del campo tuvieran metalicidades similares, ya que ambas poblaciones se habrían formado a partir del mismo gas del cual se formó la galaxia. Si los cúmulos no se formaron en su galaxia huesped, habría que pensar en un escenario de captura. Cúmulos de la Nube Menor de Magallanes podrían haber sido arrancados por la Nube Mayor de Magallanes, pero en ese caso ¿cómo se explicaría que no haya cúmulos con edades similares en la Nube Menor?. Finalmente, la diferencia de metalicidad de $|\Delta([\text{Fe}/\text{H}])| \sim 0.4$ entre las relaciones edad-metalicidad de ambas galaxias es el resultado de sus diferencias de masas.

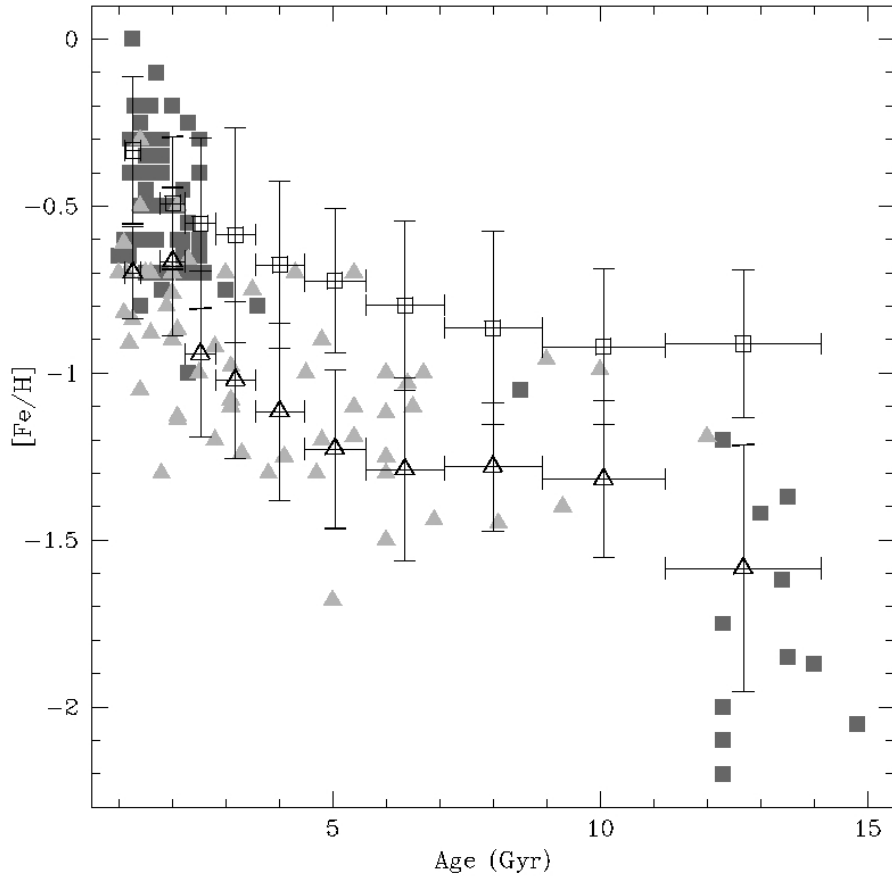


Figura 7. Edades y metalicidades para cúmulos estelares en la Nube Mayor (cuadrados llenos) y en la Nube Menor (triángulos llenos) de Magallanes, comparados con los valores medios para sus respectivos campos (iguales símbolos, vacíos). La figura fue tomada del trabajo de Piatti & Geisler (2012).

4. Trabajos futuros

El estudio de la formación y de las evoluciones dinámicas y químicas en las Nubes de Magallanes ha alcanzado un desarrollo insospechado, el cual ha abierto nuevos horizontes para futuros estudios. Para una mejor comprensión de las historias de formación estelar de cada galaxia, es necesario ganar en profundidad, a fin de observar las estrellas de Secuencia Principal más viejas. Esto requiere de datos observacionales de excepcional calidad, obtenibles con el Telescopio Espacial o con telescopios en la Tierra de la clase de 8 metros o mayores.

Son muy variadas las cuestiones que aún necesitan ser aclaradas. Por ejemplo, ¿por qué no se observan *bursts* similares en ambas Nubes de Magallanes, si ellos fueron el resultado de su interacción mutua? ¿cuál es el rol que desempeñaría la Vía Láctea?. Por otro lado, han aparecido resultados disímiles respecto de la existencia y magnitud de gradientes espaciales de composición química. En

este sentido, un gran desafío se presenta en el campo del conocimiento de los mecanismos de formación de las galaxias.

En la medida que nuevos datos observacionales de calidad estén disponible públicamente -también será necesario alentar nuevas campañas observacionales, estaremos en condiciones de obtener una imagen espacial tridimensional de la formación estelar y de la evolución química de las Nubes de Magallanes, será posible determinar metalicidades de cúmulos viejos con la precisión proveniente de la espectroscopía de alta dispersión y será posible también completar el estudio de los movimientos propios de los sistemas de cúmulos estelares en ambas Nubes de Magallanes.

5. Bibliografía

- Carrera R., Gallart C., Hardy E., Aparicio A., Zinn R., 2008, *AJ*, 135, 836
Carrera R., Gallart C., Aparicio A., Hardy E., 2011, *AJ*, 162, 61
Da Costa G. S., Hatzidimitriou D., 1998, *AJ*, 115, 1934
Diaz J., Bekki K., 2011, *MNRAS*, 413, 2015
Geha M.C. et al. 1998, *AJ*, 115, 1045
Harris J., Zaritsky D., 2004, *AJ*, 127, 1531
Harris J., Zaritsky D., 2009, *AJ*, 138, 1243
Noel N. E. D., Aparicio A., Gallart C., Hidalgo S. L., Costa E., Méndez R. A., 2009, *ApJ*, 705, 1260
Pagel B.E.J., Tautvaisiené G., 1998, *MNRAS*, 299, 535
Piatti A.E., 2012, *MNRAS*, 422, 1109
Piatti A.E., Geisler D., 2012, *AJ*, en prensa
Rubele S., Kerber L., Girardi L., et al., 2011, *A&A*, 537, 106

PRESENTACIÓN MURAL

NGC 2849 y NGC 6134: dos cúmulos abiertos más para el proyecto BOCCE

A.V. Ahumada^{1,2}, A. Bragaglia³, M. Cignoni⁴, P. Donati⁴, M. Tosi³ & G. Marconi⁵

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

(2) *CONICET*

(3) *INAF-Osservatorio Astronomico di Bologna, Italia*

(4) *Dipartimento de Astronomia, Universita di Bologna, Italia*

(5) *European Southern Observatory (ESO), Chile*

Abstract. The “Bologna Open Cluster Chemical Evolution” (BOCCE) project is a photometric and spectroscopic survey of Galactic open clusters (OCs), to be used as tracers of the properties and evolution of the Galactic disk. The main OCs parameters are derived in a precise and homogeneous way, and they will be used, for example, to determine the metallicity distribution in the Galactic disk and how it has evolved with time. We present here part of our last effort, concerning the photometric data obtained for NGC 2849 and NGC 6134.

Resumen. El proyecto denominado “*Bologna Open Cluster Chemical Evolution*” (BOCCE) es un relevamiento fotométrico y espectroscópico de cúmulos abiertos (CAs) pertenecientes a la Vía Láctea, los que serán utilizados como trazadores de las propiedades y de la evolución del disco Galáctico. Los parámetros físicos de los CAs seleccionados, son derivados de manera precisa y homogénea. Estos parámetros serán usados, por ejemplo, para determinar la distribución de metalicidad en el disco Galáctico y cómo evolucionó con el tiempo. Acá presentamos nuestro último avance, relativo a los datos fotométricos obtenidos para NGC 2849 y NGC 6134.

1. Introducción

Los CAs pueden considerarse como trazadores de las propiedades del disco de nuestra Galaxia (Friel 1995) debido a que se encuentran en todo el disco, sus edades y distancias pueden determinarse con mayor precisión que en estrellas aisladas y cubren un amplio rango de edades y metalicidades del disco. Los CAs proveen herramientas únicas que permiten estudiar cómo ha cambiado la distribución en metalicidad a lo largo del tiempo, sin embargo los resultados no han sido concluyentes al respecto. La mayoría de los estudios señalan un gradiente radial negativo (e.g., Friel et al. 2002), pero también han sido presentados escenarios alternativos (e.g., Twarog et al. 1997; Sestito et al. 2008).

2. El proyecto BOCCE

Ninguno de los estudios citados anteriormente se realizó con muestras homogéneas, por lo que los efectos sistemáticos podrían estar desfigurando el escenario en cuestión. Para evitar esto, hemos comenzado un relevamiento de CAs para derivar de la manera más precisa y homogénea sus principales parámetros. El proyecto BOCCE permitirá estudiar la evolución química del disco. Estamos construyendo una muestra significativa (~ 50 CAs) que sea representativa en edad, metalicidad y posición de toda la población de CAs de la Galaxia. Para ello empleamos técnicas fotométricas y espectroscópicas:

- * Diagramas color-magnitud (DCM) fotométricos y sintéticos para determinar al mismo tiempo edad, distancia, enrojecimiento y una primera estima de la metalicidad. La revisión del método y parte de los resultados obtenidos se presentan en Bragaglia & Tosi (2006).

- * Espectros de moderada resolución para medir velocidades radiales y así determinar la membresía de las estrellas en una determinada fase evolutiva.

- * Espectros de alta resolución para determinar abundancias químicas, mediante la medición de anchos equivalentes de determinadas líneas espectrales y espectros sintéticos (e.g., Bragaglia et al. 2001; Carretta et al. 2004).

3. Observaciones y DCM

Los dos CAs analizados son NGC 2849 y NGC 6134, los cuales fueron observados con los telescopios “Dutch” (0.91 m) en los filtros BVI, y “Danish” (1.54 m) en los filtros UBVI, respectivamente (Observatorio *La Silla*, ESO, Chile). Estos CAs presentan datos fotométricos obtenidos por diferentes autores, tal como Kyeong et al. (2004) y sus referencias, para NGC 2849; y Bruntt et al. (1999), entre otros, en el caso de NGC 6134, presentando un buen acuerdo entre nuestros datos y los de los mencionados autores. En la figura 1 presentamos los DCM para el centro de NGC 2849 y para un campo externo, en donde podemos ver que V alcanza magnitudes profundas ($V \sim 22$ mag), en tanto que el “turn-off” (TO) como la *Secuencia Principal* (SP) son claramente visibles. Para NGC 6134, se presentan los DCM V, B-V, V, V-I y U, U-B, en tanto que para el campo externo se presentan sólo dos DCM: V, B-V y V, V-I (Fig. 1); en los paneles superiores se observa, además de la SP que se extiende hasta $V \sim 22$ mag, el *red clump* (RC) ($V \sim 12$ mag). En el campo externo de NGC 6134 (Fig. 1) vemos otra secuencia desde $V \sim 20$, $B-V \sim 3.2$ hasta $V \sim 14$, $B-V \sim 2.0$, la cual es paralela a la SP. Esta secuencia se debe a la población del disco.

4. Parámetros astrofísicos de NGC 2849 y NGC 6134

La manera en que derivamos los parámetros fundamentales de estos dos CAs, fue la misma que se utilizó para derivar los parámetros de todos los CAs del proyecto BOCCE, es decir mediante el método de DCM sintéticos. Básicamente comenzamos construyendo una librería de poblaciones artificiales generadas a partir de diferentes combinaciones de edad estelar, metalicidad, distancia, enrojecimiento y fracción de binarias. El segundo paso consistió en compilar una lista útil de características de los DCM para asegurar la semejanza entre los DCM obtenidos

a partir de las observaciones y de los modelos. Para cada CA, el DCM sintético fue poblado hasta que el número total de estrellas, igualó al número de estrellas observadas en el cúmulo. La ventaja de este procedimiento es la posibilidad de incorporar errores fotométricos, incompletitud y fluctuaciones estadísticas. Para mejorar la aplicación del método, tomamos diferentes conjuntos de isócronas, llamadas las de Padova (Bressan et al. 1993), las de FRANEC (Dominguez et al. 1999), y las FST (Ventura et al. 1998). Con el objeto de minimizar los errores en la determinación de los parámetros, sólo consideramos como soluciones aceptables aquellos parámetros que pudieron ser reproducidos en ambos DCM V, V-I y V, B-V.

NGC 2849: Este objeto es un CA pobremente poblado, y el alto grado de contaminación hace difícil identificar los miembros del cúmulo, sin embargo algunas características son claramente visibles (Fig. 2): un “*red clump*” (RC) en el rango $V=15.4-15.8$. Su forma elongada sugiere un enrojecimiento diferencial; una estructura en forma de “gancho” ~ 0.2 mag por debajo del RC; una SP esparcida que se extiende hasta $V\sim 22$ mag.; y una “Rama Gigante Roja” (RGB) pobremente desarrollada. Nuestras simulaciones indican que un enrojecimiento interno $0.05-0.1$ mag. sería suficiente para explicar el ancho de la SP y la forma del RC. Las mejores estimaciones de edad rondan los $(0.85-1)\times 10^9$ años, en tanto que el enrojecimiento resultante $E(B-V)$ se encuentra entre 0.285 y 0.25. El módulo de distancia $(m-M)_0=13.8-13.9$ está de acuerdo con los valores de Kyeong et al. (2004) y ubican al CA a 640-680 pc sobre el plano Galáctico.

NGC 6134: El DCM de NGC 6134 está caracterizado por una SP bien definida. El RC es la característica más prominente del DCM y es el punto más rojo de la SP (RH), lo que sugiere un CA de edad intermedia. Desde un punto de vista estadístico, NGC 6134 está más poblado que NGC 2849, pero desafortunadamente, no pudimos sacarle provecho a las observaciones del campo externo, ya que su DCM es notablemente diferente del DCM del objeto. En la figura 2 se puede ver el RH cercano a $V\sim 12.5$, $B-V\sim 0.57$, y un definido RC en $V=12.25$ mag. Debido a que su metalicidad fue determinada con precisión (Carretta et al. 2004), y a que su enrojecimiento fue determinado de manera independiente, resultaría fácil reproducir este CA. Sin embargo no pudimos reproducir simultáneamente los colores B-V y V-I de todas las fases evolutivas. Dada esta dificultad, limitamos nuestro análisis a determinar edad y distancia para NGC 6134, asumiendo su metalicidad ($[Fe/H]\sim 0.15$) y su enrojecimiento ($E(B-V)\sim 0.35$), y elegimos el DCM V, B-V para determinar los otros dos parámetros restantes. Para la edad encontramos un rango de $(0.82-0.95)\times 10^9$ años, en tanto que para la distancia encontramos un módulo de distancia $(m-M)_0=10.5$. Mayor precisión de lo realizado sobre estos dos objetos en Ahumada et al. (2013).

Referencias

- Ahumada A., et al., 2013, MNRAS, 430, 221
 Bragaglia A., Tosi M., 2006, AJ, 121, 1544
 Bragaglia A., et al., 2001, AJ, 121, 327
 Bressan A., et al., 1993, A&AS, 100, 647
 Bruntt H., et al., 1999, A&AS, 140, 135
 Carretta E., et al., 2004, A&A, 422, 951
 Dominguez I, et al., 1999, ApJ, 524, 226

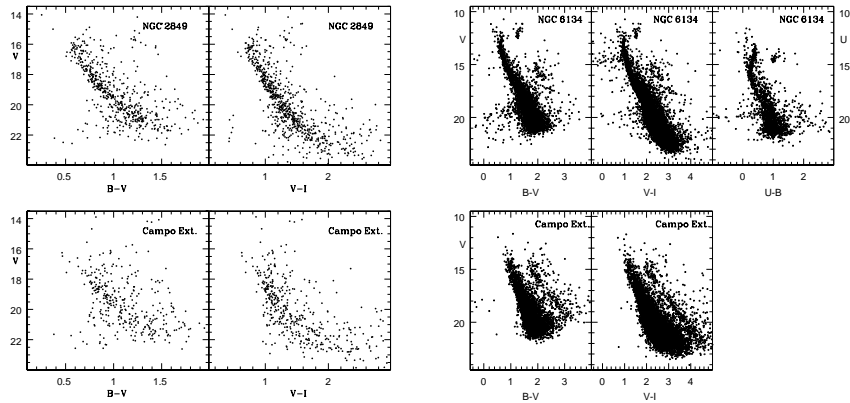


Figura 1. DCM de NGC 2849 y NGC 6134. Los paneles inferiores representan DCM de regiones externas a NGC 2849 (izquierda) y NGC 6134 (derecha).

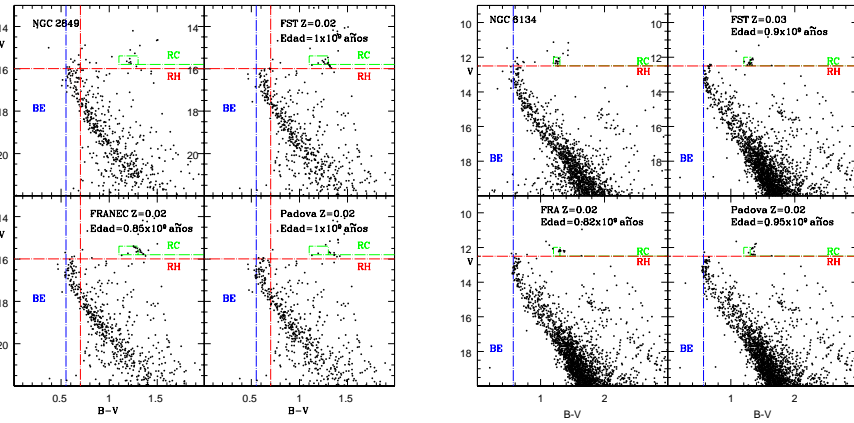


Figura 2. DCM de NGC 2849 (arriba, izquierda). Se indica el RH (rojo), el RC (verde), el punto más azul de la SP (BE, azul). El resto de los paneles indican los ajustes con los siguientes parámetros: FST $Z = 0.02$, edad 1×10^9 años, $E(B-V) = 0.325$ y $(m-M)_0 = 13.9$; PADOVA $Z = 0.02$, edad 1×10^9 años, $E(B-V) = 0.285$ y $(m-M)_0 = 13.9$; FRANEC $Z = 0.02$, edad 0.85×10^9 años, $E(B-V) = 0.315$ y $(m-M)_0 = 13.95$ (sentido horario). DCM de NGC 6134 (arriba, derecha). Los otros paneles indican los ajustes con los siguientes parámetros: FST $Z = 0.03$, edad 0.9×10^9 años, $E(B-V) = 0.33$ y $(m-M)_0 = 10.5$; PADOVA $Z = 0.02$, edad 0.95×10^9 años, $E(B-V) = 0.33$ y $(m-M)_0 = 10.5$; FRANEC $Z = 0.02$, edad 0.82×10^9 años, $E(B-V) = 0.35$ y $(m-M)_0 = 10.5$ (sentido horario).

- Friel E., 1995, ARAA, 33, 381
 Friel E., et al., 2002, AJ, 124, 2693
 Kyeong J.-M., et al., 2004, AJ, 128, 2331
 Sestito P., et al., 2008, A&A, 488, 943
 Twarog B., et al., 1997, AJ, 114, 2556
 Ventura P., et al., 1998, A&A, 334, 953

PRESENTACIÓN MURAL

Análisis fotométrico de los cúmulos abiertos Haffner 20, Haffner 21 y Trumpler 9

J. A. Ahumada¹, G. Carraro², E. Costa³

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

(2) *European Southern Observatory, Chile*

(3) *Departamento de Astronomía, Universidad de Chile, Santiago*

Abstract. We present CCD broad-band (*UBV*) photometry of the little-studied Southern open clusters Haffner 20, Haffner 21, and Trumpler 9. Located in the third Galactic quadrant ($l \simeq 245^\circ$, in Puppis), they are rather young ($\log(\text{age}) = 7.9\text{--}8.4$) and not very populated. Haffner 20 appears considerably reddened and, at ~ 5 kpc, seems to be located in the Perseus arm; the other two clusters are much less reddened and are nearer to the Sun.

Resumen. Presentamos fotometría CCD de banda ancha (*UBV*) de los cúmulos abiertos Haffner 20, Haffner 21 y Trumpler 9. Ubicados en el tercer cuadrante galáctico ($l \simeq 245^\circ$, en Puppis), estos objetos son relativamente jóvenes ($\log(\text{edad}) = 7.9\text{--}8.4$), no muy poblados y poco estudiados. Haffner 20 muestra un enrojecimiento particularmente importante y, a unos 5 kpc, parece ubicarse en el brazo de Perseo; los otros dos cúmulos están mucho menos enrojecidos y se encuentran más próximos al Sol.

1. Introducción

Presentamos fotometría CCD *UBV* de tres cúmulos abiertos en Puppis que han recibido hasta el momento poca atención por parte de los observadores. Según el catálogo de Lyngå (1987), las coordenadas, los diámetros aparentes y las clases de Trumpler de los cúmulos son: Haffner 20, $l = 246^\circ 97'$, $b = -0^\circ 93'$ ($\alpha = 07^{\text{h}} 56^{\text{m}} 2$, $\delta = -30^\circ 22' 0$, J2000.0), 3', II1p; Haffner 21, $l = 244^\circ 84'$, $b = +1^\circ 62'$ ($\alpha = 08^{\text{h}} 01^{\text{m}} 1$, $\delta = -27^\circ 13' 0$), 3', I1p; y Trumpler 9, $l = 243^\circ 07'$, $b = +1^\circ 29'$ ($\alpha = 07^{\text{h}} 55^{\text{m}} 7$, $\delta = -25^\circ 53' 0$), 6', II2p. Con fotometría fotográfica, Fitzgerald & Moffat (1974) establecen distancias y enrojecimientos de 2.4 kpc y 0.55 mag, y de 3.3 kpc y 0.20 mag para Haffner 20 y 21, respectivamente, así como un tipo espectral más temprano de B9 en ambos casos; por su parte, Pişmiş (1970) encuentra, a partir de datos fotoeléctrico-fotográficos, que el tipo espectral más temprano de Trumpler 9 es A0, el enrojecimiento en ($B - V$) no supera las 0.2 mag, y la distancia espectroscópica es de aproximadamente 900 pc. En esta contribución presentamos un análisis preliminar de fotometría *UBV* de estos cúmulos con el objetivo de caracterizarlos mejor.

2. Observaciones y reducción de datos

Los datos fueron obtenidos con el telescopio SMARTS de 1 m (ex YALO) de CTIO (Chile), en cuyo foco Cassegrain está instalada la “Cámara Y4K” con un CCD STA de 4K×4K con la que, a una escala de 0.289 arcsec/pixel, se cubre un amplio campo de 20′ × 20′. Los filtros utilizados son *UBV* estándar (no obstante, ver discusión en Ahumada et al. 2011). Las imágenes fueron tomadas en las noches del 30 al 31 de diciembre de 2010 y del 31 de diciembre de 2010 al 1 de enero de 2011. Para reducir las observaciones al sistema estándar se observó varias veces durante ambas noches el campo SA 98 de Landolt (1992), que incluye unas 45 estrellas estándar.

Las imágenes se procesaron según la metodología usual, en el entorno IRAF y con los programas de reducción Yale/SMARTS Y4K disponibles para tal fin. La fotometría se efectuó también en IRAF siguiendo el procedimiento corriente (ver, p. ej., Ahumada et al. 2011). La transformación de las magnitudes instrumentales al sistema estándar utilizó en todos los casos ecuaciones de la forma: $M = m + c_0 + c_1 \times X + c_2 \times (I.C.)$, con X masa de aire, $I.C.$ índice de color, c_0 el punto cero, c_1 el coeficiente de extinción de primer orden, y c_2 el coeficiente del término de color. Los valores de estos coeficientes, promediados para ambas noches, y los r.m.s. finales de los ajustes son similares a los obtenidos en Ahumada et al. (2011). De esta manera, resultaron tres catálogos de magnitudes V y colores ($B - V$) y ($U - B$) para 4160, 7380 y 6100 estrellas en las zonas observadas alrededor de Haffner 20, Haffner 21 y Trumpler 9, respectivamente. La comparación de nuestra fotometría con los trabajos citados en la Sección 1., en el sentido “esta fotometría *menos* la publicada”, arroja las siguientes diferencias *medias*: $\Delta V \simeq 0.3$, $\Delta(B - V) \simeq 0.4$, $\Delta(U - B) \simeq 0.5$ (Haffner 20); $\Delta V \simeq 0.3$, $\Delta(B - V) \simeq 0.3$, $\Delta(U - B) \simeq 0.4$ (Haffner 21); y $\Delta V \simeq 0.2$, $\Delta(B - V) \simeq 0.2$ y $\Delta(U - B) \simeq 0.3$ (Trumpler 9).

3. Análisis de los diagramas fotométricos

En los diagramas color-magnitud construidos con todas las estrellas observadas en el campo centrado en Haffner 20 la secuencia del cúmulo es prácticamente imposible de discernir, en tanto que en los diagramas de los otros dos, las respectivas secuencias, tampoco demasiado definidas, parecen sobresalir por su brillo por encima del conjunto de las estrellas del campo. Los tres diagramas color-color exhiben varias secuencias superpuestas de estrellas y, en el caso de Haffner 20, se pueden apreciar como mínimo dos secuencias claramente separadas.

Es evidente que los diagramas fotométricos están muy contaminados por estrellas de campo, dados el tamaño del área observada y el diámetro relativamente pequeño de los objetos. Por ello limitamos el análisis a áreas de radios estimados por medio de conteos de estrellas; dichos radios resultan similares a aquellos citados en la Introducción. La Fig. 1 muestra los diagramas V vs. $(B - V)$ de los cúmulos en áreas de cielo similares junto con las isócronas correspondientes a las edades que se describen a continuación; la misma Figura incluye los campos de comparación de cada cúmulo en áreas equivalentes.

Haffner 20. Este objeto presenta una secuencia bien definida en su borde azul y dispersa hacia el rojo; el diagrama color-color para las estrellas ubicadas hasta 2′

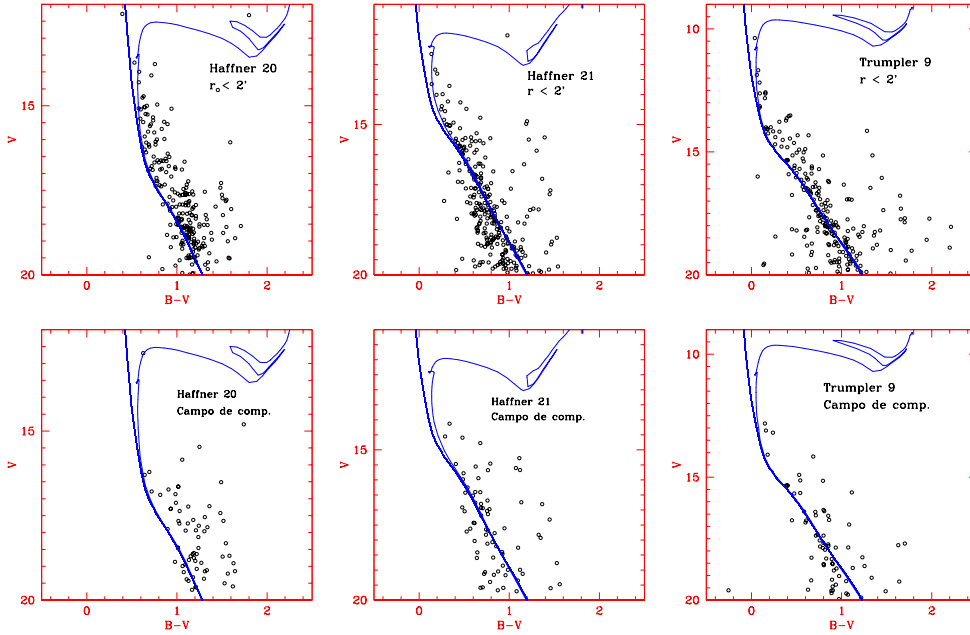


Figura 1. *Línea superior:* Diagramas V vs. $(B - V)$ de áreas circulares de radio $2'$ centradas en Haffner 20 (*izquierda*), Haffner 21 (*centro*) y Trumpler 9 (*derecha*), junto con la ZAMS y las isócronas que se describen en el texto. *Línea inferior:* Diagramas de los respectivos campos de comparación en áreas similares.

del centro (Figura 2, *izquierda*) parece comprender estrellas de tipos espectrales aproximadamente entre B7–B8 y A4, y luego se interrumpe. Del ajuste de la ZAMS de Schmidt-Kaler (1982) resultan enrojecimientos considerables, $E(B - V) = 0.71 \pm 0.03$, $E(U - B) = 0.53 \pm 0.03$ (estos errores y aquellos relacionados con los ajustes de isócronas fueron estimados tal como se describe en Ahumada 2003). En los diagramas color-magnitud de los tres cúmulos se procuró el ajuste de isócronas teóricas de Padua de metalicidad solar (Girardi et al. 2000); la curva correspondiente a una edad de 1×10^8 años parece apropiada aquí. La distancia (adoptando $R = 3.1 \pm 0.1$ mag para los tres cúmulos) es de unos 4.8 ± 0.3 kpc, superior a la derivada por Fitzgerald & Moffat (1974). Estos autores suponen que el alto enrojecimiento está originado en la posición por debajo del plano galáctico, con más polvo, donde se localiza el cúmulo; nuestra distancia lo ubica prácticamente en el brazo de Perseo (ver, p. ej., Vallée 2008).

Haffner 21. A diferencia del anterior, el diagrama color-color de este cúmulo (Figura 2, *centro*) muestra una secuencia más larga que comienza aproximadamente entre los tipos B9 y A0 y se extiende hasta, por lo menos, los G tardíos. En los diagramas color-magnitud la secuencia del cúmulo se confunde con la población de campo, que se extiende hacia el rojo y también hacia el azul, a diferencia de lo que se observa en los diagramas de Haffner 20. Los enrojecimientos son mucho menores que los de ese cúmulo, con $E(B - V) = 0.21 \pm 0.02$ y $E(U - B) = 0.15 \pm 0.02$; la isócrona ajustada en los diagramas color-magnitud

corresponde a $\log(\text{edad}) = 8.4$ (2.5×10^8 años), y la distancia también es mucho menor que la de Haffner 20, unos 3.5 ± 0.3 kpc.

Trumpler 9. Como Haffner 21, este cúmulo se manifiesta con una secuencia más brillante que la de las enanas de campo, y en su parte inferior también se confunde con éstas. Pero la secuencia principal de Trumpler 9 es más rica y ancha, y aparece bien definida en el diagrama color-color (Figura 2, *derecha*): abarca estrellas con tipos espectrales desde B5 hasta G tardíos. En este caso, los enrojecimientos son similares a los de Haffner 21, $E(B - V) = 0.19 \pm 0.02$ y $E(U - B) = 0.14 \pm 0.02$. Su edad, en cambio, es parecida a la de Haffner 20, ya que la isócrona de 7.9×10^7 años reproduce aceptablemente las secuencias en los diagramas V vs. $(B - V)$ y $(U - B)$. Su distancia es similar a la de Haffner 21, unos 3.0 kpc, lo que lo ubica, como a aquél cúmulo, entre los brazos de Carina y Perseo.

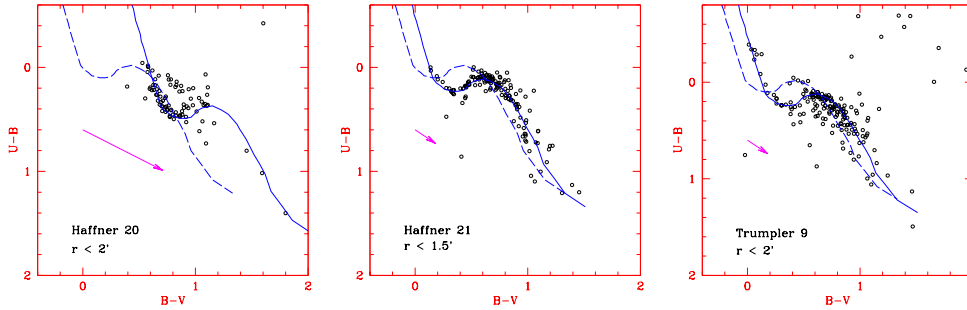


Figura 2. Diagramas color-color de Haffner 20, Haffner 21 y Trumpler 9 (*abajo centro*). Se muestra la ZAMS de Schmidt-Kaler (1982) desenrojecida (*línea de trazos*), y desplazada el vector enrojecimiento correspondiente.

4. Conclusiones

Hemos presentado un análisis fotométrico de los cúmulos abiertos Haffner 20, Haffner 21 y Trumpler 9 basado en observaciones UBV . Los tres objetos son distantes y más bien jóvenes; Haffner 20 muestra un importante enrojecimiento. Más observaciones están en proceso de preparación.

Referencias

- Ahumada, J. A. 2003, RMxAA, 39, 41
 Ahumada, J. A., et al. 2011, MNRAS, 415, 1355
 Fitzgerald, M. P., & Moffat, A. F. J. 1974, PASP, 86, 480
 Girardi, L., et al. 2000, A&AS, 141, 371
 Landolt, A. U. 1992, AJ, 104, 372
 Lyngå, G. 1987, Catalogue of Open Cluster Data, CDS, Strasbourg
 Pişmiş, P. 1970, Bol. Obs. Tonantzintla y Tacubaya, 5, 293
 Schmidt-Kaler, Th. 1982, Landolt-Börnstein, Numerical data and Functional Relationships in Science and Technology, New Series, Group VI, Vol. 2(b), K. Schaifers & H. H. Voigt, eds., Springer-Verlag, Berlín, p. 14
 Vallée, J. P. 2008, AJ, 135, 1301

PRESENTACION MURAL

Estado evolutivo de estrellas con fenómeno B[e]

Y.J. Aidelman^{1,2}, L. Cidale^{1,2}, M. Borges Fernandes³ & M. Kraus⁴

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

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

(3) *Observatório Nacional - MCTI, Rio de Janeiro, Brasil*

(4) *Astronomický ústav, Akademie věd České Republiky, Ondřejov, República Checa*

Abstract. The B[e] phenomenon is related to certain peculiar features observed in the spectrum of some B stars, which are mainly linked to the physical conditions of their circumstellar medium. As these stars are embedded in dense and optically thick circumstellar media, the determination of the spectral type and luminosity class of the central objects is quite difficult. As a consequence, their evolutionary stage and distances present huge uncertainties.

In this work we study 4 B[e] stars and discuss their stellar fundamental parameters and evolutionary stages using the BCD spectrophotometric system.

Resumen. La definición del fenómeno B[e] se basa en ciertas peculiaridades que se observan en los espectros de las estrellas tipo B y están relacionadas con las propiedades físicas del medio circunestelar. Estas estrellas están inmersas en un medio circunestelar denso y ópticamente grueso que dificulta la determinación del tipo espectral y clase de luminosidad del objeto central, como consecuencia el estado evolutivo de estas estrellas puede presentar incertezas apreciables.

En este trabajo discutimos el estado evolutivo de 4 estrellas B[e] a partir de la determinación de los parámetros fundamentales del objeto central utilizando el sistema espectrofotométrico BCD.

1. Introducción

Las estrellas con fenómeno B[e] presentan un espectro óptico de líneas de Balmer en emisión y líneas prohibidas y permitidas, también en emisión, de metales neutros y una vez ionizados. Además presentan un fuerte exceso IR, debido a la presencia de polvo circunestelar. Este grupo de objetos es muy heterogéneo (Lamers et al. 1998), ya que se han identificado estrellas con distintos estados evolutivos que presentan características espectrales similares: Herbig Ae/B[e], cPNB[e], sgB[e] y symB[e]. Sin embargo, más del 50% de los objetos galácticos que presentan este fenómeno se denominan B[e] sin clasificar (unclB[e]), ya que simultáneamente evidencian características espectrales propias de objetos

jóvenes y evolucionados. La principal dificultad en el estudio de estas estrellas es que sus peculiaridades espectrales corresponden al medio circunestelar y no al objeto central. Una solución posible para este problema es el sistema espectrofotométrico BCD (Barbier & Chalonge 1941; Chalonge & Divan 1952), basado en el análisis de la discontinuidad de Balmer (DB).

El objetivo del presente trabajo consiste en determinar el estado evolutivo de algunas de estas estrellas, pertenecientes a nuestra Galaxia y a las Nubes de Magallanes, a partir de los parámetros fundamentales del objeto central.

2. Observaciones

Se obtuvieron espectros de baja resolución en diferentes misiones realizadas en el Laboratório Nacional de Astrofísica (LNA, Brazópolis, Brasil) y en el Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO, San Juan, Argentina) de 4 estrellas con fenómeno B[e] (AS 202, HD 62623, LHA 120–S 65, Hen 3–847). Los datos fueron obtenidos con el espectrógrafo Boller & Chivens adosado al telescopio Perkin-Elmer de 1,6 m en LNA y al telescopio Jorge Sahade de 2,15 m en CASLEO, empleando una red de 600 l/mm. Los rangos espectrales observados corresponden a los intervalos 3500 – 5000 Å y 3500 – 4600 Å, respectivamente. Además se adquirieron espectros de lámparas de comparación de He-Ar y He-Ne-Ar en la misma posición que los objetos de ciencia.

Los datos fueron reducidos utilizando tareas estándares de IRAF, tales como sustracción de bias, corrección por flat-field, y calibración en longitud de onda. La calibración en flujo fue hecha utilizando estrellas estándares de flujo observadas en las mismas noches que las estrellas de programa.

3. Metodología y Resultados

El sistema espectrofotométrico BCD se basa en el estudio del comportamiento de la discontinuidad o salto de Balmer. Para analizar esta discontinuidad se definen tres parámetros observacionales: la altura del salto, D ; la posición media, λ_1 , y el gradiente de color, Φ_b ¹.

Con los valores (D, λ_1) y las calibraciones dadas por Zorec (1986), Zorec & Briot (1991) y Zorec et al. (2009) derivamos los parámetros estelares (tipo espectral, clase de luminosidad, T_{eff} , $\log(g)$, M_V y M_{bol}) para las 4 estrellas del programa (ver Tabla 1). Además determinamos el exceso de color, $E(B - V) = 0,74 (\Phi_{bb} - \Phi_{bb}^0)$ (Aidelman et al. 2012) y el módulo de distancia.

Una de las ventajas más importantes de este método es que los parámetros D y λ_1 no están afectados por la extinción interestelar y circunestelar (Zorec & Briot 1991).

A fin de discutir el estado evolutivo de las estrellas con fenómeno B[e], en el diagrama HR (figura 1) se muestran las ubicaciones de las 4 estrellas estudiadas, junto a otros objetos B[e] publicados por Cidale et al. (2001). Además

¹Una descripción detallada de este método fue realizada por Zorec et al. (2009, Apéndice A) y su aplicación a estrellas Be y B[e] se puede encontrar en los trabajos de Cidale et al. (2001), Zorec et al. (2005) y Aidelman et al. (2012).

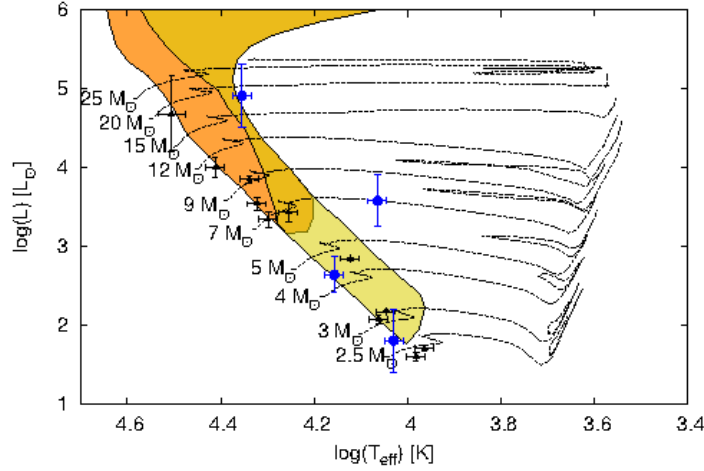


Figura 1. Diagrama HR. Se muestran las estrellas de programa (puntos azules) y las publicadas en Cidale et al. (2001) (triángulos negros) junto con caminos evolutivos (Ekström et al. 2012). Además se muestran las bandas de inestabilidad (adaptación de BRITE Constellation, Nano satellites for astrophysics) correspondientes a las estrellas SPB (en amarillo claro) y a las β Cep (en naranja), la región en amarillo corresponde a la intersección de ambas regiones.

se grafican los caminos evolutivos dados por Ekström et al. (2012) y las bandas de inestabilidad correspondientes a las estrellas SPB (“slowly pulsating B stars”) y a las β Cep. (Como la estrella LHA 120–S65 tiene una metalicidad distinta a la solar, la hemos incluido en la figura sólo por comparación)

Tabla 1. Parámetros estelares obtenidos con el sistema BCD.

ID	TE	T_{eff} [K]	$\log(g)$	M_v [mag]	$\log(L)$ [L_{\odot}]	$E(B-V)$ [mag]	m_v [mag]	$(m_v - M_v)_0$ [mag]
Hen 3–847	B6 IV	14400 ± 500	$3,8 \pm 0,5$	$-1,1 \pm 0,5$	$2,64 \pm 0,23$	0,10	10,58	$11,4 \pm 0,5$
AS 202	A0 V	10700 ± 500	$4,4 \pm 0,5$	$0,8 \pm 1,0$	$1,81 \pm 0,40$	0,00	9,72	$9,0 \pm 1,0$
HD 62623	B9 Ib	11600 ± 500	$< 2,8$	$-4,3 \pm 0,5^a$	$3,58 \pm 0,33$	0,36	3,93	$7,1 \pm 0,5$
LHA 120–S 65	B1 Ib	22600 ± 1000	$2,6 \pm 0,3$	$-6,5 \pm 1,0^a$	$4,91 \pm 0,40$	0,19	11,54	$17,4 \pm 1,0$

^a Valores de M_v extrapolados en la calibración de Chalonge & Divan (1973).

4. Discusión y Conclusiones

El sistema espectrofotométrico BCD es una poderosa herramienta para determinar los parámetros estelares de las estrellas que presentan la DB. En particular es un método aplicable a aquellas estrellas cuyos espectros están dominados por líneas en emisión y, especialmente, las que presentan el fenómeno B[e]. En este sentido estamos realizando un trabajo extenso que incluye también el estudio de estrellas LBV (Borges Fernandes et al. en preparación).

Basados en el análisis del salto de Balmer hemos obtenido una determinación más precisa de parámetros estelares para HD 62623 y Hen 3–847. En particular, para los objetos AS 202 y LHA 120–S 65, es la primera vez que estos parámetros se determinan.

En la literatura la estrella Hen 3–847 fue clasificada como un objeto de pre-secuencia principal (c.f Verhoeff et al. 2012), mientras otros autores la clasificaron como una candidata a post-AGB (c.f Gauba & Parthasarathy 2003). Nuestros resultados indican que se trata de un objeto joven, no pudiendo precisar aún si es un objeto de secuencia o pre-secuencia principal. Por otro lado, de acuerdo a la posición en el diagrama HR de la estrella AS 202 (clasificada como binaria eclipsante de tipo β Lyr) podría tratarse de un objeto de secuencia principal o un poco más evolucionado, teniendo en cuenta una incerteza en M_{bol} de 1 mag. En cambio, la ubicación en el diagrama HR de los otros dos objetos, HD 62623 y LHA 120–S 65, coincide en que son objetos evolucionados. En el caso particular de LHA 120–S 65, la discrepancia en el modulo de distancia obtenido con el esperado para la Nube Mayor de Magallanes podría deberse a que las calibraciones BCD en magnitudes absolutas son menos precisas para las estrellas B supergigantes tempranas.

Considerando una muestra más amplia de objetos que presentan el fenómeno B[e], encontramos que la mayoría de ellos se ubican en las bandas de inestabilidad. Este resultado sugiere que las pulsaciones podrían favorecer al mecanismo de eyección de materia.

Agradecimientos. M.B.F. acknowledges Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq-Brazil) and Ministério da Ciência, Tecnologia e Inovação (MCTI) for a PCI-D grant. M.K. acknowledges financial support from GAČR under grant number P209/ 11/1198. The Astronomical Institute Ondřejov is supported by the project RVO: 67985815. Financial support for International Cooperation of the Czech Republic (MŠMT, 7AMB12AR021) and Argentina (Mincyt-Meys, ARC/11/10) is acknowledged.

Referencias

- Aidelman Y., et al., 2012, *A&A*, 544, A64
 Barbier D., Chalonge D., 1941, *Annales d’Astrophysique*, 4, 30
 Chalonge D., Divan L., 1952, *Annales d’Astrophysique*, 15, 201
 Chalonge D., Divan L., 1973, *A&A*, 23, 69
 Cidale L., Zorec J., Tringaniello L., 2001, *A&A*, 368, 160
 Ekström S., et al., 2012, *A&A*, 537, A146
 Gauba G., Parthasarathy M., 2003, *A&A*, 407, 1007
 Lamers H. J. G. L. M., et al., 1998, *A&A*, 340, 117
 Verhoeff A. P., et al., 2012, *A&A*, 538, A101
 Zorec J., 1986, *Structure et rotation differentielle dans le etoiles B avec et sans emission*
 Zorec J., Briot D., 1991, *A&A*, 245, 150
 Zorec J., et al., 2009, *A&A*, 501, 297
 Zorec J., Frémat Y., Cidale L., 2005, *A&A*, 441, 235

PRESENTACIÓN MURAL

Energetics of nearby stellar bow shocks

Paula Benaglia^{1,2}

(1) *Instituto Argentino de Radioastronomía (CCT-La Plata, CONICET)*
(2) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas (FCAG, UNLP)*

Abstract. The latest survey of stellar bow shocks (Peri et al. 2012, *A&A*, 538, 108) lists 28 candidates detected at IR wavelengths, associated with massive, early-type stars up to 3 kpc, along with the geometrical parameters of the structures found. I present here some considerations on the energetics involved, after the estimation of stellar wind power, infrared flux, stellar bolometric luminosity and radio flux limits for each source. The best candidates for relativistic particle acceleration are highlighted.

Resumen. Se consideran los candidatos a *bowshocks* listados en el relevamiento E-BOSS.v1 (Peri et al. 2012, *A&A*, 538, 108). Tomando como base los datos allí publicados, se calcula la luminosidad del viento, la luminosidad bolométrica de la estrella, la luminosidad correspondiente al flujo WISE medido, y la luminosidad a 1.4 GHz. Se discute la posibilidad de que alguno de los candidatos a bowshocks sea un sitio de aceleración de partículas a velocidades relativistas, con la consiguiente eventual emisión a altas energías.

1. Introduction

Runaway stars move with a speed larger than that of the average of the surrounding media, and tend to sweep the material found in the direction of motion. Ideally, the piled-up matter resembles a bow shock, larger for stars with strong winds. The first systematic search for bow shocks was carried out using the 1988 IRAS database (see Noriega-Crespo et al. 1997 and references therein). The authors listed ~ 60 nebulousity sources around early-type stars, some arcmins in size. The advenement of new IR missions like Spitzer or WISE (2011) produced images at the arcsec resolution, and allowed not only to check former results but to address a much deeper search for stellar bow shocks.

With the help of the Tetzlaff et al. (2010) catalogue of runaway stars up to 3 kpc, we carried out a study to look for signatures of WISE emission (Wright et al. 2010) towards all nearby O-B2 stars. The results were compiled in the Extensive stellar BOw Shock Survey, version 1 (E-BOSS.v1, Peri et al. 2012), that lists and describes ~ 30 bow shocks.

Very recently, Benaglia et al. (2010) analyzed the possibility that stellar bow shocks can give rise to high-energy emission, by studying the surroundings of the O supergiant BD+43°3654. We thus seeked for low-frequency radio emission from E-BOSS.v1 candidates, that could be indicative of synchrotron radiation

from the stellar bowshocks, with the New VLA Sky Survey (Condon et al. 1998, 1.4 GHz). We found three new radio sources possible associated with E-BOSS candidates (Peri et al. 2012). Some comments on how common and under which conditions stellar bow shocks could be high energy emitters are presented here.

2. Bow shocks as acceleration sites

The bow shock of BD+43°3654 is the prototype of the non-thermal runaway stars. It has been observed with the VLA at two frequencies (L and C band), and the spectral index distribution showed average values $\alpha \sim -0,4$ ($S \propto \nu^\alpha$), characteristic of synchrotron radiation. Benaglia et al. (2010) proposed for the first time that a stellar bow shock can host relativistic particles also involved in high-energy emission processes, and built a zero-order SED that fits the radio emission and predicts the detectability at shorter wavelengths.

The powerful stellar winds of the early-type stars interact with the ambient medium creating two shocks, separated by a discontinuity: a forward shock with a velocity near the stellar one, and a reverse one fast as the stellar wind (see Benaglia et al., these Proceedings).

Del Valle and Romero (2012) improved the basic model, and applied it to the case of ζ Oph, concluding that the gamma-ray emission would be weak –if compared with other non-thermal emitters– but still detectable by forthcoming instruments like the Cherenkov Telescope Array.

The luminosities involved in the phenomenon can be estimated if the main variables of the star+bow shock systems are known. The E-BOSS.v1 database comprises stellar and bow shock parameters, like the stellar distance d , the wind terminal velocity v_{wind} , the stellar mass loss rate \dot{M} , the tangential and radial stellar velocities, the stand-off distance R_0 and the original ambient density n_{ISM} at the position of the star, of each candidate.

3. Luminosities

Table 1 lists information on the stellar bow-shock candidates compiled in E-BOSS.v1, related with 28 OB stars. References on spectral types, distances –including error bars– and wind terminal velocities are given in Peri et al. (2012). Stellar velocities were computed from radial and tangential velocities. Distance values derived from parallax measurements, and stellar velocities computed from radial velocity information and proper motions are flagged. The large uncertainties in some stellar distances introduce important errors in v_* , R_0 and n_{ISM} . The stellar luminosities are from Martins et al. (2005) and Benaglia et al. (2007).

The luminosity of the stellar wind is $L_{\text{wind}} = 0,5\dot{M}(v_{\text{wind}})^2$, and represents the available kinetic power. To ensure that the flow is compressible and shocks can develop, the magnetic energy density must be in subequipartition with respect to the kinetic energy L_{wind} . In this case, the value of the magnetic field intensity in the flow can be expressed as $B^2/8\pi = L_{\text{wind}}/(v_{\text{wind}}4\pi R_0)$ (del Valle & Romero 2012). The authors considered that only a small fraction of the kinetic power available goes into relativistic particles L_{rel} , and adopted a 10 % factor.

The infrared luminosity was estimated by measuring the WISE flux averaged over the extension of the bow shock, subtracting the background contribution, and applying the conversion factors (see wise2.ipac.caltech.edu).

The bow-shock candidates that correlate with NVSS emission are HIP 11891, HIP 38430, HIP 88652 and BD+43°3654. Their radio luminosity was derived by measuring the corresponding flux. For the rest of the candidates, an upper limit of $3\sigma = 3$ rms for the NVSS radio flux density was assumed.

Both L_{WISE} and L_{NVSS} will also be affected by large distance uncertainties. Distance errors of 50 %, for instance, corresponds to a factor 5 in luminosities.

4. Discussion

The results presented in Table 1 allow to draw some conclusions in regards with the emission mechanisms acting at the different bow shocks. The Hipparcos stars # 24575, 97796 and 114990 stand out with larger stellar velocities. The first one was studied at X-rays by López Santiago et al. (2012), who proposed the stellar bow shock as the first X-ray non-thermal emitter.

The faster stellar winds will be more efficient accelerators of relativistic particles, since the acceleration efficiency $\eta \propto (v_{\text{shock}}/c)^2 \sim (v_{\text{wind}}/c)^2 \leq 10^{-4}$.

IC scattering will be favoured wherever the infrared photon field is strong, i.e., for stars with larger L_{WISE} . In the stellar bow-shock scenario, the stellar UV photon field is not relevant to IC, due of the large separation from the star.

According to Del Valle & Romero (2012), electron synchrotron losses dominate above relativistic Bremsstrahlung. Convection governs proton losses.

A crucial factor for high-energy emission detection is the distance to the star+bow shock system, as the luminosity decays with d^2 .

Finally, the presence of significant radio emission at low frequencies (like 1.4 Ghz) is a very strong hint to look for relativistic particles. For those objects, observing campaigns at two or more radio frequencies should be implemented, in full polarization mode if possible, to study the radiation regime. If evidence of synchrotron emission is found, the conditions mentioned above can help to disentangle the importance of the different contributions to high energy emission.

Acknowledgments. P.B. is always grateful to G.E. Romero for useful discussions, and thanks C.S. Peri for comments, and PICT 00848-2007, ANPCyT.

Referencias

- Benaglia, P., Vink, J. S., Martí, et al. 2007, *A&A*, 467, 1265
 Benaglia, P., Romero, G. E., Martí, et al. 2010, *A&A Lett*, 517, 10
 Condon, J. J., Cotton, W. D., Greisen, E. W., et al. 1998, *AJ*, 115, 1693
 Del Valle, M. V. & Romero, G. E. 2012, *A&A*, 543, 56
 López-Santiago, J. Miceli, M., del Valle, M. V., et al. 2012, *ApJ Lett*, 757, 6
 Noriega-Crespo, A., van Buren, D., Dgani, R. 1997, *AJ*, 113, 780
 Peri, C. S., Benaglia, P., Brookes, D., et al. 2012, *A&A*, 538, 108
 Tetzlaff, N., Neuhauser, R., Hohle, M. M. 2010, *MNRAS*, 410, 190
 Wright, E. L., Eisenhardt, P. R. M., Mainzer, A. K., et al. 2010, *AJ*, 140, 1868

Star	Sp.type	d (kpc)	n_{ISM} (cm^{-3})	R_0 (pc)	v_* (km/s)	v_{wind} (km/s)	L_* log	L_w (erg)	L_{WISE} /	L_{NVSS} s)
HIP 2036	O9.5III+...	0.76±0,16	130	0.22	16.0	1200	38.7	35.3	36.6	<27.5
HIP 2599	B1 Iae	1.50±0,30	0.4	1.27	26.3	1105	39.0	34.7	37.5	<28.0
HIP 11891 [†]	O5 V((f))	0.40±0,15 (1)	17	0.12	49.5	2810	38.1	36.4	34.9	30.3
HIP 16518	B1 V	0.65±0,16 (1)	0.2	0.13	53.5	500	39.1	32.7	37.2	<27.3
HIP 17358	B5 III	0.15±0,10 (1)	600	0.04	(2) 35.2	500	38.0	31.9	35.5	<26.1
HIP 22783	O9.5 Ia	1.60±0,30	0.02	4.67	(2) 52.4	1590	39.2	35.3	37.1	<28.1
HIP 24575	O9.5 V	0.55±0,07	3	0.06	152.0	1200	38.3	34.7	35.0	<27.2
HIP 25923	B0 V	0.90±0,20 (1)	1	0.39	24.2	1000	38.1	34.3	35.8	<27.6
HIP 26397	B0.5 V	0.35±0,15 (1)	2	0.10	22.4	750	38.1	33.4	34.6	<26.8
HIP 28881	O8 Vn	1.5 :	0.3	1.85	(2) 17.7	2070	38.5	34.6	36.2	<28.1
HIP 29276	B1/2 III	0.40±0,03 (1)	0.003	0.23	32.0	600	37.8	32.1	35.6	<26.9
HIP 31766	O9.7 Ib	1.40±0,03	0.03	0.82	58.8	1590	39.1	35.9	37.2	<28.0
HIP 32067	O5.5V((f))+...	2.10±0,40	0.1	1.85	38.8	2960	39.0	35.6	37.3	<28.4
HIP 34536	O6.5V((f))+...	1.30±0,20	0.01	1.5	59.7	2456	38.8	35.6	37.7	<27.9
HIP 38430 [†]	O6Vn+...	0.9 : (1)	60	0.13	(2) 30.9	2570	38.9	36.2	35.7	31.3
HIP 62322	B2.5 V	0.11±0,004 (1)	0.04	0.03	42.2	300	37.9	32.2	33.8	<25.4
HIP 72510	O6.5III(n)(f)	0.35±0,18 (1)	0.2	0.15	74.4	2545	39.1	35.7	34.2	<26.8
HIP 75095	B1Iab/Ib	0.80±0,50 (1)	40	0.12	28.9	1065	39.0	34.7	35.8	<27.5
HIP 77391	O9 I	0.8 : (1)	30	0.23	(2) 24.2	1990	39.2	35.5	37.3	<27.5
HIP 78401	B0.2 IVe	0.22±0,02	2	0.39	(2) 38.6	1100	37.8	34.7	36.8	<26.4
HIP 81377	O9.5 Vnn	0.22±0,02	1	0.32	28.6	1500	38.3	34.2	35.3	<26.4
HIP 82171	B0.5 Ia	0.85±0,12	1	0.17	84.6	1345	39.1	34.7	37.1	<27.6
HIP 88652 [†]	B0 Ia	0.65±0,30 (1)	2	0.28	31.1	1535	39.0	35.6	35.9	30.1
HIP 92865	O8 Vnn	0.35±0,12 (1)	0.003	0.31	(2) 41.2	1755	38.5	33.6	34.6	<26.3
HIP 97796	O7.5 Iabf	2.2 :	0.02	3.84	(2) 110.4	1980	39.3	35.8	38.8	<26.8
HIP 101186	O9.7 Ia	1.50±0,40	0.1	1.73	35.8	1735	39.1	35.3	38.5	<28.4
BD+43 3654	O4 If	1.45± 0.05	0.2	1.48	(2) 67.7	2325	39.5	37.1	35.7	31.2
HIP 114990	B0 II	1.4 :	0.05	0.61	(2) 135.7	1400	39.0	35.6	35.2	<28.0

[†]: Potential gamma-ray emitters. They were chosen by IR luminosity, wind terminal velocity and NVSS flux.

(1): Stellar distances derived from parallaxes. (2): Stellar velocities derived from radial velocities and proper motions.

':': errors larger than 50 %.

Tabla 1. Stellar, wind and bow-shock luminosities of the 28 bow-shock candidates of Peri et al. 2012.

PRESENTACIÓN MURAL

Explorando la formación de “viudas negras”

O.G. Benvenuto^{1,2}, M.A. De Vito^{1,2} & J.E. Horvath³

(1) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP; Paseo del Bosque s/n, La Plata*

(2) *Instituto de Astrofísica de La Plata (IALP), CCT, CONICET; Paseo del Bosque s/n, La Plata*

(3) *Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas, Universidade de São Paulo; R. do Matão 1226, Cidade Universitária, São Paulo SP*

Abstract. “Black widows” have peculiar characteristics: they present extraordinary eclipses; the companions of the pulsars have very small masses, $\leq 0.02 M_{\odot}$. This could be due to ablation by the pulsar winds, which “evaporate” their companions when the orbits are sufficiently tight. In this paper, we show that binary evolution with back illumination and winds can render systems with the main characteristics observed in “black widows”.

Resumen. Los sistemas binarios “viudas negras” tienen características bastante particulares: presentan eclipses extraordinarios; los pulsares poseen una compañera con una masa estimada muy pequeña, $\leq 0,02 M_{\odot}$. Este valor podría resultar como consecuencia de la erosión por el viento de los pulsares, que se encargan de “evaporar” a sus compañeras cuando las órbitas son suficientemente pequeñas. En este trabajo mostramos que la evolución binaria incluyendo iluminación y vientos puede llevar a sistemas con las principales características presentadas por “viudas negras”.

1. Introducción

El pulsar PSR 1957+20, descubierto en 1988 (Fruchter, Stinebring & Taylor 1988) se encuentra en un sistema binario. Este objeto tiene características bastante particulares. Entre las más llamativas, la baja masa de su acompañante ($0.022 M_{\odot}$, si se asume para el pulsar la masa canónica). En ese mismo año, Phinney et al. (1988) propusieron que la acompañante de PSR 1957+20 resultaba del efecto de la erosión del viento del pulsar, encargado de evaporar a las compañeras de pulsares de milisegundo en los casos en que la órbita sea lo suficientemente pequeña. De este modo, el pulsar despedazaría a su compañera binaria, “deglutiéndola”(de allí el nombre de “viudas negras”, rememorando a la especie de arañas que proceden de igual modo con su compañero).

En los últimos años se ha reportado la detección de varios sistemas de esta clase (puede verse, por ejemplo, Bates et al. 2011, Lynch et al. 2012, entre otros). Las masas características para las acompañantes del pulsar son del orden

de $0.01 M_{\odot}$ (recordar que la masa de Júpiter es del orden de $0.001 M_{\odot}$) y los períodos orbitales son del orden de 0.05 días. Además, las órbitas presentan muy bajas excentricidades (circularizadas).

Recientemente hemos mostrado que este tipo de sistemas puede explicarse utilizando modelos apropiados de sistemas binarios interactuantes (SBIs), encontrando un posible progenitor para el sistema “viuda negra” que contiene a PSR J1719-1438 (Benvenuto, De Vito & Horvath 2012).

En este trabajo deseamos hacer una exploración más amplia de las condiciones iniciales que deberían cumplir los posibles progenitores de sistemas “viudas negras”, prestando especial atención a la eficiencia del viento del pulsar y los efectos que causa en la evolución del sistema binario.

2. Modelos de Sistemas Binarios Interactuantes

2.1. El tratamiento estandar

Nuestros modelos constan de SBIs, formados por una estrella de neutrones y una estrella normal (donante) de masa baja o intermedia. La estrella normal llena su lóbulo de Roche y comienza la transferencia de masa hacia su compañera a través del punto de Lagrange L_1 .

Nuestro código de evolución binaria calcula la tasa de pérdida de masa, así como los momentos de inicio y finalización de estas etapas, de manera autoconsistente (Benvenuto & De Vito 2003).

Al inicio de los cálculos consideramos que la órbita está circularizada, con un período orbital inicial P_i . Debido a la transferencia de masa, cambia la evolución de las componentes del sistema binario, y también la evolución orbital. La estrella de neutrones recibe una fracción β del material que pierde la estrella donante. Como la evolución de la estrella donante y del período orbital varían de una manera muy poco significativa con β (De Vito & Benvenuto 2012), usamos en nuestros cálculos un valor constante de $\beta = 0.5$.

2.2. Los efectos de la evaporación y la irradiación

El tratamiento estandar de evolución de SBIs no es suficiente para describir la evolución de “viudas negras”. Debemos considerar los efectos causados por la evaporación y la irradiación.

El fenómeno de la evaporación se origina en el viento proveniente del pulsar, que provee una tasa de pérdida de masa extra a la producida por el desborde del lóbulo de Roche. Para incorporar este proceso hemos seguido el tratamiento dado por Stevens et al. (1992),

$$\dot{M}_{2,evap} = \frac{\alpha_{evap}}{2 v_{2,esc}^2} L_P \left(\frac{R_2}{a}\right)^2 \quad (1)$$

donde $\dot{M}_{2,evap}$ es la contribución a la tasa de pérdida de masa de la estrella donante debido a la acción del viento del pulsar, α_{evap} el parámetro que describe la eficiencia de este efecto, $v_{2,esc}$ la velocidad de escape para la estrella donante, R_2 su radio, a es el semieje de la órbita y L_P la luminosidad del pulsar.

Por otra parte, la estrella de neutrones libera una luminosidad de acreción. La radiación que incide sobre la estrella donante bloquea parcialmente la

liberación de su energía interna, modificando su evolución. Este proceso se denomina irradiación del pulsar. En este trabajo no hemos considerado este efecto, ya que resulta de poca influencia en los resultados que presentaremos (ver Benvenuto, De Vito & Horvath 2012).

3. Nuestros cálculos

Hemos realizado una serie de cálculos evolutivos, con condiciones iniciales apropiadas para progenitores de “viudas negras”: estrellas donantes con masas iniciales $M_i = 1.5, 2.0, 2.5$ y $3.0 M_\odot$; estrella de neutrones con masa inicial $1.4 M_\odot$; períodos orbitales iniciales P_i entre 0.55 y 1 día (con $\Delta P_i = 0.05$ d) y $\alpha_{evap} = 0.0, 0.1, 0.5$ y 2.5 .

Los cálculos se hicieron para todas las combinaciones de masas iniciales de la estrella donante, períodos orbitales iniciales y todos los valores de α_{evap} . En las Figuras 1 mostramos la relación entre la masa de la estrella donante y el período orbital del sistema (a la izquierda), y la evolución temporal de la densidad promedio $\bar{\rho}$ (a la derecha), para los casos extremos de α_{evap} (0.0 y 2.5) y de M_i (1.5 y $3.0 M_\odot$) considerados en este trabajo. Puede observarse que para obtener parámetros característicos adecuados para la descripción de sistemas “viuda negra” (masas de las componentes, períodos orbitales y densidades promedio del remanente de la estrella donante, simultáneamente, en escalas de tiempo adecuadas) es imprescindible incorporar a los modelos el efecto de la evaporación proveniente del viento del pulsar.

4. Conclusiones y trabajo a futuro

A partir de nuestros cálculos observamos que considerar el fenómeno del viento de evaporación del pulsar es de suma importancia al momento de describir la evolución de sistemas “viudas negras”. Su inclusión en el código de evolución binaria permite, mediante los modelos que hemos calculado, reproducir parámetros compatibles (masas de las componentes, período orbital del sistema, densidad promedio característica de la acompañante del pulsar, simultáneamente y en tiempos evolutivos esperados para estos casos) con los estimados para “viudas negras”.

El primer sistema de este tipo que se ha descubierto es PSR 1957+20. En la actualidad se conocen con precisión los parámetros característicos del sistema binario, pero además hay datos fotométricos para la acompañante del pulsar. Es nuestra intención estimar las características del progenitor de este sistema. Para ello incorporaremos a los cálculos el efecto de la irradiación, importante en este caso ya que la evolución de la estrella donante debe seguirse con mayor detalle.

Referencias

- Bates et al. 2011 MNRAS 416, 2465B
 Benvenuto & De Vito, 2003, MNRAS, 342, 50B
 Benvenuto, De Vito & Horvath, 2012, ApJ, 753L, 33B
 De Vito & Benvenuto, 2012, MNRAS, 421, 2206D

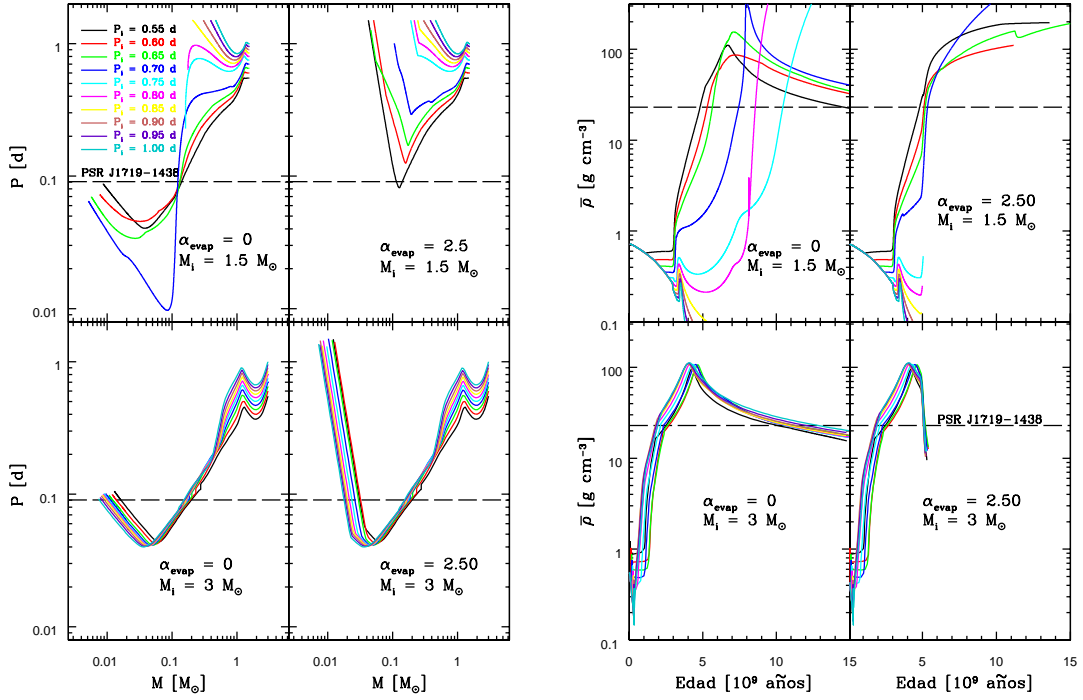


Figura 1. *Izquierda:* Presentamos la relación masa - período orbital para las estrellas donantes con $M_i = 1.5$ y $3.0 M_{\odot}$ y $\alpha_{evap} = 0.0$ y 2.5 , y para todos los valores de P_i considerados en este trabajo. Con línea quebrada mostramos el período orbital observado para el sistema binario en el que se encuentra PSR J1719-1438.

Derecha: Evolución de la densidad promedio de la estrella donante en función del tiempo. Las referencias son como en la Figura de la izquierda. Con línea quebrada presentamos la densidad media estimada para la compañera de PSR J1719-1438.

Fruchter, Stinebring & Taylor, 1988, Nature, 333, 237F Technology, Engineering and Social Studies, Oxford: Pergamon Press, 1975, 4th rev.engl.ed

Lynch, Freire, Ransom & Jacoby, 2012, ApJ, 745, 109

Phinney, Evans, Blandford & Kulkarni, 1988, Nature, 333, 832P

Stevens, Rees & Podsiadlowski, 1992, MNRAS, 254P, 19S

PRESENTACIÓN MURAL

Una nueva estimación astrosismológica de la masa del *axión*

A.H. Córscico¹, L.G. Althaus¹ & A.D. Romero²

(1) Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata, Paseo del Bosque s/n, (1900) La Plata, Argentina

(2) Departamento de Astronomia, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Av. Bento Goncalves 9500, Porto Alegre 91501-970, RS, Brazil

Abstract. G117–B15A y R548 are the two pulsating white dwarf stars more studied within the class of ZZ Ceti variables (atmospheres rich in H). In this work, we present new asteroseismological models for G117–B15A and R548, and employ the rates of period changes with time for the dominant modes of these stars in order to place new constraints on the *axion* mass.

Resumen. G117–B15A y R548 son las dos estrellas enanas blancas pulsantes más estudiadas dentro de la clase de variables ZZ Ceti (caracterizadas por atmósferas ricas en H). En este estudio empleamos nuevos modelos astrosismológicos para G117–B15A y R548, y utilizamos el valor de las tasas de cambio de períodos medidas para los modos dominantes de estas estrellas con la finalidad de establecer nuevas cotas a la masa del *axión*.

1. Introducción

Las estrellas G117–B15A y R548 son las estrellas enanas blancas variables ZZ Ceti (atmósferas ricas en H) más intensamente estudiadas en las últimas cuatro décadas. Para estas dos estrellas, se ha podido medir recientemente la velocidad de cambio con el tiempo de los períodos de sus modos de mayor amplitud: $\dot{P} = (4,19 \pm 0,73) \times 10^{-15}$ s/s para el período de ~ 215 s de G117–B15A (Kepler 2012), y $\dot{P} = (3,3 \pm 1,1) \times 10^{-15}$ s/s para el período de ~ 213 s de R548 (Mukadam et al. 2012). La tasa de cambio de períodos está estrechamente relacionada con la escala de tiempo de enfriamiento de las enanas blancas. Por otra parte, el *axión* es una partícula elemental (cuya existencia es aún hipotética) con masa posiblemente muy baja, que ha sido propuesta como una posible componente relevante de la materia oscura fría del Universo (Raffelt 1996, Kim & Carosi 2010). Argumentos teóricos bien establecidos predicen una fuerte emisión de axiones desde los núcleos de las enanas blancas. Ya que los axiones pueden escapar libremente del interior de estas estrellas, su existencia debería incrementar la velocidad de enfriamiento y, consecuentemente, las tasas de cambio de períodos. En este trabajo, utilizamos nuevos modelos astrosismológicos para G117–B15A y R548, y empleamos las tasas de cambio de períodos observadas

para los modos de mayor amplitud de estas estrellas ZZ Ceti con el objeto de derivar nuevas cotas a la masa del axi3n.

2. Modelos astrosismol3gicos de G117–B15A y R548

En una primer etapa de este trabajo hemos llevado a cabo detallados ajustes astrosismol3gicos a los per3odos de oscilaci3n observados en G117–B15A y R548 empleando un nuevo conjunto de secuencias evolutivas de modelos de estrellas enanas blancas DA (Romero et al. 2012; Romero 2012). Actualmente, estos son los 3nicos modelos publicados en la literatura caracterizados por perfiles qu3micos consistentes en toda la estructura estelar, del centro hasta la superficie. Esta caracter3stica hace este conjunto de modelos particularmente indicado para estudios astrosismol3gicos de estrellas ZZ Ceti. Muchos detalles de los ingredientes f3sicos y de los c3lculos evolutivos, as3 como tambi3n de los procesos empleados para encontrar los modelos astrosismol3gicos, pueden encontrarse en los art3culos de Althaus et al. (2010) y Romero et al. (2012). Un proceso f3sico de extrema relevancia en este contexto, el cual ha sido tenido en cuenta en forma consistente en nuestros modelos, es la difusi3n de elementos qu3micos dependiente del tiempo. En las Tablas 1 y 2 sintetizamos las propiedades de estas estrellas y de los modelos astrosismol3gicos computados.

Tabla 1. Caracter3sticas de G117–B15A seg3n la espectroscop3a (segunda columna) y de acuerdo al modelo astrosismol3gico de Romero et al. (2012) (tercera columna).

Cantidad	Espectroscop3a	Modelo astrosismol3gico
T_{eff} [K]	11 430 – 12 500	$11\,985 \pm 200$
M_*/M_{\odot}	0,530 – 0,622	$0,593 \pm 0,007$
$\log g$	7,72 – 8,03	$8,00 \pm 0,09$
$\log(R_*/R_{\odot})$	—	$-1,882 \pm 0,029$
$\log(L_*/L_{\odot})$	—	$-2,497 \pm 0,030$
M_{He}/M_*	—	$2,39 \times 10^{-2}$
M_{H}/M_*	—	$(1,25 \pm 0,70) \times 10^{-6}$
$X_{\text{C}}, X_{\text{O}}$ (center)	—	$0,28_{-0,09}^{+0,22}, 0,70_{-0,22}^{+0,09}$

3. Enfriamiento evolutivo y emisi3n de axiones

Para estimar el efecto de la emisi3n de axiones, hemos incorporado en nuestro c3digo evolutivo las tasas de emisi3n de axiones de Nakagawa et al. (1987, 1988). La emisi3n de axiones produce una p3rdida de energ3a adicional a la usualmente considerada en la teor3a estandar de evoluci3n de enanas blancas. Como consecuencia, los axiones aceleran el proceso de enfriamiento e inducen un valor m3s grande de la derivada temporal de los per3odos de pulsaci3n (C3rscico et al. 2001). En este trabajo hemos variado la masa del axi3n entre 0 and 30 meV (mili electron volt) y posteriormente hemos calculado la tasa de cambio del per3odo

Tabla 2. Igual que en la Tabla 1, pero en este caso para R548.

Cantidad	Espectroscopía	Modelo astrosismológico
T_{eff} [K]	$11\,990 \pm 200$	$11\,627 \pm 390$
M_*/M_\odot	$0,590 \pm 0,026$	$0,609 \pm 0,012$
$\log g$	$7,97 \pm 0,05$	$8,03 \pm 0,05$
$\log(R_*/R_\odot)$	—	$-1,904 \pm 0,015$
$\log(L_*/L_\odot)$	—	$-2,594 \pm 0,025$
M_{He}/M_*	—	$2,45 \times 10^{-2}$
M_{H}/M_*	—	$(1,10 \pm 0,38) \times 10^{-6}$
$X_{\text{C}}, X_{\text{O}}$ (center)	—	$0,26^{+0,22}_{-0,09}, 0,72^{+0,09}_{-0,22}$

de ~ 215 s en el caso de G117–B15A, y del período de ~ 213 s en el caso de R548. Para ambas estrellas, cuando consideramos el caso estandar de axiones con masa nula (o sea, la situación en la que no se emiten axiones), nuestros modelos predicen un \dot{P} menor al observado, induciendo la necesidad de invocar un mecanismo de enfriamiento extra. De acuerdo a nuestra hipótesis de trabajo, este mecanismo es la emisión de axiones. Para valores crecientes de la masa del axión, los valores teóricos de \dot{P} se aproximan a los valores observados (Fig. 1). Finalmente, para cierto valor de la masa del axión, ambos valores coinciden. Esos valores constituyen nuestras nuevas estimaciones de la masa del axión. Empleando G117–B15A encontramos $m_a \cos^2 \beta = (17,4^{+2,3}_{-2,7})$ meV, mientras que según R548, el valor es $m_a \cos^2 \beta = (17,1^{+4,3}_{-5,8})$ meV. En ambos casos hemos considerado una desviación standard del valor observacional (1σ). El parámetro $\cos \beta$ surge de la teoría de axiones y usualmente se considera su valor cercano a 1. Evidentemente, ambas estimaciones para la masa del axión están en excelente acuerdo entre sí.

3.1. Discusión y conclusiones

En este trabajo hemos derivado un nuevo valor de la masa de los axiones asumiendo que la aparente aceleración del enfriamiento de las enanas blancas pulsantes G117–B15A y R548 es enteramente atribuible a la emisión de axiones. Para tal fin, hemos empleado modelos astrosismológicos detallados para ambas estrellas, obtenidos mediante el empleo de cálculos evolutivos completos de modelos de enanas blancas tipo DA (Romero et al. 2012). Nuestros cálculos usan las más recientes determinaciones de la tasa de cambio de períodos con el tiempo de los modos de mayor amplitud en cada estrella (Kepler 2012 y Mukadam et al. 2012). Como resultado, encontramos que si los períodos de ~ 215 s (G117–B15A) y ~ 213 s (R548) están asociados a modos atrapados en la envoltura de H, entonces nuestros modelos teóricos indican la existencia de un mecanismo adicional de enfriamiento en estas enanas blancas pulsantes, consistentes con axiones de masa $m_a \cos^2 \beta \sim 17$ meV. Nuestro valor para la masa del axión es considerablemente más grande que la estimación obtenida usando la rama caliente de la función luminosidad de enanas blancas, $m_a \cos^2 \beta \sim 5$ meV

(Isern et al. 2008). Sin embargo, a un nivel de 2σ nuestra determinación (en particular, a partir de R548) es consistente con aquella obtenida usando la función luminosidad. Además, ambas técnicas coincidentemente predicen una tasa anó son

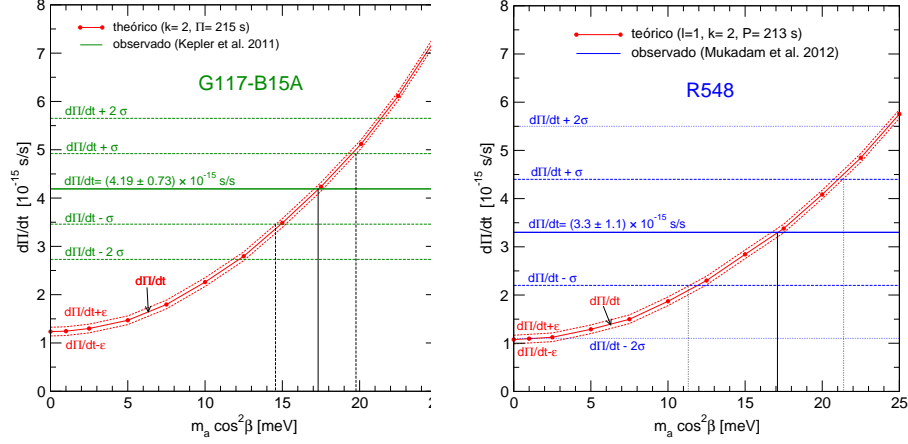


Figura 1. La tasa de cambio de períodos para el modo $\ell = 1, k = 2$ y período ~ 215 s (~ 213 s) de nuestro modelo astrosismológico para G117–B15A (R548) en función de la masa del axión (curva roja con puntos). Las curvas rojas a trazos representan los errores en \dot{P} debidos a incertezas internas en el modelado y el proceso de ajuste astrosismológico. Las líneas horizontales indican el valor observado y sus correspondientes incertezas a 1σ y 2σ .

Referencias

- Córscico, A. H., Benvenuto, O. G., Althaus, L. G., Isern, J., García-Berro, E. 2001, *New Astr.*, 6, 197
- Isern, J., García-Berro, E., Torres, S. & Catalán, S., 2008, *ApJ*, 682, L109
- Kepler, S. O. 2012, *ASP Conference Series*, 462, 322
- Kim, J. E. & Carosi, G. 2010, *Rev. Mod. Phys.*, 82, 557
- Mukadam, A. S. et al. 2012, *ASP Conference Series*, in press
- Nakagawa, M., Kohyama, Y. & Itoh, N., 1987, *ApJ*, 322, 291
- Nakagawa, M., Adachi, T., Kohyama, Y., & Itoh, N. 1988, *ApJ*, 326, 241
- Raffelt, G. G. 1996, *Stars as laboratories for fundamental physics: the astrophysics of neutrinos, axions, and other weakly interacting particles*, Chicago: University of Chicago Press.
- Romero, A. D., Córscico, A. H., Althaus, L. G., et al. 2012, *MNRAS*, 420, 1462
- Romero, A. D. 2012, PhD. Thesis, University of Buenos Aires

PRESENTACIÓN MURAL

Gyrosynchrotron emission from electrons with a double power-law energy distribution

G. Cristiani^{1,4}, C.G. Giménez de Castro², P.J.A. Simões³ & C.H. Mandrini^{1,4}

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

(2) CRAAM / Universidade Presbiteriana Mackenzie

(3) School of Physics & Astronomy / University of Glasgow

(4) Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA

Abstract. Radio enhancements in the microwave range during solar flares is mainly due to gyrosynchrotron emission of high energy electrons. It is usually assumed that the electron population is well-represented by a power-law energy distribution, $dN/dE \propto E^{-\delta}$, with a constant spectral index δ along an energy range generally spanning 3 or 4 orders of magnitude. Nevertheless, in hard X-rays and radio frequencies, there is observational evidence that the energy spectrum shows some degree of hardening for energies above a few hundreds of keVs. In this work we explore the consequences, in the gyrosynchrotron emission, when considering a double power-law energy distribution for the electrons with different break energies in several background plasma conditions.

Resumen. El incremento de la emisión en radio en el rango de las microondas durante las fulguraciones solares se debe principalmente a la emisión girosincrotrónica de electrones de alta energía. Usualmente se asume que esta población electrónica responde a una distribución energética tipo ley de potencias, $dN/dE \propto E^{-\delta}$, con un índice espectral δ constante sobre en un rango de energías que, generalmente, abarca 3 o 4 órdenes de magnitud. Sin embargo existe evidencia observacional durante fulguraciones, en rayos X duros y en frecuencias de radio, de que el espectro de energías de los electrones acelerados presenta un *endurecimiento* (disminución del índice espectral) para energías por encima de unos cientos de keV. En este trabajo se exploran las consecuencias en la emisión girosincrotrónica, al considerar una distribución energética tipo ley de potencias doble con diferentes energías de quiebre y diversas condiciones del plasma ambiente en la que los electrones acelerados emiten.

1. Method

The solar burst analysis in the microwave submillimeter-wave range, using several observational sources as the Owens Valley Solar Array (OVSA, 1 – 18 GHz), the Radio Solar Telescope Network (RSTN, 1.8 – 15.4 GHz), radiotelescopes of the University of Bern (8.4 – 89.4 GHz) and the Solar Submillimeter Telescope (SST, 212 and 405 GHz), have shown that the events present spectral charac-

teristics that cannot be theoretically understood considering a homogeneous gyrosynchrotron emission source with a single accelerated electron population. The characteristic observed spectral feature is a flattening from millimetric towards higher frequencies. A spectrum with such characteristics could be produced by various mechanism, e.g., multiple source emissions, spectral hardening in the energy distribution of the accelerated electron population, or a two component energy–spectrum. This latter possibility is explored in this work.

We consider an energy distribution given by

$$u(\epsilon) = \begin{cases} A_1 \epsilon^{-\delta_1} & , & \epsilon_1 < \epsilon < \epsilon_b \\ A_2 \epsilon^{-\delta_2} & , & \epsilon_b < \epsilon < \epsilon_2 \end{cases} ,$$

where δ is the spectral index of the emitter electron spectrum, ϵ_1 and ϵ_2 the lower and upper cutoff energies, respectively, and ϵ_b the break energy where the index of the power–law changes. The energy distribution function satisfies the normalization and continuity in the break energy point conditions

$$\int_{\epsilon_1}^{\epsilon_2} u(\epsilon) d\epsilon = 1 \quad , \quad A_1 \epsilon_b^{-\delta_1} = A_2 \epsilon_b^{-\delta_2} \quad .$$

With these conditions the normalization constants, A_1 and A_2 are fully determined. We only consider cases with $\delta_1 > \delta_2$ which is consistent with a spectral flattening towards higher frequencies.

Besides the parameters defining the accelerated electron population (ϵ_1 , ϵ_b , ϵ_2 , δ_1 , δ_2 and the numerical density of non–thermal electrons, n), we have another set that characterizes the source where the emission occurs, the magnetic field intensity (B), the plasma temperature (T), the source size (especified by two parameters), the angle (θ) between the magnetic field and the line of sight, and the plasma numerical density. We take parameter values that are typical for a flaring loop in the computations and we obtain different spectra changing the break energy value.

We use the code **GYROSINCS** that is based in the one originally developed by Ramaty et al. (1994) for gyrosynchrotron emission. This code was optimized by Simoes & Costa (private communication) to include a multi power–law distribution, decrease the computational cost, improve numerical precision and include the Wild & Hill (1971) aproximations to compute Bessel functions.

2. Results

We take as typical values that define the emission source a width of $40''$, a deep of 10^9 cm, a plasma numerical density of 10^9 cm $^{-3}$, and B 300, 700 and 1500 G, with an angle beetwen the magnetic field and the line of sight of 45° . The parameters, characterizing the accelerated electron population, are a lower and upper cutoffs of 10 keV and 10 MeV, respectively, a numerical electron density of 6×10^7 cm $^{-3}$, break energies of 300 keV, 500 keV, 1 MeV, 1.8 MeV and 3 MeV, and energy distribution indices $\delta_1 = 4.5$ and $\delta_2 = 2.5$.

Fig. 1 shows emission spectra for various break energies and two values of B , 700 G and 1500 G. The black curve corresponds to a single power–law distribution, while the others represent different double power–law distributions. As

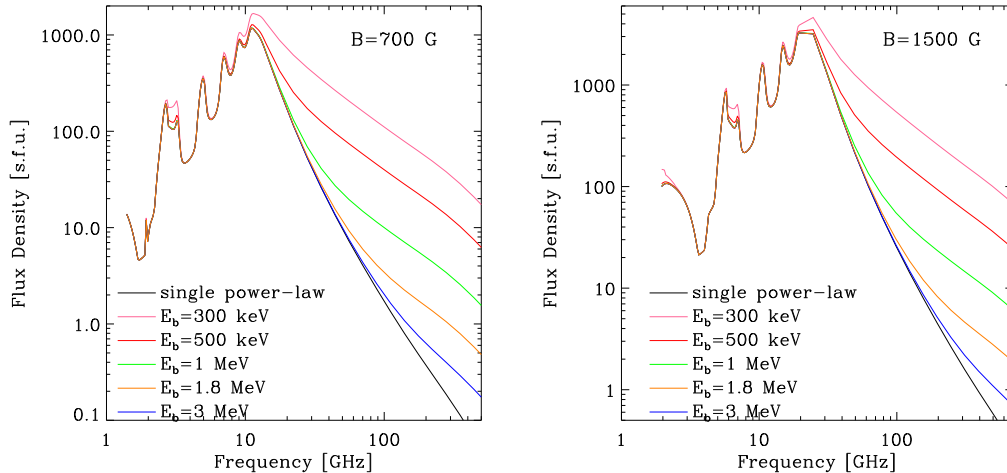


Figure 1. Left: The corresponding spectra for a source with B 700 G. The electron energy distributions are a single power-law (black line) and a double power-law with different break energies between 300 keV and 3 MeV (colored lines) indicated in the figure inset. Right: The same as in the left panel for a source with B 1500 G.

the break energies move towards higher values, the shift of the break frequency (the frequency where the spectrum shows a change in slope) towards higher frequencies becomes evident.

When two spectral indices are needed to explain the observations, X-rays allow us to determine, with a high level of precision, the energy where the break occurs (this energy in X-ray is equivalent to the break frequency in radio observations). This is so because of the good spectral resolution of X-ray observing instruments (e.g., the Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopy Imager). Unfortunately, at radio wavelengths the spectral coverage it is not so good above 20 GHz. Between this value and 400 GHz, only few instruments observe systematically at rather disperse frequencies. These data belong to different radiotelescopes around the world whose operational hours do not overlap. This fact makes it almost impossible to have radio data of a transient event with the required spectral resolution to identify the break frequency. Therefore, it is useful to have a theoretical determination of the gyrosynchrotron emission spectrum for a double-power law energy distribution in cases for which the existence of a break frequency can be inferred using complementary observations like HXR, which generally show a spectrum with a break energy (easily determined because of the high spectral resolution of this data). Relating break energy to break frequency, we will be able to obtain the last one using HXR observations and, in this way, to bring more information to fit the radio data, which usually have not spectral resolution good enough to clearly determine this parameter.

Once the gyrosynchrotron spectrum is computed theoretically, we can determine the break frequency graphically. First, we calculate the best linear fit for the optically thin portion of the spectrum. This is done for each spectrum shown in Fig. 1. The way the fitting is done and the break frequency is determined are illustrated in the left panel of Fig. 2. From this linear least-square fitting we determine the break frequency for each of the five break energies; then, we

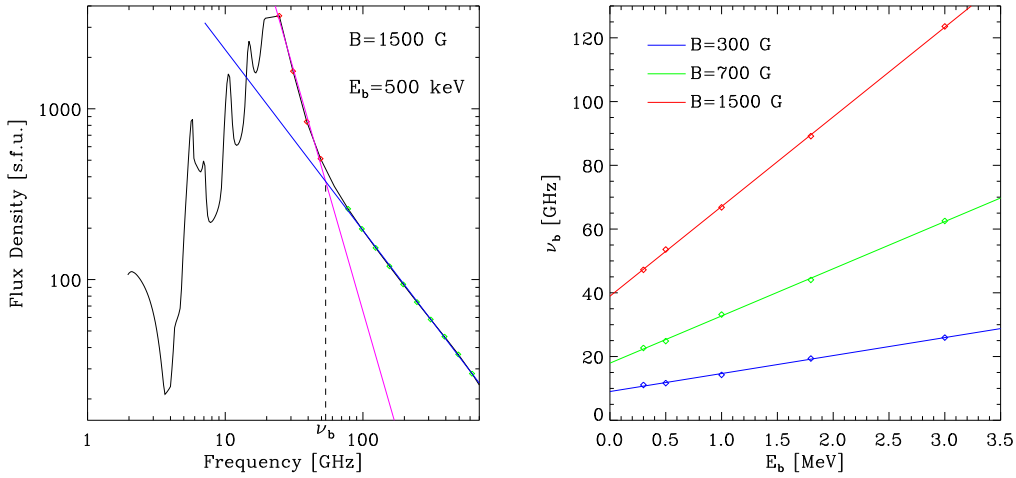


Figure 2. Left: Example of the break frequency determination for a model spectrum fitting its optical thin portion. Right: Break frequency vs. break energy obtained using the method described in the text, for three different B values.

plot the break frequency vs. the break energy, as shown in the right panel of Fig. 2 for different B values. This shows a good agreement with the theoretical results for the gyrosynchrotron emission by an electron population with a double power-law energy distribution (Dulk & Marsh 1982).

3. Discussion and future work

Many solar radio burst have a spectrum that does not show the classical gyrosynchrotron spectrum corresponding to a single power-law electron energy distribution. A best representation of these spectra can be done using a double power-law energy distribution. This work follows this line, emphasising the relationship between the break energy of the energy distribution and the break frequency in the resulting spectrum. This relation can be useful when fitting observed spectra because of the low spectral resolution generally available at radio frequencies above 20 GHz. In a future work, we will model the gyrosynchrotron emission of a non-homogeneous source, i.e. with a distribution of the parameters characterizing the source (B , T , plasma density, etc.).

References

- Dulk G. A., Marsh K. A., 1982, ApJ, 259, 350
 Ramaty R., et al., 1994, ApJ, 436, 941
 Wild J. P., Hill E. R., 1971, Australian Journal of Physics, 24, 43

PRESENTACIÓN MURAL

Estudio espectroscópico y morfológico de la nebulosa planetaria NGC 3918

C.M. Correa^{1,2}, M. de los Rios^{1,2}, M. Hobson^{1,2}, N. Marcionni^{1,2}, B. Sánchez^{1,2}, A. Santucho^{1,2}, W. Weidmann^{2,4}, C. Valotto^{3,4} & D. Ferreiro³

(1) *Facultad de Matemática, Astronomía y Física, UNC*

(2) *Observatorio Astronómico, UNC*

(3) *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET, Córdoba*

(4) *CONICET*

Abstract. Spectrophotometric observations were taken of the planetary nebula NGC 3918 at CASLEO. Spectra were obtained for the central 20" using the REOSC spectrograph at low resolution ($R \sim 4100$). Also, images were taken with different filters. This data was used to carry out a morphological study of the nebula. Results are consistent with the existence of a higher electronic density region at 10" to the NW from the geometric center of the nebulae.

Resumen. En el complejo astronómico el Leoncito (CASLEO) se realizaron observaciones espectrofotométricas de la nebulosa planetaria NGC 3918. Se obtuvieron espectros de los 20" centrales usando el espectrógrafo REOSC en baja resolución ($R \sim 4100$). Además se tomaron imágenes en diferentes filtros. Estos datos permitieron un estudio morfológico de la nebulosa. Los resultados son consistentes con la existencia de una región de mayor densidad electrónica 10" al NO del centro geométrico de la nebulosa.

1. Desarrollo de la observación

La motivación del siguiente trabajo fue el generar las primeras experiencias en observación espectroscópica de un grupo de estudiantes. En este sentido las nebulosas planetarias son excelentes como objetos pedagógicos.

Se tomaron 4 espectros de baja resolución (Fig. 1) con la red #260 (600 líneas/mm), configuración que resulta en una resolución espectral de $R \sim 4100$. Estos espectros fueron tomados en ángulos de posición (PA) de 0° , 45° , 90° y 135° , y con un tiempo de integración de 180s. También se tomaron imágenes en diferentes filtros (con resolución espacial de $0.2''/px$).

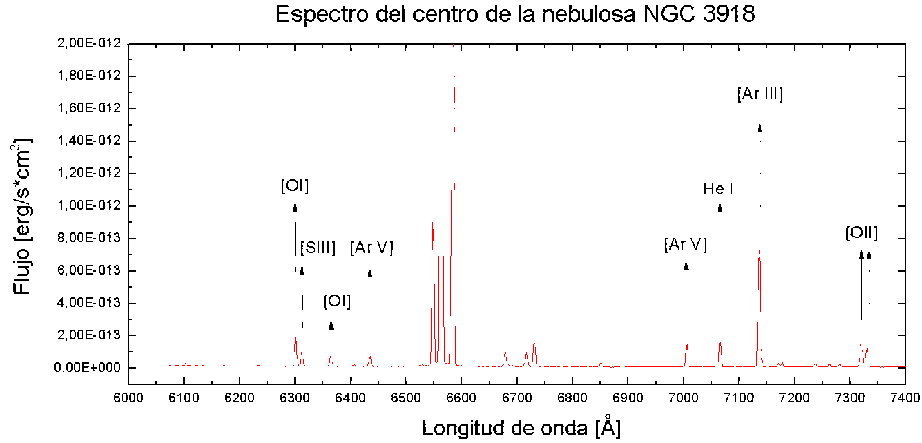


Figura 1. Espectro de la región central de la nebulosa. El ancho de integración espacial fue de $2''$.

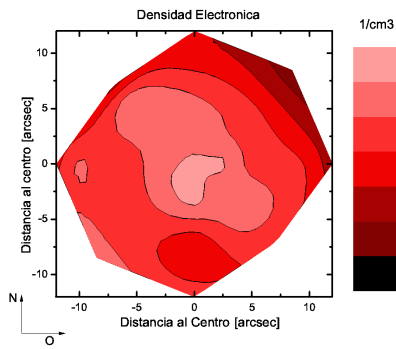


Figura 2. Mapa de densidad electrónica a partir del cociente $I([\text{SII}]6717)/I([\text{SII}]6731)$.

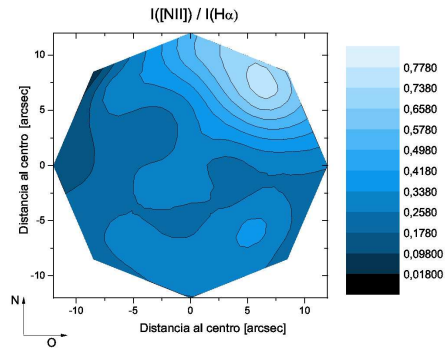


Figura 3. Distribución del grado de excitación.

2. Análisis de datos

De las observaciones obtenidas para cada PA se extrajeron 13 espectros equiespaciados, con $2''$ de separación, lo que permitió tener información de diferentes zonas de la nebulosa. Tanto los espectros como las imágenes fueron reducidas con técnicas de reducción estándares del paquete *IRAF*.

Para calibrar los espectros se utilizaron las estrellas estándares espectrofotométricas LTT 3864, LTT 4816, LTT 6248 y HR 4963, y la lámpara de comparación de *CuNeAr*. La densidad electrónica se obtuvo mediante la tarea *temden* de *IRAF*, asumiendo una temperatura (esta temperatura no es constante en la nebulosa) electrónica de 10^4k .

En cada espectro se midió el flujo de las líneas $H\alpha$, [NII] (6548\AA y 6584\AA) y [SII] (6717\AA y 6731\AA), ajustando un perfil gaussiano y hasta alcanzar una señal ruido de 8.

Con estos datos se construyeron mapas espaciales de densidad electrónica y de $I([\text{NII}])/I(H\alpha)$ (Figs. 2 y 3), este último es un indicador del grado de excitación de la nebulosa, asumiendo que la abundancia de N es constante. La imposición en el corte espacial de los mapas fue para evitar una interpolación demasiado grande. En la Fig. 3 puede verse una región de sobredensidad que coincide con el jet principal de la nebulosa identificado por Corradi et al. (1999).

Filtro	Tiempo de integración [s]	D.A. PA 14°
U	2 × 300	27,3''
B	2 × 200	27,8''
R	2 × 100	31,5''
I	2 × 100	21,5''
#6400	2 × 300	21,3''
#6585	2 × 180	37,9''
#6605	2 × 120	29,3''
#6719	1 × 300	29,5''

Tabla 1. Diámetros angulares (D.A.) de la nebulosa en diferentes bandas fotométricas, incerteza $\pm 1''$. Los filtros de banda angosta están indicados por su longitud de onda central con un FWHM de 10, 6, 6 y 50 Å respectivamente.

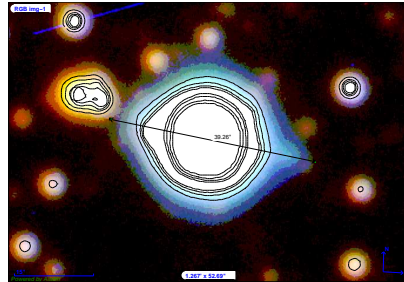


Figura 4. Imagen combinada de NGC 3918, I (rojo), R (verde) y B (azul). El ángulo de posición de la nebulosa está indicado en línea de trazos.

La Fig. 4 muestra una imagen de la nebulosa obtenida de CASLEO (con un seeing de 2.4'' en el filtro #6400), donde se identifica una región central elíptica, cuyo eje de simetría no coincide con el PA de la nebulosa. En la Tabla 1 se indican los diámetros angulares medidos hasta alcanzar una señal ruido de $S/N = 10$, donde se evidencia la ionización estratificada.

3. Análisis de errores

La incerteza en la medición de los flujos de las líneas fue obtenida mediante la expresión

$$\sigma = \sigma_{cont} \sqrt{N} \left[1 + \frac{eqw}{N\Delta} \right]^{\frac{1}{2}}$$

extraída de González-Delgado et al. (1994), donde σ_{cont} es la desviación estándar del continuo en la vecindad de la línea, N es el número de píxeles utilizados para determinar el flujo de la línea, eqw es el ancho equivalente de la línea y Δ es la dispersión en $\text{\AA}/\text{mm}$.

La incerteza de los flujos de las líneas permite establecer el paso en la escala de colores de las Figs. 2 y 3. Para el primero se obtuvo un valor de 1000 cm^{-1} , mientras que para el segundo un valor de 0.08.

El proceso de observación, reducción, calibración y medición puede ser evaluado mediante el cociente de las líneas del [NII], obteniendo, en todas las extracciones, valores dentro del rango esperado según Acker et al. (1989).

4. Conclusiones

Este trabajo, complementa los resultados obtenidos por Corradi et al. (1999). Se midió el tamaño angular de la nebulosa y el jet principal en diferentes bandas fotométricas. Por otra parte, se obtuvo por primera vez la distribución espacial de densidad electrónica donde se destaca una estructura elíptica, y se identificó una zona de baja ionización al noroeste de la nebulosa, la cual coincide con el jet identificado por Corradi et al. (1999). La densidad electrónica parece ser mayor en la región ecuatorial del objeto, como se espera en los modelos de eyección toroidal del material en el plano ecuatorial, más un jet polar. Si bien el objeto tiene un jet, no resulta evidente en las imágenes (aun en las del telescopio espacial) que en este caso haya existido eyección toroidal. Por tanto el mapa de densidad electrónica respalda los modelos axisimétricos como los propuestos por Mellema (1993).

5. Agradecimientos

IRAF: the Image Reduction and Analysis Facility is distributed by the National Optical Astronomy Observatories, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc. (AURA) under cooperative agreement with the National Science Foundation (NSF). Visiting Astronomers, Complejo Astronómico El Leoncito operated under agreement between the Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina and the National Universities of La Plata, Córdoba and San Juan.

Referencias

- Acker, A., Jasniewicz, G., Koeppen, J., Stenholm, B. 1989, A&AS, 80, 201
 González-Delgado, R.M., Pérez, E. et al. 1994, ApJ, 437, 239
 Corradi, R., Perinotto, M., Villaver, E., Mampaso, A., Gonçalves D. 1999, ApJ, 523
 Mellema, G. 1993, Ph D. Thesis, Sterrewacht Leiden

PRESENTACIÓN MURAL

HD 112364: un sistema binario SB2

Mariela A. Corti^{1,2}

- (1) *Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR) (CCT - La Plata).*
(2) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - UNLaPlata.*

Abstract. In the course of a study of members of the Centaurus OB1 association, observations of HD 112364 ($(\alpha, \delta)_{J2000} = (12:57:28, -59:47:47)$) were obtained with the REOSC cross-dispersed echelle spectrograph. Its spectra shows several absorption lines with double or triple profiles, indicating a double-lined binary system (SB2). The spectral classification criteria of Walborn & Fitzpatrick (1990) indicate a spectral type for the primary component of B0.7 Ib. The lines from both components have similar intensities, indicating a double supergiant system. The radial velocities of each star are approximately constant over the 3-night interval covered by the observations, suggesting that HD 112364 is a long-period binary system. That case would be consistent with the lack of emission lines in a non-interacting system, although the $H\alpha$ profile remains to be investigated.

Resumen. Con el propósito de estudiar a los posibles miembros de la asociación estelar Centaurus OB1, se observó a la estrella HD 112364 ($(\alpha, \delta)_{J2000} = (12:57:28, -59:47:47)$), con el espectrógrafo REOSC echelle en el modo dispersión cruzada (DC). Varias de las líneas en absorción que posee su espectro presentan perfiles dobles o triples, esto podría indicar un sistema binario a dos espectros (SB2). Los criterios de clasificación espectral aplicados fueron los del catálogo de Walborn & Fitzpatrick (1990) indicando ellos un tipo espectral B0.7 Ib para la componente primaria. En los espectros se puede observar que ambas componentes presentan perfiles de intensidad similar, con lo cual se podría suponer que se trata de un sistema binario de estrellas supergigantes. En cada espectro obtenido de HD 112364, se calculó la velocidad radial de cada componente del sistema, la cual se mantuvo aproximadamente constante durante las 3 noches de observación, sugiriendo este resultado que HD 112364 es un sistema binario de largo período. Esto último resulta consistente con el hecho de que no se ha encontrado evidencia de interacción entre ellas, como podrían ser líneas en emisión, aunque aún quedaría por investigar el perfil de $H\alpha$.

1. Introducción

La estrella HD 112364 ($(\alpha, \delta)_{J2000} = (12:57:28, -59:47:47)$) es una estrella temprana considerada un miembro de la asociación estelar Centaurus OB1, de acuerdo al “*Catalogue of Stars in Stellar Associations and Young Clusters*”(VizieR Ser-

vice, V/44) de Humphreys & McElroy (1984). El mismo es un catálogo fotométrico que presenta 106 estrellas miembros de Cen OB1. Los posibles miembros de Cen OB1 han sido investigados mediante el análisis de datos astrométricos y espectrofotométricos (Corti & Orellana, trabajo en preparación). Las distintas bases de datos consultadas vía INTERNET, proporcionan para HD 112364 los tipos espectrales B0, B1, B0.5 Ib y B1 III, todos ellos correspondientes a una estrella simple. Hasta el momento no había sido observada como sistema múltiple.

2. Observaciones

Las observaciones espectroscópicas de HD 112364, las estrellas patrones de velocidad radial HR 2806 y HR 7773 y varias de las estrellas patrones de tipo espectral (TE), empleadas en el atlas digital de estrellas OB de Walborn & Fitzpatrick (1990) (WF90), fueron obtenidas con el telescopio “Jorge Sahade” de 2.15 m del CASLEO, San Juan. Se emplearon el espectrógrafo REOSC Cassegrain echelle y la red de 400 l mm^{-1} . Se trabajó con el detector TEK CCD ($1024 \times 1024 \text{ px}$), cubriendo un rango de $3800 \text{ \AA} - 6500 \text{ \AA}$ con una dispersión recíproca de 0.2 \AA pix^{-1} , poder resolvente $R = 12600$ y una relación $20 \leq S/N \leq 50$. Los datos espectroscópicos fueron reducidos con IRAF. Los datos fotométricos fueron obtenidos del catálogo Tycho-2 y luego corregidos al sistema de Johnson (Bessell & Brett 1988).

3. Desarrollo

3.1. Clasificación espectral

La clasificación espectral de esta estrella se estudió empleando el trabajo de WF90. Debido a que la resolución espectral de los datos en estudio es algo superior a la empleada por WF90 (0.5 \AA pix^{-1}), se obtuvieron algunos espectros de estrellas patrones de tipo espectral, con la misma configuración instrumental que la empleada para HD 112364. Se empleó una rutina del software IRAF para presentar los espectros en dispersión cruzada como espectros en dispersión simple. Los mismos se muestran en la Fig. 1, con la correspondiente identificación de sus perfiles de absorción. Los criterios de clasificación espectral con los que se trabajó fueron:

- (i) Presencia de la línea de He II $\lambda 4686$ en absorción, mostrando que no puede tratarse de un TE B1 III (Wright et al. 2003) o B1 Ib (Garrison et al. 1977).
- (ii) Valor aproximadamente unitario del cociente Si III $\lambda 4552$ / Si IV $\lambda 4089$, criterio principal para la clasificación horizontal en B0.7
- (iii) Cociente de la línea Si IV $\lambda 4089$ con sus líneas vecinas He I $\lambda \lambda 4026, 4121$ y/o 4144 , como también Si III $\lambda 4552$ /He I $\lambda 4387$, para clasificarla con CL = Ib.

3.2. Velocidad radial

Para HD 112364 sólo se obtuvieron dos espectros, entre los cuales hay 3 días de diferencia. En ambos espectros se observan con perfil doble las líneas de absorción de He I comprendidas entre $\lambda 4009$ y $\lambda 4921$; Mg III $\lambda 4038$; Mg II $\lambda 4481$; O II

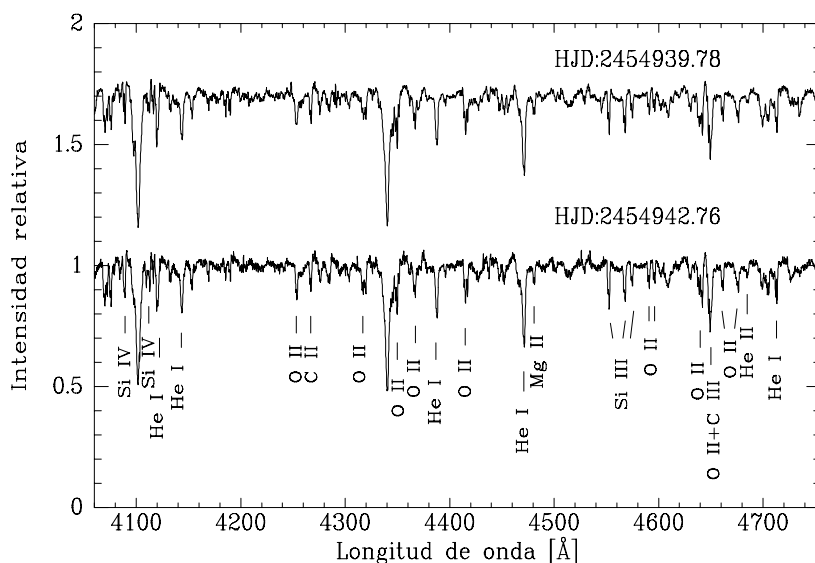


Figura 1. Espectrogramas de HD 112364. En cada uno de ellos se indica la fecha juliana (HJD) en la que fueron obtenidos y se identifican varias de sus líneas de absorción (mencionadas en el texto). La escala de intensidad está normalizada en unidades del continuo.

entre $\lambda 4070$ y $\lambda 4677$; Si IV $\lambda 4089$ y Si III $\lambda\lambda 4553-75, 5219, 5740$. Algunas de ellas se muestran en la Fig. 2.

Las líneas de absorción de O II $\lambda\lambda 4070, 4415-17$ son perfiles triples debido a que las líneas opuestas de los espectros de ambas estrellas se suman en el medio. La velocidad radial heliocéntrica promedio, obtenida en cada espectro del conjunto de perfiles de He I y He II que pudieron medirse para ambas estrellas, fue: HJD 2454939.78, $V_r = -69 \pm 8 \text{ km s}^{-1}$ (primaria) y $V_r = 20 \pm 5 \text{ km s}^{-1}$ (secundaria); HJD 2454942.76, $V_r = -61 \pm 12 \text{ km s}^{-1}$ (primaria) y $V_r = 21 \pm 6 \text{ km s}^{-1}$ (secundaria).

3.3. Distancia

La distancia se obtuvo empleando una magnitud $V = 7.4$ y color $(B - V) = 0.1$. Los valores de índice de color intrínseco $(B - V)_0$ y la magnitud absoluta visual M_v , asociados al tipo espectral de la componente primaria del sistema, fueron obtenidos de Schmidt-Kaler (1982), resultando una absorción visual $A_v = 1.2$ magnitudes y una distancia $D = 2.8 \pm 0.6 \text{ kpc}$. Esta última concuerda muy bien con la correspondiente a la asociación Cen OB1 (Humphreys & McElroy 1984; Corti et al. 2012)

4. Resumen

- La similitud en intensidad de ambos conjuntos de líneas parecería indicar que se trata de un sistema de 2 estrellas supergigantes.

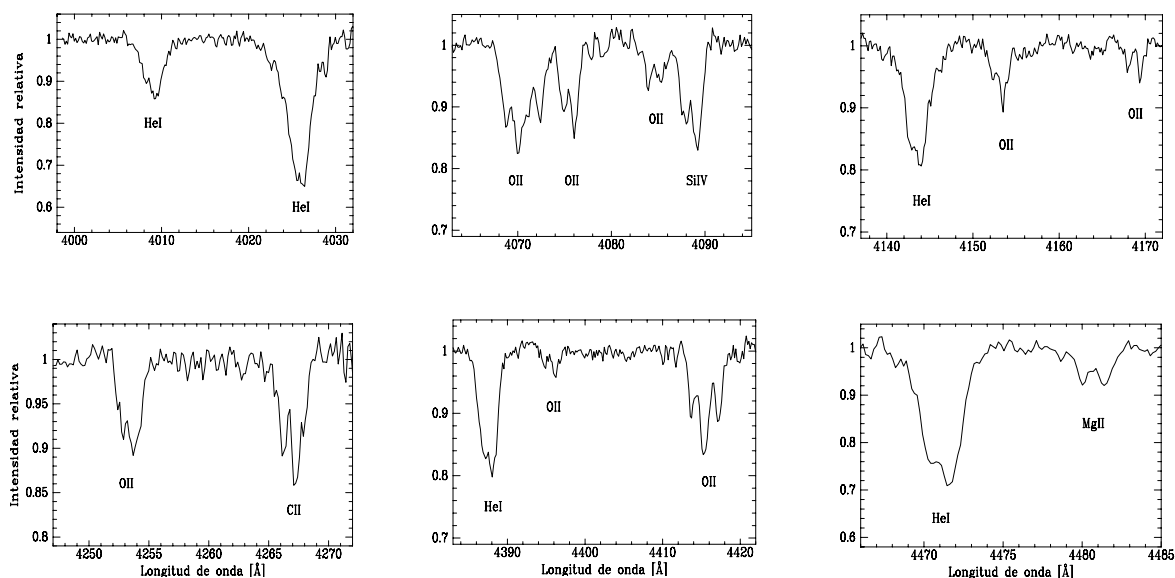


Figura 2. Líneas de absorción con perfiles dobles y triples propios de un SB2.

- No se observan indicios de interacción entre ambas estrellas, ya que no hay líneas de emisión, aunque aún queda por investigar el perfil de $H\alpha$, por lo cual ambas componentes estarían alejadas.
- De lo dicho previamente y del hecho de que la velocidad radial de cada componente no haya cambiado en 3 días, se podría suponer que se trata de un sistema binario con una órbita de largo período.
- Su TE B0.7 Ib, su movimiento propio y su distancia de ~ 2.8 kpc conducen a identificarla como miembro de la asociación estelar Cen OB1.
- Se necesitan más espectros de HD 112364 para conocer mejor a este SB2.

Referencias

- Bessell M. S., Brett J. M., 1988, PASP, 100, 1134
 Corti M. A., Arnal E. M., Orellana R. B., 2012, A&A, 546, A62
 Garrison R. F., Hiltner W. A., Schild R. E., 1977, ApJS, 35, 111
 Humphreys R. M., McElroy D. B., 1984, VizieR
 Schmidt-Kaler Th. 1982, In Landolt-Bornstein New Series, Group VI. Vol. 2b., eds. K. Schaifers & H. H. Voigt
 Walborn N., Fitzpatrick E., 1990, PASP, 102, 379
 Wright C. O., et al., 2003, AJ, 125, 359

PRESENTACIÓN MURAL

Monitoreo fotométrico de η Carinæ desde el OALP Temporadas de observación 2011-2012

E. Fernández-Lajús^{1,2}, F. N. Giudici¹, X. S. Ramos¹, M. C. Scalia¹ y N. E. Salerno¹

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

(2) Instituto de Astrofísica de La Plata (CCT La Plata - CONICET), Argentina

Abstract. η Carinæ is the brightest Luminous Blue Variable in our Galaxy, and is one of the most intriguing stellar objects of the sky because of its historic and spectacular brightness variations. In particular η Car presents photometric events that repeat with a periodicity of 5.54 years. To analyze this periodic behavior and other features in their light curves, we performed since 2003 a long-term CCD monitoring at the La Plata Observatory. In this work we present the light curves resulting from observing seasons 2011 and 2012.

Resumen. η Carinæ es la Variable Luminosa Azul más brillante de nuestra galaxia y es uno de los objetos estelares más intrigantes del cielo debido a sus históricas y espectaculares variaciones de brillo. En particular, η Car presenta eventos fotométricos que se repiten con una periodicidad de 5.54 años. Para analizar este comportamiento periódico y otras características presentes en sus curvas de luz, realizamos desde 2003 un monitoreo CCD de larga duración desde el Observatorio de La Plata. En este trabajo presentamos las curvas de luz resultantes de las temporadas de observación 2011 y 2012.

1. Introducción y observaciones

Hasta setiembre de 2012 hemos continuado con el monitoreo fotométrico de η Car iniciado en 2003 (e.g. Fernández-Lajús et al. 2009a). Las observaciones se realizaron con el telescopio reflector “Virpi S. Niemela” de 0.80 m de la FCAG-UNLP y la cámara directa Photometrics STAR I, con un detector CCD Thomson TH7883PS de 384 x 576 pixels ($23 \mu\text{m}/\text{pixel}$). Entre el 15 de noviembre de 2010 y el 10 de setiembre de 2012 se obtuvieron más de 4700 imágenes con los filtros *BVRI* de Johnson-Cousins y el filtro $\text{H}\alpha$. La reducción de imágenes y la fotometría de apertura múltiple de las imágenes de η Car son realizadas con scripts propios en IRAF.

La magnitud diferencial de η Car se determina mediante fotometría de apertura utilizando a HDE 303308 como estrella de comparación. El radio de apertura usado para η Car ($12''$) incluye por completo a la nebulosa circundante, el “Homúnculus”. Para el filtro $\text{H}\alpha$ se consideró un radio de apertura menor ($3''$).

Los puntos de cero de la fotometría relativa corresponden a las magnitudes de la fotometría *UBVRI* (Johnson) de HDE 303308 (Feinstein, Marraco y Muzzio, 1973).

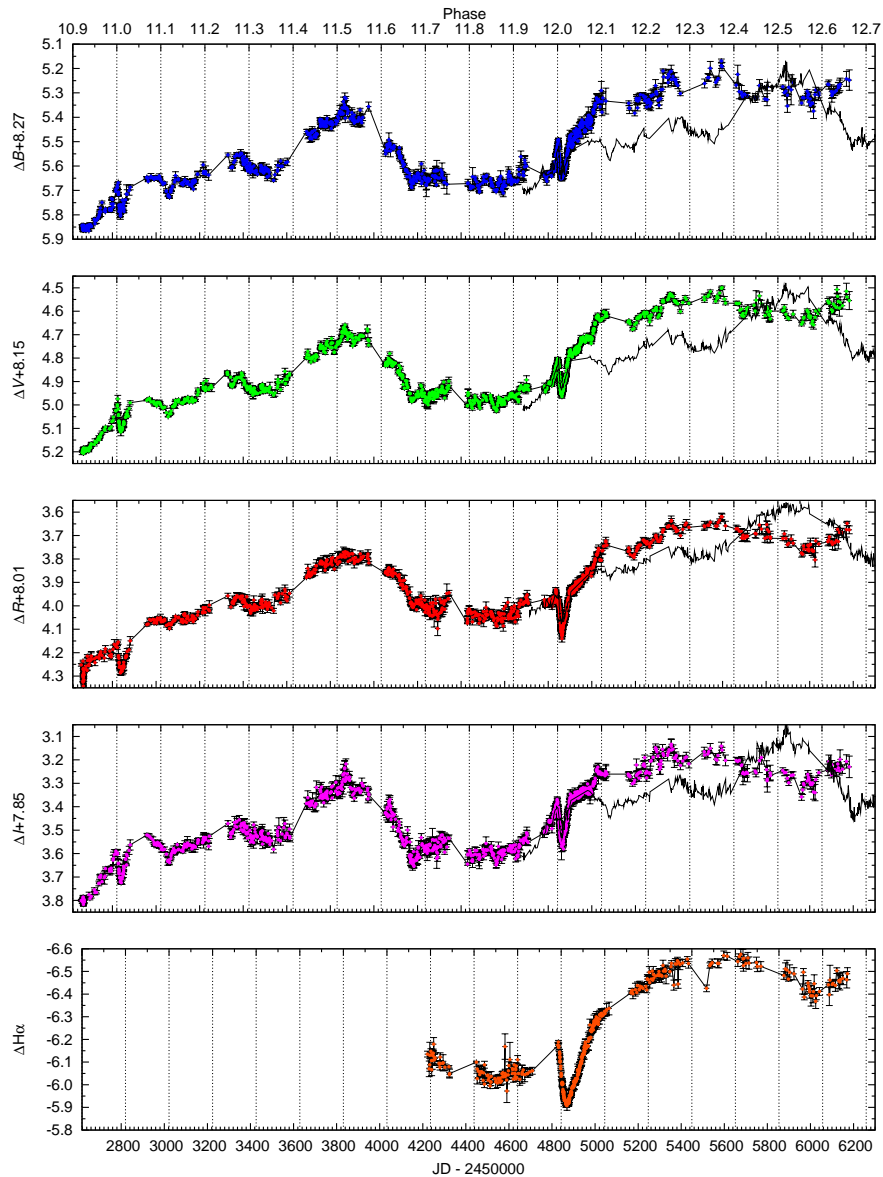


Figura 1. Curvas de luz *BVRI* y $H\alpha$ de η Car obtenidas entre 2003 y 2012, las cuales se encuentran separadas por las brechas de no visibilidad del objeto. En el eje horizontal superior se representa la fase orbital de acuerdo a la efemérides dada por Fernández-Lajús et al. (2010).

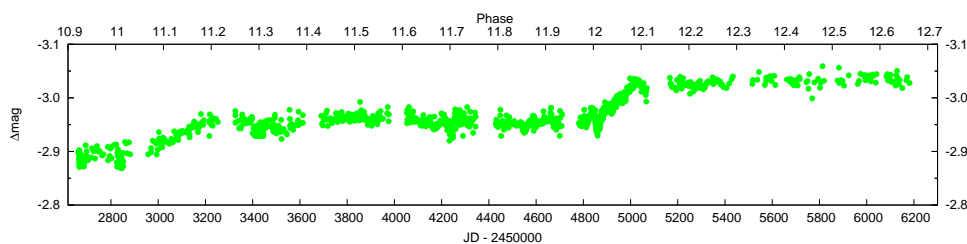


Figura 2. Abrillantamiento de la región central (banda V) de η Car después de los eventos.

2. Análisis y resultados

La Figura 1 muestra las variaciones de luz B , V , R , I y $H\alpha$ de η Car observadas desde La Plata desde el comienzo de nuestra campaña en 2003. En un nuevo ensayo de la fotometría se ha medido la magnitud del objeto pero considerando un radio de apertura mucho más pequeño ($3''$), el cual abarca sólo la región central. Una vez determinada la magnitud diferencial contra HDE303308 con la misma apertura, se procedió a hacer la diferencia entre la fotometría diferencial con apertura grande ($12''$) que abarca todo el Homunculus, y la fotometría diferencial de la región central. La diferencia debe hacerse entre fotometrías diferenciales para minimizar los efectos de diferencias de seeing, foco, etc. que existe entre todas las imágenes. Como resultado se obtuvo el gráfico representado en la Fig. 2. A modo de ejemplo sólo se presenta la banda V .

En los gráficos se puede apreciar que desde finales de la temporada 2009, luego del evento “tipo-eclipse”, η Car presenta una pequeña fluctuación de brillo de gran escala temporal, alcanzando a comienzos de 2011 el máximo postperiaastro ($V \sim 4,45$) y recuperando este valor a fines de la temporada 2012 luego de una leve atenuación. Este valor es un nuevo récord histórico desde el siglo XIX (ver Fig. 3). Las fluctuaciones fotométricas de menor escala en amplitud ($< 0,1$ mag) y duración (del orden de días o semanas) presentes en las curvas de luz corresponden a las denominadas *microvariaciones*, que caracterizan a las estrellas supergigantes LBVs. Este comportamiento general de las curvas de luz ha sido similar para todos los filtros. Las curvas negras continuas en la Fig. 1, son una repetición del ciclo previo agregadas con fines comparativos.

De la Fig. 2 se aprecia que justo después de los dos últimos “eventos” asociados a pasajes por el periaastro del sistema (fase 11.0 y 12.0) suceden dos marcados aumentos relativos de brillo (región central - Homunculus) con una duración de 0.1-0.2 de fase orbital y una amplitud $\Delta V \sim 0,075$ mag. El mismo fenómeno está presente en todas las bandas observadas. Se aprecia además una correlación entre esta diferencia relativa de brillo y las curvas de luz durante los eventos “tipo-eclipse”. Fuera de estas fases, el Homunculus simplemente refleja el comportamiento de la región central. Este fenómeno podría estar asociado a una atenuación de la extinción por destrucción o disipación del polvo tanto por un aumento en la emisión de la fuente central como por una disminución en la condensación de polvo causada por una atenuación en los vientos de la primaria.

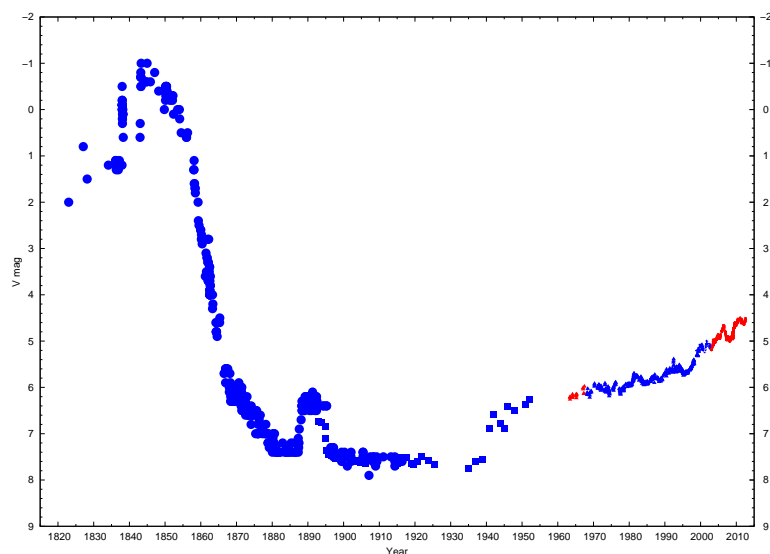


Figura 3. Curva de luz visual de η Car en el período 1820-2012. Esta curva contiene observaciones visuales, fotográficas, fotoeléctricas y CCD, recopiladas de la literatura por Fernández Lajús et al. (2009a), junto con los datos CCD publicados por Fernández Lajús et al. (2009ab, 2010) y el presente trabajo. Nuevos datos CCD obtenidos entre 2000 y 2003 por el RXTE Star Tracker han sido incorporados a la curva (C. Markwardt & M. Corcoran 2009, comun. priv.). Los puntos rojos son observaciones realizadas desde La Plata (Feinstein 1967 y Fig. 1-V de este trabajo).

Agradecimientos. Agradecemos a las autoridades de la FCAG-UNLP por permitirnos mantener en funcionamiento al Telescopio “V.S.Niemela” y al personal técnico del Observatorio por sus aportes al mantenimiento del mismo.

Referencias

- Feinstein A. 1967, *Observatory* 87, 287.
- Feinstein A. & Marraco H.G. 1974, *A&A*, 30, 271.
- Fernández-Lajús, E.; Fariña, C.; Torres, A. F.; Schwartz, M. A.; Salerno, N.; Calderón, J. P.; von Essen, C.; Calcaferro, L. M.; Giudici, F.; Llinares, C.; Niemela, V. 2009a, *A&A*, 493, 1093.
- Fernández-Lajús, E.; Fariña, C.; Schwartz, M. A.; Giudici, F.; Salerno, N.; Scalia, M. C.; Peri, C.; von Essen, C.; Calderón, J. P. 2009b, *IBVS*, 5915, 1.
- Fernández-Lajús, E.; Fariña, C.; Calderón, J. P.; Salerno, N.; Torres, A. F.; Schwartz, M. A.; von Essen, C.; Giudici, F.; Bareilles, F. A. 2010, *NewA*, 15, 108.

PRESENTACIÓN MURAL

Actividad estelar en estrellas con planetas a partir de espectros de CASLEO

Matías Flores¹, Andrea Buccino^{2,3}, C. Saffe¹, F. González¹ & P. Mauas³

(1) *Instituto de Ciencias Astronómicas, de la Tierra y del Espacio (ICATE)*

(2) *Depto. de Física. FCEyN. Universidad de Buenos Aires (UBA)*

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

Abstract. We analyze the long-term activity of seven stars which host near Jupiter-like planets ($0.40M_J < M_p < 11M_J$ and $a < 1$ UA). To do so, we computed the Mount Wilson index S from a set of high-resolution spectra obtained with the spectrograph REOSC of the telescope 2.15 m at CASLEO. We study the long-term chromospheric activity of these stars and its dependence with several orbital parameters of the planet. We also compare these levels of activity with the Mount Wilson indexes of stars of similar spectral class and type without planets.

Resumen. Analizamos la actividad a largo plazo de un conjunto de 7 estrellas con planetas tipo Júpiter cercanos ($0,40M_J < M_p < 11M_J$ y $a < 1$ UA) a partir del índice de Mount Wilson (S). Para ello, se tomaron una serie de espectros de alta resolución entre los años 2002 y 2010 con el espectrógrafo REOSC del telescopio 2.15 m del CASLEO. Estudiamos los niveles de actividad de estas estrellas con los correspondientes a estrellas de igual tipo, clase espectral y luminosidad que no tengan planetas.

1. Introducción

En la actualidad se conocen más de 600 planetas extrasolares. El 20% de los conocidos son de tipo Júpiter caliente, es decir tienen un período orbital menor a 7 días, un semi-eje mayor menor a 0.1 UA y una masa mínima mayor a 0.2 veces la masa de Júpiter, y orbitan alrededor de estrellas de tipo solar (Schneider 2012). Trabajos recientes (Shkolnik et al. 2003; 2008, Walker et al. 2008; Donati et al. 2008) mostraron que la actividad de una estrella puede estar influenciada por la interacción con un planeta de este tipo. A partir de observaciones en el visible de las líneas espectrales H y K del CaII, Shkolnik et al. (2003, 2008) encontraron que en los sistemas HD 179949 (F8V) y Upsilon And (F7V) la variabilidad en el flujo de la línea K está sincronizada, durante ciertas épocas, con la órbita del planeta gigante que albergan. Por otro lado, en un conjunto de doce estrellas, encontraron que el valor medio de esta variación correlaciona con el momento magnético del planeta. De esta manera, pareciera evidenciarse una interacción magnética estrella-planeta a través de la magnetósfera del planeta.

Más recientemente, Canto Martins et al. (2011) no encuentran diferencia entre la actividad cromosférica para una muestra de estrellas con y sin exoplanetas. Los autores analizaron un conjunto de 74 estrellas FGK con exoplanetas y 26 estrellas FGK sin exoplanetas. Contrariamente, Krejcová & Budaj (2012) encontraron que el nivel de actividad puede ser afectado, para el caso de exoplanetas muy cercanos (semieje $a < 0.15$ AU). Aquellas estrellas con compañeros cercanos más masivos serían las más activas, medidas mediante las líneas H y K del CaII. Diferente a estudios previos, estos autores no comparan muestras de estrellas con y sin exoplanetas, sino directamente la relación entre la actividad cromosférica actual y la posible relación con las propiedades de los planetas cercanos. Los estudios de actividad estelar en rayos X presentan un contraste similar en los resultados. Kashyap et al. (2008) encuentran una mayor actividad en rayos X para estrellas con exoplanetas gigantes cercanos, mientras que Poppenhaeger et al. (2010) no encuentran relación entre la luminosidad en rayos X y la presencia de planetas. Vemos entonces que la actividad estelar y su posible relación con los exoplanetas es un problema actual, sobre el cual no hay un acuerdo completo en la literatura.

Por otra parte, si bien muchos de estos programas de observación poseen una muy buena estadística, no cuentan con un seguimiento temporal extenso. De esta manera, nuestro aporte consiste en monitorear la actividad a corto y largo plazo de estas estrellas, utilizando las observaciones efectuadas con el espectrógrafo REOSC del telescopio 2.15 m de ¹CASLEO.

2. Objetos de estudio

En marzo de 1999 iniciamos observaciones sistemáticas de un conjunto de estrellas tardías, utilizando el espectrógrafo REOSC, ubicado en el telescopio de 2.15 m del Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO, San Juan). Estos estudios fueron realizados con una frecuencia creciente, actualmente es de cuatro veces al año. En la actualidad contamos con 1500 espectros de resolución media ($R \approx 13000$) calibrados en flujo (Cincunegui & Mauas 2004) de unas 150 estrellas de tipos espectrales entre F y M, la mayoría observada en varias oportunidades a lo largo de 10 años. De esta muestra, 7 estrellas albergan planetas de tipo Júpiter. En la Tabla 1 mostramos las principales características de estas estrellas y sus planetas.

3. Resultados

Se calculó el índice medio de Mount Wilson ($\langle S \rangle$) para cada una de las estrellas con planetas. En la Figura 1, se grafican los mismos en función del semieje mayor (a), donde se aprecia que para dos planetas con aproximadamente el mismo valor de semieje, $\langle S \rangle$ es mayor para aquella estrella que alberga al planeta más masivo. También, se observa una disminución de la actividad media con el valor de a , a excepción de HD 17051 que muestra ser una estrella cuya actividad excede la media.

¹CASLEO-CONICET-Complejo Astronómico el Leoncito (UNLP-UNC-UNSJ)

Estrella	T [K]	TE	Planeta	Masa [M_J]	A [AU]	e	Per. [días]
HD 108147	6067	F8V	HD 108147b	0.26	0.10	0.53	10.89
HD 75289	6120	G0V	HD 75289b	0.42	0.04	0.024	3.5
HD 17051	5997	F8V	HD 17051b	2.26	0.92	0.16	320.1
HD 213240	5975	G0V	HD 213240b	4.5	2.03	0.45	951
HD 120136	6309	F6	HD 120136b	5.95	0.04	0.02	3.31
HD 117176	5432	G4V	HD 117176b	6.6	4.48	0.43	116.67
HD 114762	5934	F8V	HD 114762b	10.98	0.35	0.33	83.91

Tabla 1. Características de los objetos de la muestra.

Además, se calculó $\langle S \rangle$ para un conjunto de 14 estrellas sin planetas que poseen tipos espectrales y (B-V) similares a los de las estrellas con planetas de la Tabla 1. Incluimos algunas estrellas de tipo ByDra y RSCvn para comparar con estrellas muy activas. En la Figura 2 mostramos los resultados obtenidos, indicando en rojo las estrellas con planetas.

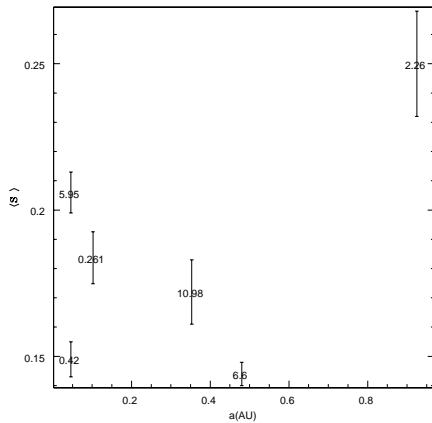


Figura 1. Nivel medio de actividad vs semieje mayor para las estrellas con planetas de la la Tabla 1 con $a < 1$ UA. Se indican las masas de los planetas.

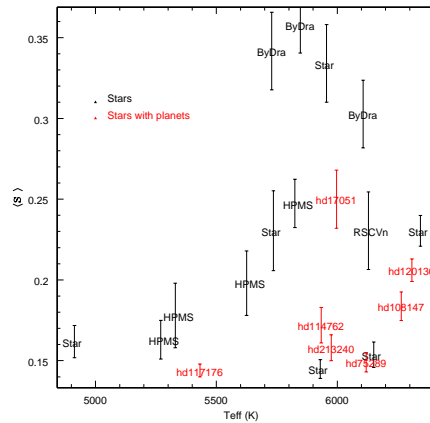


Figura 2. Nivel medio de actividad vs T_{eff} , para estrellas con y sin planetas. Indicamos en rojo las estrellas de la Tabla 1. Indicamos las estrellas activas de tipo RSCvn y ByDra, estrellas simples con la etiqueta Star y estrellas con gran movimiento propio (HPMS)

Se puede observar que algunas de las estrellas que tienen asociado un planeta, se concentran en una región de actividad intermedia entre estrellas con altos campos magnéticos como las RsCvn o By Dra y estrellas simples de similar clase y tipo espectral.

En la Figura 3 se muestra el índice S a lo largo de la última década para algunas de las estrellas de la Tabla 1 que fueron estudiadas durante este período. Se ve por un lado que HD 117176 presenta un nivel de actividad constante. HD 120136 presentaría una modulación de su actividad con un ciclo de aproximadamente 8

años. El caso más interesante se encuentra en HD 17051, donde se puede observar que a partir de una cierta época su nivel de actividad varía. Este hecho puede llegar a estar relacionado con la influencia del planeta, ya que se registró en otras estrellas, como la actividad está modulada por el período de la órbita del planeta sólo en algunas épocas.

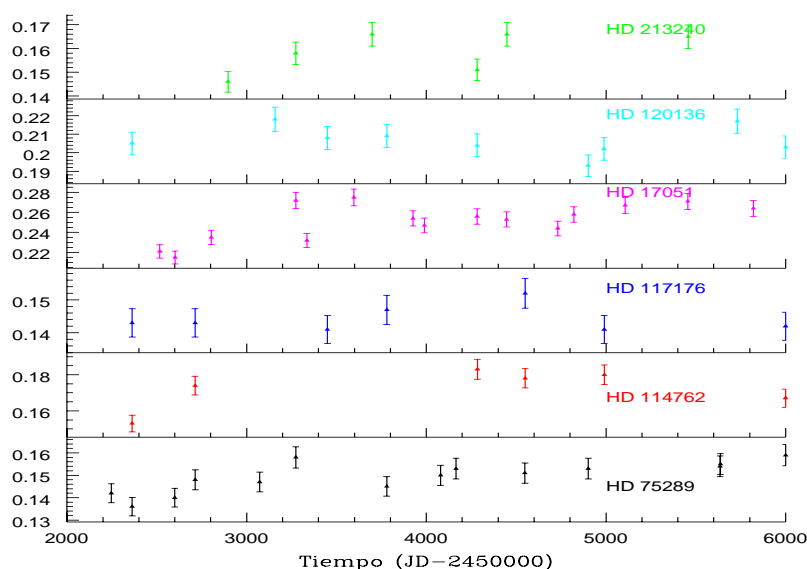


Figura 3. Índice de actividad S a largo plazo de algunas estrellas de la Tabla 1

Los resultados de la Figura 3 son preliminares y requieren complementarse con una mayor cantidad de datos extendidos en el tiempo para ser concluyentes. Actualmente se está desarrollando un programa de observación que forma parte de la tesis de doctorado del Lic. Matías Flores destinado a estudiar con exclusividad estrellas que albergan Júpiter calientes o planetas masivos en órbitas excéntricas.

Referencias

- Canto Martins, B. L., das Chagas, M. L., Alves, S., Leao, I. C., *A&A*, 530, A73, 2011
 Cincunegui, C. & Mauas, P. J., *A&A*, v.414, 699, 706, 2004
 Donati, J. F., Moutou, C., Fares, R., et al., *MNRAS*, 385, 1179, 2008
 Krejcová, T., Budaj, J., *A&A*, 540, A82, 2012
 Kashyap, V. L., Drake, J. J., Saar, S. H., *ApJ*, 687, 1339, 2008
 Poppenhaeger, K., Roßbrade, J., & Schmitt, J. H. M., *A&A*, 515, A98, 2010
 Schneider, J., <http://exoplanet.eu>, 2012
 Shkolnik, E., Walker, G. A., Bohlender, D. A., *ApJ*, 597, 1092, 2003
 Shkolnik, E., Bohlender, D. A., Walker, G., Collier Cameron, A., *ApJ*, 676, 628, 2008
 Walker, G. A. H., Croll, B., Matthews, J. M., et al., *A&A*, 482, 6912, 2008

PRESENTACIÓN MURAL

Imágenes coronográficas de estrellas de Tipo Solar asociadas a discos de “escombros”

L. García¹ & M. Gómez¹

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

Abstract. We present the results of coronagraphic images of 7 solar-type stars, which are associated with debris disks, based on infrared excesses detected in the spectral energy distributions. We found no evidence of the presence of disk in the near-infrared (1-2.5 μm), suggesting that the bulk of the mass consists of particles with radii $\geq 10 \mu\text{m}$. In addition, these images were used to search for planetary mass bodies at distances >20 AU of the central star. No such objects were confirmed. This result, in combination with similar searches conducted by other authors, may suggest that the frequency of substellar mass companions at large distances is relatively low.

Resumen. Se presentan los resultados de imágenes coronográficas de 7 estrellas de tipo solar, seleccionadas en base a excesos infrarrojos en las distribuciones espectrales de energía, atribuibles a discos de “escombros”. No se hallaron evidencias de la presencia de discos en el infrarrojo cercano (1-2.5 μm) lo que sugiere que la mayor parte de la masa de los discos se concentraría en partículas con radios $\geq 10 \mu\text{m}$. Además, las imágenes fueron empleadas para buscar candidatos a cuerpos planetarios a distancias >20 UA de la estrella central. La no detección de tales objetos, junto con resultados similares obtenidos por otros autores, indicarían que la frecuencia de tales compañeros de masas subestelares es relativamente baja.

1. Introducción

Los discos de “escombros” son discos compuestos por cuerpos similares a los que constituyen el Cinturón de Kuiper del Sistema Solar, los cuales colisionan entre sí repoblando de partículas de polvo el disco. Las imágenes son una herramienta excelente para estudiar este tipo de disco ya que no sólo permiten confirmar su presencia sino porque complementan otro tipo de estudios como el modelado de las distribuciones espectrales de energía. En este trabajo se presentan imágenes coronográficas de alta resolución de 7 estrellas de tipo solar asociadas a discos de “escombros”.

2. Observaciones

Las imágenes se obtuvieron con el instrumento NICI (*Near-Infrared Coronagraphic Imager*) de Gemini Sur durante 2010. Se utilizó una máscara coronográfica de $0.32''$ junto con la técnica ADI (*Angular Differential Imaging*). Las observaciones fueron realizadas en las bandas H ($\lambda_{\text{central}} = 1.65 \mu\text{m}$, $\Delta\lambda = 0.3 \mu\text{m}$) y Ks ($\lambda_{\text{central}} = 2.15 \mu\text{m}$, $\Delta\lambda = 0.3 \mu\text{m}$). Los sistemas observados se listan en la Tabla 1. A modo de ejemplo, se presentan en la Figura 1 las imágenes finales para la estrella HD 187897.

Tabla 1. Distancias, magnitud visual y tipos espectrales de los sistemas observados junto con los tiempos de exposición (t_{exp}) y distancias mínimas (R_{min}) y máximas (R_{max}) a la estrella central exploradas en cada imagen

	d^1 [pc]	V^1	TE ²	t_{exp} [min]	$R_{\text{min}}-R_{\text{max}}$ [UA]
HD 10647	17.3	5.5	F9V	20	26–104
HD 20320	33.6	4.8	A9V	24	44–200
HD 82943	27.5	6.5	F9V	17	20–160
HD 117176	18.0	4.9	G4V	17	23–110
HD 187897	35.0	7.1	G5	32	24–200
HD 201219	38.1	8.0	G5	35	40–230
HD 207129	15.9	5.6	G0V	19	19–95

¹Adoptados del catálogo *Hipparcos* ²Tipos espectrales de Gray et al. (2006) excepto: HD 117176 (Shenavrin et al. 2011), HD 187897 y HD 201219 (White et al. 2007)

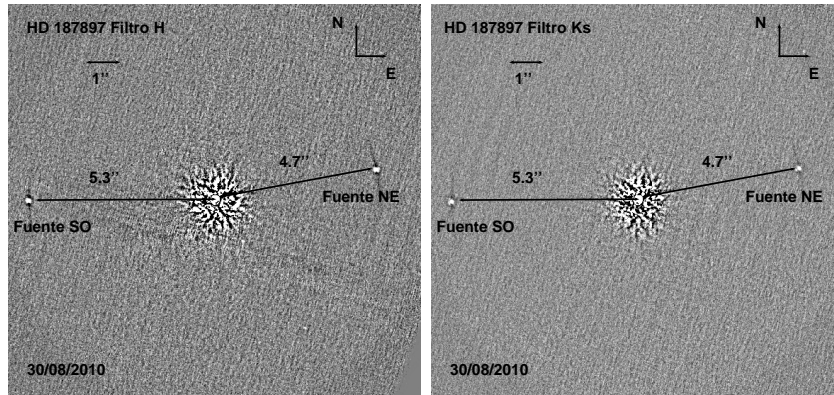


Figura 1. Imágenes finales para HD 187897 en las bandas H y Ks (izquierda y derecha, respectivamente). En el centro se encuentra la estrella oculta por la máscara coronográfica junto con efectos residuales que no pudieron ser removidos en el proceso de reducción. Se han indicado las posiciones de dos fuentes puntuales denominadas “Fuente SO” y “Fuente NE”.

3. Análisis de las imágenes: Presencia de disco y fuentes puntuales

Las imágenes finales resultantes para los 7 sistemas fueron inspeccionadas para identificar la presencia de discos. No se detectaron evidencias de disco en ninguno

de los 7 sistemas observados dentro de las distancias a la estrella central $R_{\min} - R_{\max}$ listadas en la Tabla 1.

De acuerdo a Wolf & Hillenbrand (2003) la radiación estelar que es absorbida y luego re-emitida ($L_{\lambda;g}^{\text{abs}}$) y la radiación estelar que es dispersada ($L_{\lambda;g}^{\text{sca}}$) por un grano de polvo esférico de radio a ubicado a una distancia d de la estrella central con una temperatura T_g en una λ dada, pueden expresarse como:

$$L_{\lambda;g}^{\text{abs}} = 4\pi a^2 Q_{\lambda}^{\text{abs}} \pi B_{\lambda}(T_g), \quad L_{\lambda;g}^{\text{sca}} = L_{\lambda;s} A Q_{\lambda}^{\text{sca}} \left(\frac{a}{2d}\right)^2 \quad (1)$$

donde $B_{\lambda}(T_g)$ es la función de Planck, $L_{\lambda;s}$ es la luminosidad estelar, A es el albedo del polvo y Q_{λ}^{abs} , Q_{λ}^{sca} son los coeficientes de eficiencias de absorción y dispersión para el grano de polvo. En la Figura 2 se muestran Q_{λ}^{abs} y $AQ_{\lambda}^{\text{sca}}$ en función de λ para partículas compuestas de silicatos astronómicos (Draine & Lee 1984) con $a=1, 10$ y $100 \mu\text{m}$.

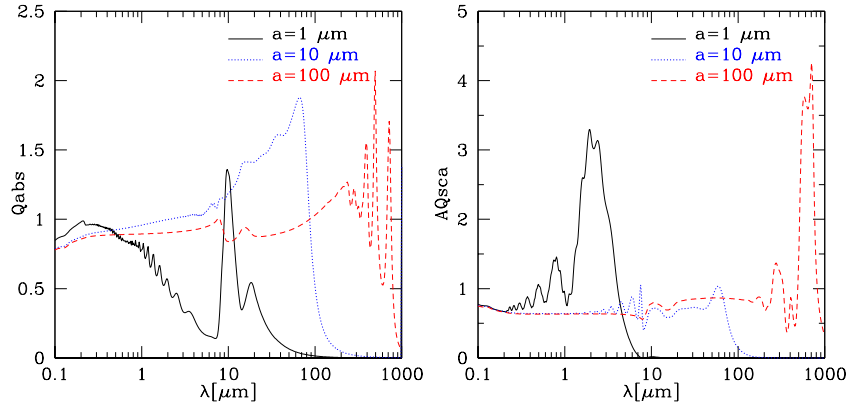


Figura 2. Dependencia de las eficiencias de absorción (Q_{λ}^{abs} , gráfico de la izquierda) y dispersión por el albedo ($AQ_{\lambda}^{\text{sca}}$, gráfico de la derecha) con λ para granos de polvo compuestos de silicatos astronómicos para tres tamaños diferentes: $a=1, 10$ y $100 \mu\text{m}$.

Los gráficos de la Figura 2 muestran que cuanto más pequeña es la partícula de polvo menos eficiente resulta para dispersar, absorber y re-emitir la radiación estelar hacia λ creciente. Teniendo en cuenta esta observación, junto con las expresiones 1 se deduce que la mayor contribución a la emisión en las bandas H y Ks proviene del polvo con tamaños del orden de pocos micrones. La falta de detección de discos en las imágenes en H y Ks sugiere que la mayor parte de la masa de polvo de los discos observados estaría concentrada en partículas con $a \geq 10 \mu\text{m}$.

Las imágenes de HD 187897 y HD 201219 de 2010 mostraron la presencia de fuentes puntuales que podrían estar ligadas gravitacionalmente a las estrellas. En el caso de HD 187897 se detectaron al menos dos fuentes, la primera a $5.3''$

(185 UA) de la estrella hacia el Suroeste (“Fuente SO” en la Figura 1) y la segunda hacia al Noroeste a 4.7” (164 UA; “Fuente NE” en la Figura 1) de la estrella, ambas con relaciones S/N~100. Para HD 201219 se detectó una fuente hacia el Suroeste a 6.5” (240 UA) de la estrella con una relación S/N~100. Estimaciones preliminares indicaban un límite superior a las masas de estas fuentes de $\leq 90 M_{\text{Júpiter}}$, si estuvieran ligadas a la estrella central.

Para confirmar si las fuentes estaban ligadas a sus correspondientes estrellas se solicitaron nuevas imágenes en 2012 que permitieran la medición de movimientos propios. Dada la escala de 18 mas/pixel de NICI y los movimientos propios de HD 187897 ($\mu_{\alpha}\cos(\delta)=132.8\pm 0.7$ mas/año, $\mu_{\delta}=66.8\pm 0.8$ mas/año) y HD 201219 ($\mu_{\alpha}\cos(\delta)=191.6\pm 1.3$ mas/año, $\mu_{\delta}=-11.24\pm 0.9$ mas/año) un intervalo de tiempo de 2 años entre las imágenes de primera y segunda época es suficiente para medir sus valores. De acuerdo al análisis de los movimientos propios ninguna de las fuentes detectadas se encuentra ligada a su respectiva estrella, tratándose en todos los casos de objetos de fondo.

4. Discusión y conclusiones

Desde el año 2008, Liu et al. (2010) están llevando adelante un relevamiento en 300 estrellas cercanas ($d\leq 70$ pc; con edades $\leq 4\times 10^8$ años y tipos espectrales entre A–M), para detectar la presencia de planetas en las regiones externas, esto es semiejes ≥ 5 UA mediante el instrumento NICI. Hasta la fecha se han reportado las detecciones de dos sistemas binarios (Biller et al. 2010; Wahhaj et al. 2011) y un sistema múltiple donde uno de los objetos identificados podría ser un planeta (Nielsen et al. 2012). No se ha reportado la detección de disco en ninguno de los sistemas que han sido observados. Las imágenes analizadas en este trabajo tampoco mostraron evidencias de la presencia de disco ni de compañeros de masas subestelares asociados a las estrellas observadas. Si bien la muestra observada es pequeña los resultados obtenidos concuerdan con relevamientos estadísticamente más significativos, en que compañeros de masas subestelares con semiejes ≥ 20 UA serían poco frecuentes en estrellas de tipo solar. Por otra parte, la falta de evidencia de la presencia de los discos en el infrarrojo cercano podría indicar que la mayor parte de la masa de los mismos se encuentra en partículas de polvo con $a\geq 10\ \mu\text{m}$.

Referencias

- Biller B. A., et al., 2010, ApJ, 720, L82
 Draine B. T., Lee H. M., 1984, ApJ, 285, 89
 Gray R. O., et al., 2006, AJ, 132, 161
 Liu M. C., et al., 2010, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series Vol. 7736, The Gemini NICI Planet-Finding Campaign
 Nielsen E. L., et al., 2012, ApJ, 750, 53
 Shenavrin V. I., Taranova O. G., Nadzhip A. E., 2011, Astronomy Reports, 55, 31
 Wahhaj Z., et al., 2011, ApJ, 729, 139
 White R. J., Gabor J. M., Hillenbrand L. A., 2007, AJ, 133, 2524
 Wolf S., Hillenbrand L. A., 2003, ApJ, 596, 603

PRESENTACIÓN MURAL

Polarimetría de estrellas con discos de “escombros”

L. García¹ & M. Gómez¹

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

Abstract. We present optical polarimetric measurements of a set of ~ 100 solar-type stars with and without debris disks. The selection of these objects were based on the presence of excesses in the spectral energy distributions. This sample is complemented with a group of stars from the northern hemisphere with similar characteristics. A statistical comparison of the stars with and without disk shows no significant differences in the observed polarizations. However, we identified a subset of objects ($<10\%$ of the whole sample) with polarizations above the median that not follow the Law of Serkowski. These polarizations might be due to the presence of disks.

Resumen. En este trabajo se presentan mediciones polarimétricas en el óptico de ~ 100 estrellas de tipo solar con y sin discos de “escombros”, seleccionadas en base a sus excesos infrarrojos en las correspondientes distribuciones espectrales de energía. Esta muestra es complementada con un conjunto de estrellas del hemisferio norte de características similares. La comparación estadística de estrellas con y sin disco de la muestra combinada no evidencia diferencias significativas en las polarizaciones medidas de ambas. Sin embargo, se identificó un conjunto de objetos ($<10\%$ de la muestra completa) con polarizaciones por encima de la media y que además no siguen la Ley de Serkowski. Estas polarizaciones podrían deberse a la presencia de discos.

1. Introducción

Los discos de “escombros” son discos asociados a estrellas maduras de secuencia principal. Se encuentran poblados por polvo y cuerpos de diversos tamaños, similares a los que componen el Cinturón de Kuiper. Estos discos han sido detectados por los excesos en emisión que el polvo produce en el infrarrojo y, en particular, en las distribuciones espectrales de energía. El polvo además, también es capaz de polarizar la radiación de la estrella. En este trabajo se presentan parte de los resultados del análisis de observaciones polarimétricas en el óptico de estrellas de tipo solar con y sin discos de “escombros”. Las observaciones se realizaron con los instrumentos FOTOR (FOTopolarímetro de TORino) y CASPROF (CASLEO-PROFOEG) instalados en telescopio Jorge Sahade del Complejo Astronómico el Leoncito (CASLEO).

2. Observaciones y combinación de las mediciones de FOTOR y CASPROF

El programa de observaciones fue iniciado con FOTOR y luego debió continuarse con CASPROF, por lo que se tienen observaciones de ambos instrumentos. La observación para cada sistema se compone de 4 a 8 integraciones con tiempos entre 60 – 120 seg. cada una, dependiendo de las condiciones del cielo al momento de la observación. Cada estrella se observó 2 veces por noche. De esta manera se obtuvieron mediciones de la polarización de ~ 100 objetos en los filtros B, V, R e I, 60 de ellos observados con FOTOR y 50 con CASPROF.

Con el objetivo de combinar los datos de CASPROF y FOTOR se compararon los valores de polarización de 28 estrellas observadas con ambos instrumentos, 19 son estrellas de programa, 9 son estándares polarimétricas. La relación entre los valores medidos por ambos instrumentos es, en buena aproximación, lineal en los cuatro filtros B, V, R e I como se ejemplifica para los casos de los filtros V y R presentados en la Figura 1. Se realizó el ajuste de una recta para cada uno de los filtros: $FOTOR = A \times CASPROF + B$ donde FOTOR y CASPROF representan los valores medidos con FOTOR y CASPROF, respectivamente para un dado filtro. Los valores de pendientes (A) y ordenadas al origen (B) resultantes se dan en la Tabla 1. De esta manera se obtuvieron 4 relaciones sencillas para transformar las mediciones de FOTOR a valores que hubieran sido medidos con CASPROF.

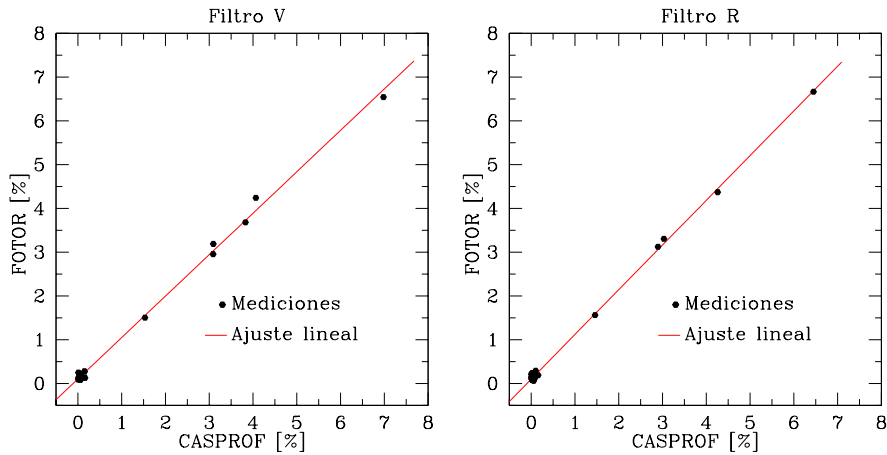


Figura 1. Mediciones polarimétricas de FOTOR versus mediciones polarimétricas de CASPROF para 28 estrellas observadas con ambos instrumentos correspondiente a los filtros V (izquierda) y R (derecha). La recta representa un ajuste lineal a las mediciones graficadas.

3. Polarización de sistemas con y sin disco

La combinación de las observaciones de CASPROF y FOTOR permitió construir una muestra de 89 sistemas del hemisferio sur con polarizaciones medidas en B,

Tabla 1. Pendientes (A) y ordenadas al origen (B) para los ajustes lineales realizados en la comparación de las mediciones de FOTOR y CASPROF.

	Filtro			
	B	V	R	I
A	1.009±0.007	0.946±0.009	1.021±0.007	0.980±0.009
B	0.098±0.012	0.100±0.010	0.100±0.010	0.130±0.010

V, R e I. Esta muestra se combinó con una de 109 estrellas del hemisferio norte de similares características observadas por Simon (2010), de la que se excluyeron 41 objetos ya que no se dispone de evidencia que descarte o avale la presencia de disco en ellos. Como resultado se armaron dos muestras: una con 102 sistemas sin disco y otra de 55 sistemas con disco y luego se compararon las polarizaciones medidas de ambas. En la Figura 2 se presentan las distribuciones resultantes de polarización. El histograma vacío corresponde a los objetos con disco y el histograma relleno a los sistemas sin disco. La aplicación del test Kolmogorov-Smirnov (Press et al. 1992) indica que hay una probabilidad de 0.5 de que ambas distribuciones representen a una misma población. Las medianas resultaron de 0.043 % y 0.036 % para las muestras con y sin disco, respectivamente. No se encuentra una diferencia clara en las polarizaciones de ambos grupos. Esto puede deberse, en parte, a que junto con la fracción de radiación polarizada en el disco se observa una fracción mayor de radiación no polarizada proveniente de la estrella.

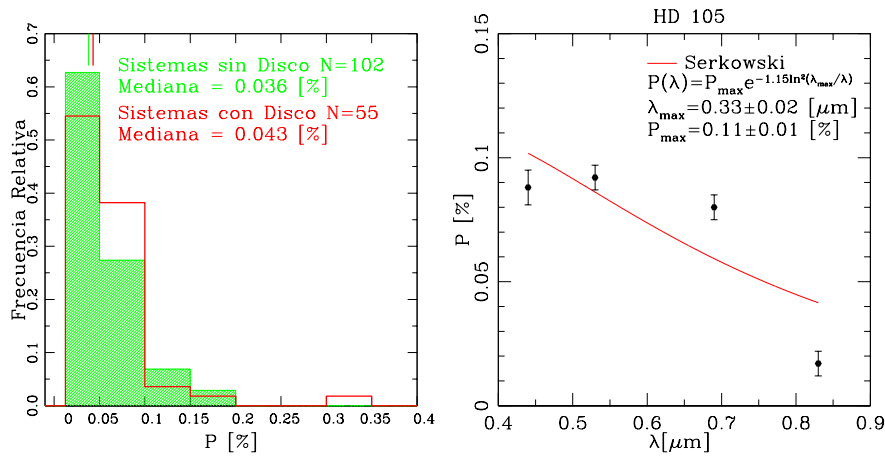


Figura 2. *Izquierda:* Distribuciones de polarizaciones medidas para la muestra combinada de estrellas del hemisferio norte y sur. El histograma vacío corresponde a las estrellas con disco y el histograma rayado a las estrellas sin disco. Las líneas verticales en la parte superior indican los valores de las medianas de cada distribución. *Derecha:* Ejemplo de ajuste de la Ley de Serkowski para la estrella HD 105 donde $K=1.15$ y las variables ajustadas son λ_{\max} y P_{\max} .

Sin embargo, la comparación estadística permitió identificar un conjunto de sistemas con disco ($<10\%$ de la muestra completa) cuyas polarizaciones observadas (P_{obs}) son tal que $P_{\text{obs}} \geq \bar{P} + 3\sigma$ donde \bar{P} es la media de la muestra con

Tabla 2. Listado de sistemas con polarizaciones observadas 3σ por encima de la media de la muestra de sistemas con excesos infrarrojos

Sistema	B	V	R	I
HD 105	0.088 ± 0.007	0.092 ± 0.005	0.080 ± 0.005	0.017 ± 0.005
HD 10008	0.066 ± 0.007	0.043 ± 0.003	0.052 ± 0.002	0.048 ± 0.003
HD 22049	0.048 ± 0.009	0.054 ± 0.004	0.053 ± 0.005	0.049 ± 0.008
HD 31392	0.114 ± 0.006	0.023 ± 0.003	0.186 ± 0.003	(Sin datos)
HD 92945	0.090 ± 0.007	0.083 ± 0.004	0.087 ± 0.003	0.076 ± 0.004
HD 105912	0.056 ± 0.091	0.186 ± 0.055	0.274 ± 0.043	0.414 ± 0.032
HD 109085	0.027 ± 0.009	0.028 ± 0.009	0.057 ± 0.003	0.035 ± 0.005
HD 141943	0.108 ± 0.050	0.050 ± 0.021	0.060 ± 0.004	0.053 ± 0.006
HD 191089	0.101 ± 0.007	0.067 ± 0.003	0.066 ± 0.004	0.084 ± 0.004
HD 197481	0.049 ± 0.018	0.027 ± 0.005	0.049 ± 0.002	0.067 ± 0.002
HD 217792	0.107 ± 0.004	0.025 ± 0.004	0.018 ± 0.003	0.010 ± 0.003

disco. Los objetos seleccionados se listan en la Tabla 2. Los ajustes a la Ley de Serkowski (Serkowski et al. 1975) indican que no es una buena aproximación a las polarizaciones observadas en los sistemas de la Tabla 2, tal como sucede con el caso de HD 105 presentado en la Figura 2, lo que sugiere que las polarizaciones medidas no son originadas en el medio interestelar reforzando la idea de un origen intrínseco. Debido a los tiempos de vida ($\sim 10^3$ años) de ese tipo de polvo, mucho menores que las edades de los sistemas ($\sim 10^8$ – 10^9 años), se ha sugerido que debieron ser originadas, por ejemplo, en colisiones recientes entre planetesimales en el disco (ver el caso de HD 69830, Beichman et al. 2005).

4. Resumen y conclusiones

Se obtuvieron los valores de polarización en el óptico de una muestra de ~ 100 estrellas de tipo solar con y sin discos de “escombros” del hemisferio sur la cual se combinó con una muestra similar de estrellas del hemisferio norte y se compararon las polarizaciones de los grupos de estrellas con y sin disco resultantes. La comparación no mostró diferencias estadísticamente significativas en las polarizaciones observadas de las estrellas con y sin disco pero, permitió identificar un conjunto de estrellas con polarizaciones por encima de la media de la muestra con disco, las cuales podrían deberse a la presencia de polvo en los discos con tamaños de $\sim 1 \mu\text{m}$. Estos sistemas resultan candidatos interesantes para ser estudiados con más detalle, por ejemplo, a través de imágenes coronográficas de alta resolución.

Referencias

- Beichman C. A., et al., 2005, ApJ, 626, 1061
 Press W. H., et al., 1992, Numerical recipes in FORTRAN. The art of scientific computing, pp. 617. Cambridge: University Press, |c1992, 2nd ed.
 Serkowski K., Mathewson D. S., Ford V. L., 1975, ApJ, 196, 261
 Simon A., 2010, in Relevé polarimétrique détoiles candidates pour des disques de débris
 Ponencia presentada en la Facultad de Estudios de Posgrado para la obtención de la Maestría en Ciencia Físicas, Universidad de Montréal

PRESENTACIÓN MURAL

Espectrofotometría en NGC 3255 y Hogg 17

E. E. Giorgi^{1,2}, G. R. Solivella^{1,2}, R. A. Vázquez^{1,2} & L. Rizzo²

(1) *Instituto de Astrofísica La Plata-CONICET*

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

Abstract. We present a spectrophotometric study of the open clusters NGC 3255 and Hogg 17, located in Carina and Centaurus respectively, based on new CCD *UBVI* photometry and spectral classification carried out in brightest stars in their fields.

Resumen. Se presenta un estudio espectrofotométrico de los cúmulos abiertos NGC 3255 y Hogg 17 ubicados en las constelaciones de Carina y Centaurus respectivamente, basado en nueva fotometría CCD *UBVI* y la clasificación espectral de algunas de las estrellas más brillantes presentes en sus campos.

1. Introducción

Los cúmulos abiertos NGC 3255 ($l = 286.1^\circ$, $b = -2.6^\circ$) y Hogg 17 ($l = 314.9^\circ$, $b = -0.9^\circ$) están ubicados en las constelaciones de Carina y Centaurus respectivamente. En la literatura se reporta que ambos están a aproximadamente 1400 pc del Sol y son, por lo tanto, dos miembros del brazo de Carina cercano. La distancia a la que se encuentra Hogg 17 fue calculada en base a fotometría fotográfica por Lindoff (1966), mientras que en el caso de NGC 3255 Moffat & Vogt (1975) observaron con fotometría fotoeléctrica 8 estrellas de esta región y publicaron un valor tentativo de la distancia a la que se encontraría este cúmulo. Nuestro estudio utilizando fotometría CCD *UBVI* y clasificación espectral de algunas de las estrellas más brillantes de la región observada confirma a Hogg 17 como miembro del brazo de Carina cercano, pero para NGC 3255 encontramos que su distancia es mayor al valor que obtuvieron Moffat & Vogt (1975) y se ubicaría en la tangente externa de ese brazo. La clasificación espectral resulta determinante en el análisis de los miembros de los cúmulos ya que permite resolver dudas respecto de la membresía de ciertas estrellas y conducir a una nueva estimación de sus parámetros fundamentales. Además la aplicación del método de la paralaje espectroscópica conduce a una mayor precisión en las distancias y a un mejor aprovechamiento de los mismos como trazadores de estructura espiral.

2. Observaciones

La fotometría de los cúmulos NGC 3255 y Hogg 17 fue realizada en marzo de 2012 en el CASLEO, utilizando el telescopio “Jorge Sahade” de 2.15 m equipado con

el CCD Roper 1300B. Se obtuvieron imágenes CCD *UBVI* del área del cúmulo, con tiempos de exposición de 600 s en *U*, 300 s en *B*, 300 s en *V* y 300 s en *I*. El procesamiento de las imágenes se realizó utilizando las rutinas incluidas en IRAF y la fotometría se obtuvo mediante el ajuste de la PSF incluido en DAOPHOT. Las observaciones se calibraron utilizando las observaciones realizadas a lo largo de la noche y a distintas masas de aire de varios campos estándares de Landolt (1992) (PG0918, PG1047, Rubin 149 y PG1323), que permitieron hacer una estimación de los coeficientes de extinción para la noche de observación. Los coeficientes de extinción obtenidos fueron: 0.532 ± 0.021 en *U*, 0.323 ± 0.012 en *B*, 0.166 ± 0.08 en *V* y 0.120 ± 0.013 en *I*.

También se obtuvieron espectros en dispersión simple para las estrellas más brillantes en varios turnos de observación entre 2009 y 2012 en el mismo telescopio, utilizando el REOSC en modo simple con la red de 600 l/mm. El análisis se completó con datos provenientes del 2MASS en los filtros *JHK* (Cutri et al. 2003).

3. Análisis

3.1. NGC 3255

Utilizando los datos *JHK* se realizó el análisis del perfil de densidad, donde se distingue claramente una concentración de estrellas dentro de un radio aproximado de $2'$, por lo que el cúmulo estaría completamente cubierto con nuestras observaciones CCD que cubren un campo de $5' \times 5'$.

En la Figura 1 se muestran los diagramas fotométricos *V* vs. *B - V* y *U - B* vs. *B - V* junto con la identificación de las estrellas con tipos espectrales determinados en base a nuestras observaciones espectroscópicas. Para la clasificación espectral en el sistema MK se utilizaron estrellas estándar observadas en CASLEO con la misma configuración, y el Atlas de clasificación espectral de R. O. Gray ¹. En el diagrama de dos colores *U - B* vs. *B - V*, se muestra la secuencia principal de edad cero (ZAMS) (Schmidt-Kaler 1982) en su posición normal y desplazada un valor $E(B - V) = 0.35 \pm 0.03$ que corresponde al exceso promedio del cúmulo, basado en las estrellas que pueden ser consideradas como posibles miembros y con solución única de enrojecimiento. De los diagramas color-magnitud se obtuvo un módulo de distancia aparente $V - M_V = 14.6 \pm 0.1$ (error estimado visualmente), de donde se obtiene que el cúmulo se ubica a aproximadamente 5000 ± 200 pc del Sol. En estos diagramas es posible observar también un grupo de estrellas más cercanas que no pertenecerían al cúmulo, entre las que se encuentran las estrellas 1 (F6V) y la 3 (G5V) que estarían ubicadas a una distancia de alrededor de los 300 ± 100 pc. Las estrellas 4 (A5V) y 108 (B8Vp), que se encuentran a una distancia estimada de 500 pc, muestran excesos $E(B - V)$ y $E(U - B)$ mayores que el resto de las estrellas analizadas. Del análisis se desprende que estas estrellas no estarían asociadas a NGC 3255 que según nuestro análisis fotométrico y espectroscópico se encuentra a alrededor de 5000 pc de distancia.

¹<http://ned.ipac.caltech.edu/level5/Gray/Gray1.html>

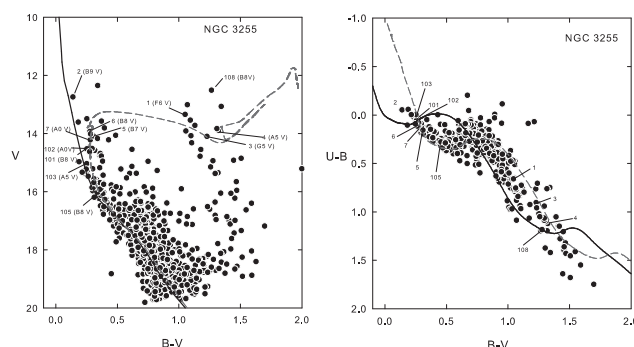


Figura 1. Panel izquierdo: diagrama V vs. $B - V$ del cúmulo NGC 3255. Se muestra la posición de la ZAMS (línea continua) y la isócrona de 250 millones de años (línea a trazos). Se indican, mediante números, las estrellas observadas espectralmente y la clasificación asignada. Panel derecho: diagrama $U - B$ vs. $B - V$. Se muestra la ZAMS en su posición intrínseca (línea continua) y desplazada por el enrojecimiento promedio del cúmulo (línea a trazos).

La distancia obtenida por Moffat & Vogt (1975) para NGC 3255 fue $d=1400$ pc y los autores indican que este es un valor tentativo. Este valor difiere del encontrado en este trabajo y no parece estar relacionado con ninguno de los grupos de estrellas encontrados. Además mientras que, según nuestros datos, el tipo espectral y la clase de luminosidad de la estrella más temprana es B7 V, el deducido por los citados autores según su análisis fotométrico es A0. Para determinar la edad de este objeto utilizamos las isócronas de Girardi et al. (2000) determinados para metalicidad solar. Los conjuntos de isócronas enrojecidos por el exceso de color correspondiente y sumados los módulos de distancia respectivos fueron superpuestos en el diagrama color-magnitud (panel izquierdo de la Figura 1). El mejor ajuste se obtiene con la isócrona de 250 millones de años.

3.2. Hogg 17

Tanto en las imágenes de Hogg 17, como en el perfil de densidad construido con datos 2MASS se observa que es un campo pobremente poblado. A pesar de ello, los diagramas fotométricos (Figura 2) muestran una secuencia principal y un grupo de estrellas con enrojecimientos similares. El exceso promedio obtenido del diagrama color-color es $E(B - V) = 0.60 \pm 0.03$. De las estrellas analizadas espectroscópicamente, solamente las estrellas 2 y 7 parecen formar parte de la secuencia principal del cúmulo. El ajuste realizado de la ZAMS como envolvente inferior de la secuencia, conduce a una estimación del módulo de distancia aparente $V - M_V = 13.56$ lo que nos indica que el cúmulo se encuentra a una distancia de aproximadamente $2200 \text{ pc} \pm 200 \text{ pc}$. Este valor de distancia es un poco mayor que el dado por Lindoff (1968), pero parece más adecuado para ajustar la distancia teniendo en cuenta que en nuestro trabajo podemos observar miembros del cúmulo más débiles que los observados por Lindoff. La edad del cúmulo estimada a partir del ajuste de isócronas de Girardi et al. (2000) calculadas para metalicidad solar, es de aproximadamente 50 millones de años.

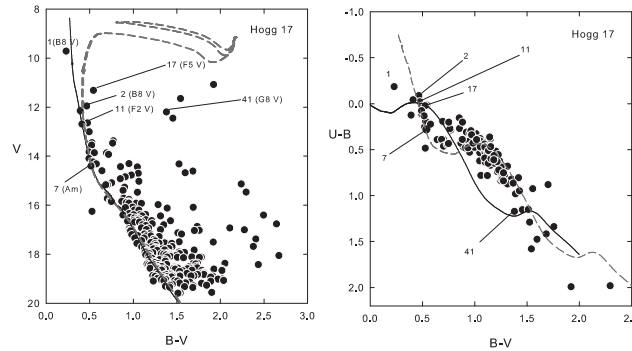


Figura 2. Panel izquierdo: diagrama V vs. $B - V$ del cúmulo Hogg 17. Se muestra la posición de la ZAMS (línea continua) y la isócrona de 50 millones de años (línea a trazos). Se indican, mediante números, las estrellas observadas espectralmente y la clasificación asignada. Panel derecho: diagrama $U - B$ vs. $B - V$. Se muestra la ZAMS en su posición intrínseca (línea continua) y desplazada por el enrojecimiento promedio del cúmulo (línea a trazos).

4. Conclusiones

En este trabajo realizamos fotometría *CCD* en los filtros *UBVI* y clasificación espectral de algunas de las estrellas de las regiones de los cúmulos NGC 3255 y Hogg 17. Mediante la combinación de las dos técnicas logramos discriminar entre las estrellas miembros del cúmulo y estrellas de campo ubicadas tanto por delante como por detrás del cúmulo. Esto nos permite lograr una determinación más precisa de la distancia y edad de estos cúmulos y ubicarlos de una manera más adecuada en la Galaxia. Encontramos que se trata de objetos relativamente jóvenes y por lo tanto útiles para el trazado de los brazos de la Vía Láctea. Si se grafican las posiciones de los cúmulos en un esquema basado en los trabajos de Vallée (2005) y Carraro (2011), encontramos que mientras Hogg 17 se encuentra formando parte del brazo de Carina cercano, la nueva distancia asignada a NGC 3255 nos indica que este cúmulo forma parte de la tangente externa del brazo de Carina. Estos resultados están en completo acuerdo con las distancias a objetos jóvenes encontrados por Carraro (2011) en la misma región.

Referencias

- Carraro G., 2011, *A&A*, 536, 101
 Cutri R. M., Skrutskie M. F., Van Dyk S., et al., 2003, *The 2MASS All-Sky Catalog of Point Sources*
 Girardi L., Bressan A., Bertelli G., Chiosi C., 2000, *A&AS*, 141, 371
 Landolt, A. U. 1992, *AJ*, 104, 340
 Lindoff, U., 1968, *Ark. Astr.*, 4, 493
 Schmidt-Kaler, T. 1982, *Stars and Star Clusters* (Berlin: Springer), 15
 Vallée, J. 2005, *AJ*, 130, 569
 Moffat A.F.J. & Vogt, 1975, *Astron. Astrophys. Suppl.*, 20, 125

PRESENTACIÓN MURAL

Estudio de las propiedades de los discos en enanas marrones jóvenes

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

(1) Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba

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

Abstract. In this contribution we present the results of the analysis of the Spectral Energy Distributions (SEDs) of a group of young (Class II) brown dwarfs. The code developed by Whitney et al. (ApJ, 591, 1049, 2003) was used to model the SEDs. For each of the objects we derived physical and geometric parameters, which indicate that disks associated with young brown dwarfs may be considered a scaled-down version of those commonly found in solar mass T Tauri stars. For example, the external radius of the disk is, $R_{\text{centr.}} = 55$ vs. 200 AU for young brown dwarfs and solar mass T Tauri stars, respectively. Similar results are obtained for the mass of brown dwarfs disks. In general, disks have enough mass ($\sim 200 M_{\text{Earth}}$) to form planets.

Resumen. En este trabajo se presentan los resultados del análisis de las Distribuciones Espectrales de Energía (SEDs) de un grupo de enanas marrones jóvenes (Clase II). El modelado de las SEDs se realizó con el código desarrollado por Whitney et al. (ApJ, 591, 1049, 2003). Para cada uno de los objetos estudiados, se derivaron parámetros físicos y geométricos. Los valores obtenidos para los parámetros asociados al disco reflejan que éstos pueden considerarse como una versión proporcionalmente más pequeña de los que se observan en las estrellas de tipo T Tauri, tal como puede verse en el valor del radio externo del disco, $R_{\text{centr.}} = 55$ vs. 200 UA, para las enanas marrones jóvenes y las estrellas T Tauri de Clase II (de masa solar), respectivamente. Un resultado análogo se obtiene para las masas de los mismos. Los valores típicos de masas para los discos ($\sim 200 M_{\text{Tierra}}$) son suficientes para formar planetas.

1. Introducción

Las enanas marrones son objetos subestelares con masas entre 80 y 15 veces la masa de Júpiter (0.080 - $0.015 M_{\odot}$). Relevamientos espectroscópicos y fotométricos de diversas regiones de formación estelar, realizados en estos últimos años, han identificado una población creciente de estos objetos (e.g. Luhman et al. 2005, Comerón et al. 2006). A partir de estas observaciones se han encontrado evidencias que sugieren que las enanas marrones jóvenes comparten ciertas propiedades con las estrellas de tipo T Tauri (estrellas de baja masa en formación). Una característica importante es la presencia de discos circunestelares,

detectados en estos objetos sub-estelares a partir de la presencia de excesos en el infrarrojo (Muench et al. 2001, Luhman et al. 2005). Sin embargo limitaciones de tipo instrumental dificultan la detección directa de los discos, mediante la obtención de imágenes.

Estos discos asociados a enanas marrones presentan similitudes muy marcadas con aquellos en las estrellas T Tauri, tanto en su geometría (forma del disco) como en la composición y propiedades del polvo. Además, determinaciones de la masa de los discos en enanas marrones en comparación con la masa de los discos en estrellas T Tauri, indican que el cociente masa-disco/masa-estrella o masa-enana marrón es aproximadamente constante (Scholz et al. 2006). Podríamos entonces considerar que los discos en las enanas marrones son una versión escalada o reducida de los discos en las estrellas T Tauri, de masa solar. Los valores absolutos de masas determinadas oscilan entre algunas décimas y varias veces la masa de Júpiter (e.g. Mannings & Sargent 2000, Klein et al. 2003).

Al presente se encuentran en la literatura tres planetas u objetos con masas planetarias orbitando enanas marrones: 2M1207b con $m = 5 \pm 2 M_{\text{Jup}}$ (Chauvin et al. 2004), UScoCTIO 108 b con $m \sim 14 M_{\text{Jup}}$ (Béjar et al. 2008) y 2M J044144 b con una masa estimada en 5–10 M_{Jup} (Todorov et al. 2010). La muestra es, entonces, pequeña y probablemente sesgada hacia los planetas más masivos y fáciles de detectar. En este trabajo se estudia, a partir del modelado de las distribuciones espectrales de energía (SEDs), las propiedades de los discos de una muestra de enanas marrones "bonnafide" pertenecientes a distintas regiones de formación estelar.

2. Análisis

La muestra analizada en esta contribución está compuesta por ocho fuentes: Cha Ha 1, Cha Ha 6, CFHT BD Tau 4, KPNO Tau 12, 2M 0438+2611, ISO Oph 32, IC348 613 y J041411+2811, pertenecientes a diversas nubes moleculares. Las SEDs utilizadas fueron confeccionadas a partir de datos fotométricos recopilados de la literatura, en el rango de 0.3 a 3000 μm . Para los objetos Cha Ha 1, Cha Ha 6 y 2M 0438+2611 se incluyen espectros en el infrarrojo.

Para realizar el modelado de las SEDs se utiliza del código de Whitney et al. (2003). Este modelo reproduce un sistema protoestelar consistente en una fuente central que emite fotones, un disco circunestelar y una nube de gas y polvo que la rodea. El código se basa en las rutinas Monte Carlo aplicadas al transporte radiativo, mediante las cuales se 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. Para cada objeto, se busca una solución inicial. Para ello se tienen en cuenta los valores de los parámetros determinados a partir de observaciones, como la masa de la estrella, así como también el tipo espectral, del cual se puede derivar la temperatura del objeto central. Esos valores son utilizados como punto de partida en el modelado. En caso de no disponer de valores determinados para el objeto en estudio, se adoptan valores típicos para este tipo de objetos subestelares. Entre los parámetros que se varían en el modelado se encuentran los listados en la Tabla 1.

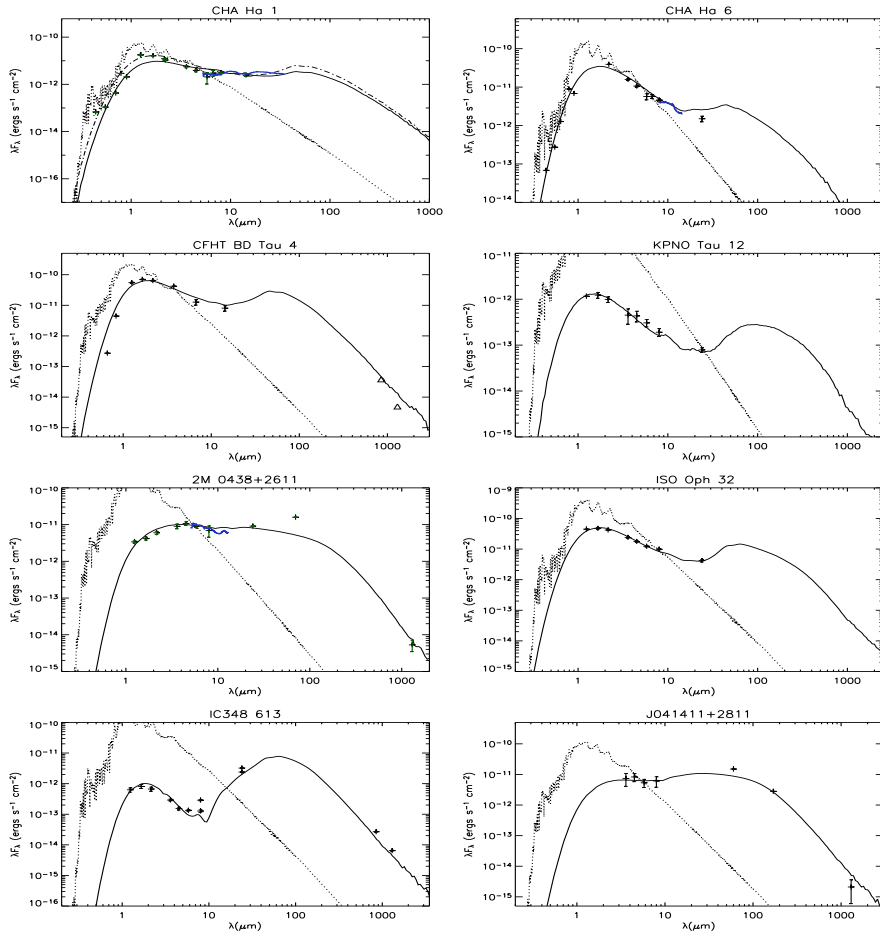


Figura 1. SEDs observadas y modeladas de las ocho enanas marrones. Las cruces son los datos observados. En el caso de CFHT BD Tau 4 los triángulos son valores mínimos. Para Cha Ha 1, Cha Ha 6 y 2M 0438+2611, la línea a trazo grueso en azul corresponde a los espectros en el infrarrojo medio en 5-14 μm y 5-36 μm (Manoj et al. 2011, Pascucci et al. 2009, Luhman et al. 2007). La línea continua representa el modelo derivado para la SED. En el caso de Cha Ha 1 se muestran la SED modelada para dos aperturas 11'' (línea continua) y 60'' (línea de trazo-punto). En línea de puntos se grafica la atmósfera de Kurucz correspondiente.

3. Resultados

En la Tabla 1 se presentan los resultados iniciales del análisis de las SEDs de las ocho enanas marrones jóvenes analizadas (ver Figura 1), que corresponden al conjunto de parámetros que proporciona el mejor ajuste (menor valor de χ^2) de los datos observados. La última línea indica los valores "típicos" para estrellas T Tauri de Clase II, tomados del trabajo de Whitney et al. (2003). Los valores obtenidos para los radios de los discos indicarían que estos serían menos extendidos que aquellos en estrellas de tipo T Tauri ($R_{\text{centr.}} = 55$ vs. 200

Tabla 1. Resultados del modelado de la muestra de enanas marrones

Fuentes	Parámetros									
	R _* (R _⊙)	T _{eff} (K)	M _* (M _⊙)	M _{disco} ⁽¹⁾	\dot{M}_{disco} (M _⊙ /año)	R _{centr.} (UA)	R _{min.} (R _*)	A ⁽²⁾	B ⁽³⁾	Incl. (°)
Cha Ha 1	1.32	2770	0.08	8.0	5.0×10^{-9}	10	5.0	2.10	1.10	3
Cha Ha 6	0.85	2840	0.05	4.0	1.0×10^{-10}	10	9.0	2.10	1.10	50
CFHT BD Tau 4	1.26	2900	0.07	6.0	1.0×10^{-10}	60	3.5	2.23	1.23	10
KPNO Tau 12	0.80	2400	0.02	6.0	2.0×10^{-10}	60	5.5	2.15	1.15	10
2M 0438+2611	1.26	2800	0.50	8.0	3.0×10^{-10}	70	10.0	2.15	1.15	23
ISO Oph 32	2.30	2700	0.04	6.0	2.0×10^{-10}	80	3.0	2.10	1.10	10
IC348 613	3.00	2550	0.02	6.0	6.0×10^{-9}	80	1.7	2.25	1.25	78
J041411+2811	1.00	2960	0.07	8.0	1.0×10^{-10}	70	3.6	2.28	1.28	10
T Tauri ⁽⁴⁾	2.09	4000	0.50	100.0	4.6×10^{-9}	200	7	2.25	1.25	–

⁽¹⁾M_{disco} en unidades de $10^{-4} M_{\odot}$. ⁽²⁾A: Exponente de densidad radial del disco.

⁽³⁾B: Exponente de escala de altura del disco.

⁽⁴⁾Valores típicos para estrellas de tipo T Tauri de Clase II (Whitney et al. 2003).

UA). Un resultado análogo se obtiene para las masas de los mismos. Los valores típicos de masas para los discos en enanas marrones jóvenes, $\sim 0.0006 M_{\odot}$ ($\sim 200 M_{\text{Tierra}}$), son aproximadamente un orden de magnitud menor que para los discos de las estrellas T Tauri y concuerdan con los obtenidos por otros autores (Scholz et al. 2006, Harvey et al. 2012). Sin embargo el orden de magnitud de masa en estos discos ($200 M_{\text{Tierra}}$), indicaría que los mismos contienen suficiente masa para formar planetas.

Referencias

- Béjar, V. J. S., Zapatero Osorio, M. R., Pérez-Garrido, A. et al. 2008, ApJ, 673, L185
Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Dumas, C., et al. 2004, A&A, 425, L29
Comerón, F., Reipurth, B. 2006, A&A, 458, 21
Harvey, P. M., Henning, T., Liu, Y., et al. 2012, ApJ, 755, 67
Klein R., Apai D., Pascucci I., et al. 2003, ApJ, 593, 57
Luhman, K. L., Adame, L., et al. 2007, ApJ, 666, 1219
Luhman, K. L., Lada, C. J., et al. 2005, ApJ, 631, L69
Mannings, V., Sargent, A. I. 2000, ApJ, 529, 391
Manoj, P., Kim, K. H., Furlan, E., et al. 2011, ApJS, 193, 11
Muench A. A., Alves, J., et al. 2001, ApJ, 558, L51
Pascucci, I., Apai, D., Luhman, K. 2009, ApJ, 696, 143
Scholz, A., Jayawardhana, R., Wood, K. 2006, ApJ, 645, 1498
Todorov, K., Luhman, K. L., McLeod, K. K. 2010, ApJ, 714, L84
Whitney, B. A., Wood, K., Bjorkman, J. E., & Wolff, M. J. 2003, ApJ, 591, 1049

PRESENTACIÓN MURAL

Modelado de las Distribuciones Espectrales de Energía de tres nuevas estrellas jóvenes de tipo FU Orionis

L. V. Gramajo¹, J. Rodón², M. Gómez¹, B. Whitney³

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

(2) *European Southern Observatory, Santiago, Chile*

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

Abstract. In this work we present the modeling of the spectral energy distributions (SEDs) of three protostellar objects of the FU Orionis type, for which an outburst was observed in the last two years. We applied the code developed by Whitney et al. (ApJ 591, 1049, 2003) to model the SEDs. We derived physical and geometric parameters for each object, which agree with those previously obtained for other FU Orionis type stars. Furthermore, the three objects were studied in their stages of high and low activity. Our results suggest that the disk plays a key role in the outburst event, which is reflected in an increase of at least one order of magnitude of the mass accretion rate from the disk to the central object, with respect to the low activity period.

Resumen. En este trabajo se presenta el análisis realizado a través del modelado de las distribuciones espectrales de energía (SEDs) de tres objetos protoestelares tipo FU Orionis, a los cuales se les ha observado un estallido en los dos últimos años. El modelado de las SEDs se realizó utilizando el código desarrollado por Whitney et al. (ApJ 591, 1049, 2003), del cual se derivaron parámetros físicos y geométricos para cada objeto. Los valores derivados resultan similares a los obtenidos previamente para otras estrellas de tipo FU Orionis. Por otra parte, estos objetos fueron estudiados en sus etapas de mayor y menor actividad. Los resultados obtenidos sugieren que el disco juega un rol importante en el proceso del estallido. Esto se refleja, principalmente, en el aumento de la tasa de acreción de masa del disco hacia el objeto central en al menos un orden de magnitud, con relación a la etapa de menor actividad.

1. Introducción

Las estrellas de tipo FU Orionis fueron definidas inicialmente por Herbig (1977). Una de las características más importantes de estos objetos es el aumento del brillo en la región del óptico en 3 – 6 magnitudes en el lapso de meses, fenómeno conocido como “estallido”. Por otra parte, los objetos FU Orionis son estrellas en formación, pertenecientes a las Clases I y II de la clasificación de Lada (1987). Estos objetos cuentan con un disco circunestelar de gas y polvo, el cual es consecuencia directa del proceso de colapso. La presencia del disco es esencial

en el entendimiento del fenómeno FU Orionis (Frank et al. 1992, Hartmann & Kenyon 1996).

En particular para los objetos de Clase II, la acreción del disco al objeto central ocurre a una tasa constante, del orden de $10^{-7} M_{\odot}/\text{año}$. Sin embargo, durante la etapa de FU Orionis, los discos experimentan inestabilidades térmicas. Las mismas son periódicas ya que la propia estrella pasa por sucesivas etapas de tipo FU Orionis durante su proceso de formación. Estas inestabilidades se desencadenan, básicamente, por un acumulamiento de material en las zonas internas del disco que calienta y desestabiliza la estructura del mismo. Lo que se observa como resultado de esta situación es un aumento de la tasa de acreción, que pasa de $\sim 10^{-7} M_{\odot}/\text{año}$ a $\sim 10^{-5} - 10^{-4} M_{\odot}/\text{año}$. Observacionalmente se evidencia un aumento del brillo en todo el espectro, principalmente en las regiones del ultravioleta y óptico ya que dicha emisión proviene de las zonas internas del disco, las más calentadas por la inestabilidad térmica.

En este trabajo presentamos los resultados del análisis de las distribuciones espectrales de energía (SEDs) de dos nuevos objetos FU Orionis, HBC 722 (V2493 Cyg) y V2492 Cyg (IRAS 20496+4354), previamente conocidas como estrellas T Tauri, a las cuales recientemente se les observó un estallido. Además se incluye el análisis de OO Ser (2MASS J18294913+0116206), clasificada como FU Orionis, que muestra actualmente una SED en su período de menor actividad, después del estallido.

2. Análisis

Las SEDs de los tres objetos analizados (HBC 722, V2492 Cyg, OO Ser) fueron construidas a partir datos fotométricos (valores de flujos o magnitudes) disponibles en la literatura, en rango de 0,3 a 3000 μm . Debido a que las estrellas FU Orionis son variables, se utilizaron observaciones contemporáneas entre sí. En la Figura 1 se muestran las SEDs para HBC 722, V2492 Cyg y OO Ser. En el caso de HBC 722, los rombos corresponden al período del estallido ocurrido en 2010 (Semkov et al. 2010, Miller et al. 2011). Para V2492 Cyg se identifican dos etapas durante el estallido (Covey et al. 2011): setiembre de 2010 (rombos) y noviembre de 2010 (triángulos). Finalmente en la SED de OO Ser, los rombos indican el estallido, que tuvo lugar en 1995 (Hodapp et al. 1996). Para los tres objetos las cruces indican los flujos observados en la fase de estrella T Tauri.

Para estudiar estos objetos se utiliza el código desarrollado por Whitney et al. (2003, W03). Este modelo reproduce un sistema protoestelar consistente en una fuente central que emite fotones, un disco circunestelar y una nube de gas y polvo que los rodea. El código se basa en las rutinas Monte Carlo aplicadas al transporte radiativo, mediante las cuales se 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.

Una vez construidas las SEDs, se adoptó la temperatura (o tipo espectral) determinada observacionalmente para cada objeto (Green et al. 2011, Covey et al. 2011), en tanto que para el resto de los parámetros (ver Tabla 2.) se tomaron valores de partida o iniciales típicos para este tipo de objetos. El modelado se llevó a cabo variando en forma discreta estos parámetros. El modelo final, para cada objeto, corresponde a aquél con el menor valor de Chi cuadrado (χ^2). En

la Figura 1 se muestran las SEDs modeladas para cada una de las tres estrellas. Para HBC 722 y OO Ser con línea continua se indica el mejor modelo para las correspondientes etapas del estallido (2010 y 1995, respectivamente). En el caso de V2492 Cyg se muestran las SEDs para dos etapas durante el estallido: la línea continua corresponde a noviembre de 2010 y la de punto-punto-trazo a setiembre de 2010. Con línea punto-trazo se grafica la mejor SED para la etapa de menor actividad o de estrella T Tauri para las tres estrellas modeladas.

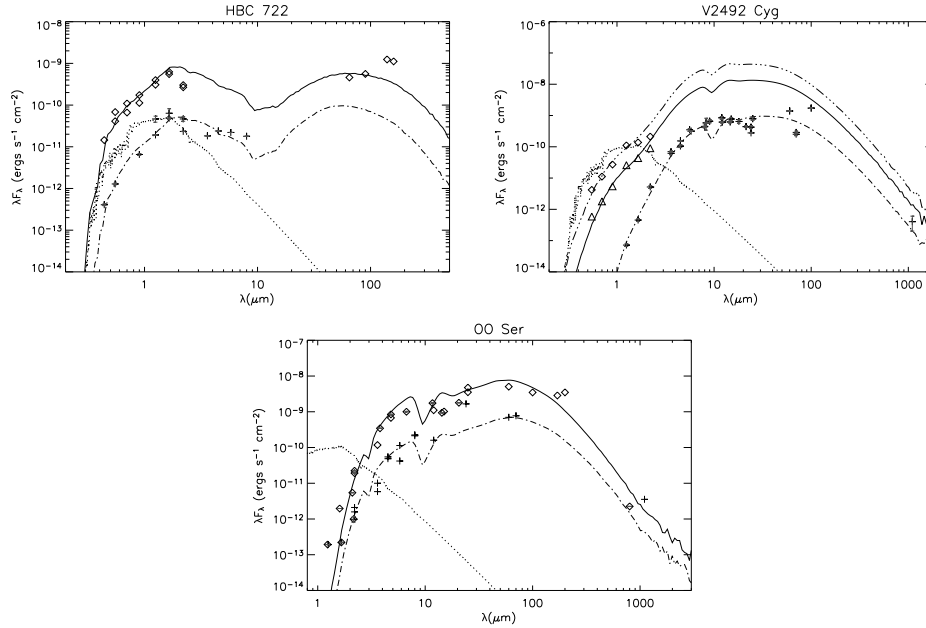


Figura 1. SEDs observadas y modeladas para HBC 722, V2492 Cyg y OO Ser. En el caso de HBC 722, los rombos corresponden al período del estallido ocurrido en 2010. Para V2492 Cyg se identifican dos etapas durante el estallido: noviembre de 2010 (triángulos) y setiembre de 2010 (rombos). Para OO Ser los rombos indican el estallido de 1995. Las cruces indican los flujos observados en la fase de menor actividad o de estrella T Tauri u objeto de Clase II para las tres estrellas analizadas. En el caso de HBC 722 y V2492 Cyg corresponde a la etapa anterior al mismo, en tanto que para OO Ser al período después del estallido. Las SEDs modelas para HBC 722 y OO Ser se indican con línea continua para la etapa del estallido (2010 y 1995, respectivamente). En el caso de V2492 Cyg se muestran las SEDs modeladas para dos etapas durante el estallido: la línea continua corresponde a noviembre de 2010 y la de punto-punto-trazo a setiembre de 2010. Con línea de punto-trazo se grafica la mejor SED para la etapa de menor actividad o de estrella T Tauri para las tres estrellas modeladas. A modo de comparación con línea de punto se incluye el modelo de Kurucz para cada estrella.

3. Discusión

En la Tabla 2. se presentan los resultados del análisis de las SEDs de HBC 722, V2492 Cyg y OO Ser en su etapa de FU Orionis y, entre paréntesis, se incluyen los valores de los parámetros en su etapa de menor actividad, si difieren de

Fuente	Parámetros									
	R_* (R_\odot)	T_{eff} (K)	M_* (M_\odot)	M_{disco} (M_\odot)	$R_c^{(1)}$ (UA)	\dot{M}_{disco} ($M_\odot/\text{año}$)	A ⁽²⁾	B ⁽³⁾	$\dot{M}_{\text{env.}}$ ($M_\odot/\text{año}$)	Incl. ($^\circ$)
HBC 722	1,9 (1,5)	7100 (5600)	1,0	0,10	51	4×10^{-6} (4×10^{-7})	2,10	1,10	10^{-6}	85
V2492 Cyg	2,8-3,0 (2,5)	6100-6500	1,2	0,03	500	4×10^{-7} (1×10^{-7})	3,30	1,50	10^{-6}	13
OO Ser	3,0 (2,0)	6000 (5000)	0,7	0,01	200	5×10^{-5} (1×10^{-6})	2,25	1,25	10^{-5}	5

Tabla 1. Resultados del modelado. Entre paréntesis se indican los valores que corresponden a los parámetros en la etapa de menor actividad. Para la fuente V2492 Cyg se presentan los resultados del modelado del estallido en dos épocas correspondientes a los meses de noviembre y de setiembre de 2010. Por esta razón se listan dos valores de R_* y de T_{eff} , en tanto que los restantes parámetros son coincidentes. ⁽¹⁾ R_c : Radio centrífugo. ⁽²⁾A: Exponente de densidad radial del disco. ⁽³⁾B: Exponente de escala de altura del disco.

los primeros. Del análisis realizado se puede ver que estos sistemas presentan variaciones en los parámetros asociados al disco. Un ejemplo de ello es el aumento de la tasa de acreción del disco en aproximadamente un orden de magnitud con relación a los valores obtenidos para la etapa de menor actividad. En particular la fuente OO Ser presenta el mayor valor en la tasa de acreción de masa del disco ($\dot{M}_{\text{disco}} = 50 \times 10^{-6} M_\odot/\text{año}$). Sin embargo para los otros dos casos analizados, \dot{M}_{disco} resulta menor a la tasa de acreción predicha teóricamente ($\sim 10^{-5} - 10^{-4} M_\odot/\text{año}$; Frank et al. 1992, Hartmann & Kenyon 1996). Se observa, además, un aumento de la temperatura de las estrellas durante la etapa del estallido, con respecto a la fase de menor actividad. En general, los resultados obtenidos en el estallido para los objetos presentados en este trabajo son comparables con obtenidos del modelado de las SEDs del resto de los objetos de la muestra de estrellas de tipo FU Orionis (Gramajo et al. 2008, 2009).

Referencias

- Covey, K. R., Hillenbrand, L. A., et al. 2011, *AJ*, 141, 40
- Frank, J., King, A., Raine, D. 1992, en *Accretion Power in Astrophysics*, 2nd Edición, ed. Universidad de Cambridge, vol.21
- Gramajo, L.; Gómez, M.; Whitney, B. 2008, *BAAA*, 51, 57
- Gramajo, L. V.; Rodón, J. A.; Gómez, M.; Whitney, B. A. 2009, *BAAA*, 52, 69
- Green, J. D., Evans, II, N. J., Kóspál, Á., et al. 2011, *ApJ*, 731, L25
- Hartmann, L. & Kenyon, S. J. 1996, *ARA&A*, 34, 207
- Herbig, G. H. 1977, *ApJ*, 217, 693
- Hodapp, K., Hora, J. L., Rayner, J. T., Pickles, A. J., Ladd, E. F. 1996, *ApJ*, 468, 861
- Lada, C. J. 1987, en *Star Forming Regions*, IAU Symp. 115, eds. M. Peimbert & J. Jugaka, Dordrech:Kluwer, 1
- Miller, A. A., Hillenbrand, L. A., Covey, K. R., et al. 2011, *ApJ*, 730, 80
- Semkov, E. H., Peneva, S. P., Munari, U., Milani, A., Valisa, P. 2010, *A&A*, 523, L3
- Whitney, B. A., Wood, K., Bjorkman, J. E., & Wolff, M. J. 2003a, *ApJ*, 591, 1049 [W03]

PRESENTACIÓN MURAL

Propiedades de los Vientos de Estrellas Supergigantes B

M. Haucke¹, L. S. Cidale^{1,2}, R. O. J. Venero¹, Y. Cochetti¹, A. Torres^{1,2}, C. Arcos³ & M. Curé³

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

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

(3) *Departamento de Física y Astronomía, Universidad de Valparaíso, Valparaíso, Chile*

Abstract. The winds of B-type Supergiant stars are not completely consistent with the solutions of the classical line-driven winds theory. In this work we study the properties of those winds, by modeling H α line profiles with the code FASTWIND and fitting them to a set of high resolution observations. We also find the main parameters for these objects.

Resumen. Los vientos de las estrellas B Supergigantes presentan inconsistencias importantes respecto a las predicciones de la teoría clásica de vientos impulsados por radiación. En base a observaciones adquiridas en alta resolución, se realiza un estudio de las propiedades de los vientos de estas estrellas, por medio del modelado de la línea H α con el código FASTWIND. Este análisis permite la determinación de los parámetros fundamentales de estos objetos.

1. Introducción

Las estrellas supergigantes B representan una fase importante en la evolución de las estrellas masivas. Se caracterizan por tener una gran pérdida de masa, a causa de sus fuertes vientos, brindando un escenario adecuado para la formación de un disco o envoltura circunestelar.

Muchas propiedades medidas de estos vientos no se ajustan a las predicciones de la teoría clásica de vientos impulsados por radiación, es decir, no es posible obtener soluciones hidrodinámicas adecuadas que describan la dinámica del viento. La teoría clásica de vientos impulsados por radiación (Castor et al. 1975, CAK) predice soluciones monótonamente crecientes, incluso cuando se incorpora el efecto de la rotación. El perfil de velocidad que se obtiene, puede aproximarse analíticamente con un perfil tipo β , donde β es el exponente de la ley $V(r) = V_{\infty}(1 - R_0/r)^{\beta}$, siendo $V(r)$ la componente radial de la velocidad, R_0 una superficie de referencia próxima a la fotosfera, y V_{∞} la velocidad terminal del viento. La teoría clásica de vientos impulsados por radiación predice valores de β entre 0.5 y 0.8 (Abbott 1982). En el caso particular de las supergigantes B, se encuentra que la ley de velocidad que describe al viento puede ser reproducida

empíricamente por una ley tipo β con valores de $\beta > 1$ (Crowther et al. 2006; Markova & Puls 2008; Searle et al. 2008).

Por este motivo, en este trabajo determinaremos los parámetros de los vientos de algunas supergigantes B mediante el modelado de la línea $H\alpha$, dado que esta línea es muy sensible a la densidad del viento y a la ley de velocidades del mismo. Para ello, emplearemos el código de transporte radiativo FASTWIND (Santolaya-Rey et al. 1997), desarrollado para medios en movimiento, y compararemos los modelos teóricos obtenidos con las observaciones utilizando el código IDL.

FASTWIND es un código que calcula el transporte de radiación en la líneas y el continuo fuera del equilibrio termodinámico local (NLTE), con simetría esférica y en el marco de referencia del fluido, con la opción de utilizar la aproximación de Sobolev para resolver el transporte. La estructura atmosférica adoptada en el programa (fotosfera más viento) es estacionaria y unificada. Para representar el campo de velocidad del viento adopta una ley del tipo β y para la estructura de temperatura considera balance térmico de electrones. En este trabajo hemos considerado el tratamiento explícito de las transiciones de líneas de H y He e implícito (o estadístico) de los demás elementos.

2. Observación y reducción de datos

Las observaciones fueron realizadas el 15 de enero de 2006 en el Complejo Astronómico El Leoncito, San Juan, con el espectrómetro REOSC, en el modo de dispersión cruzada, montado sobre el telescopio Jorge Sahade de 2,15 m. Se utilizó la red #580 de 400 l/mm y el detector CCD TEK de 1024×1024 pixeles. Esta configuración instrumental brindó una resolución $R = 12600$. Los espectros obtenidos fueron reducidos mediante los paquetes convencionales de IRAF. La muestra seleccionada contiene cuatro estrellas supergigantes B de tipos espectrales temprano y mediano.

3. Resultados

Hemos empleado FASTWIND para ajustar los perfiles de $H\alpha$ de las estrellas seleccionadas. A continuación se muestran los perfiles modelados junto con las observaciones (ver Figura 1). En la tabla 1 se especifican los parámetros que describen las propiedades del viento, que hemos encontrado.

HD	T.E.	T_{eff} [K]	$\log(g)$	\dot{M} [$M_{\odot}/\text{año}$]	β	R_* [R_{\odot}]	V_{∞}	V_{turb}	V_{rot}
							[km s^{-1}]		
41117	B2Ia	18000	2.6	0.8	1.1	52	510	35	10
52382	B1Ib	19000	2.6	0.45	2	52	350	50	115
79186	B5Iab	17000	2.4	0.32	3.3	62	390	70	60
42087	B3Ia	17000	2.7	0.25	3	50	400	100	90

Tabla 1. Parámetros de los vientos estelares obtenidos con FASTWIND.

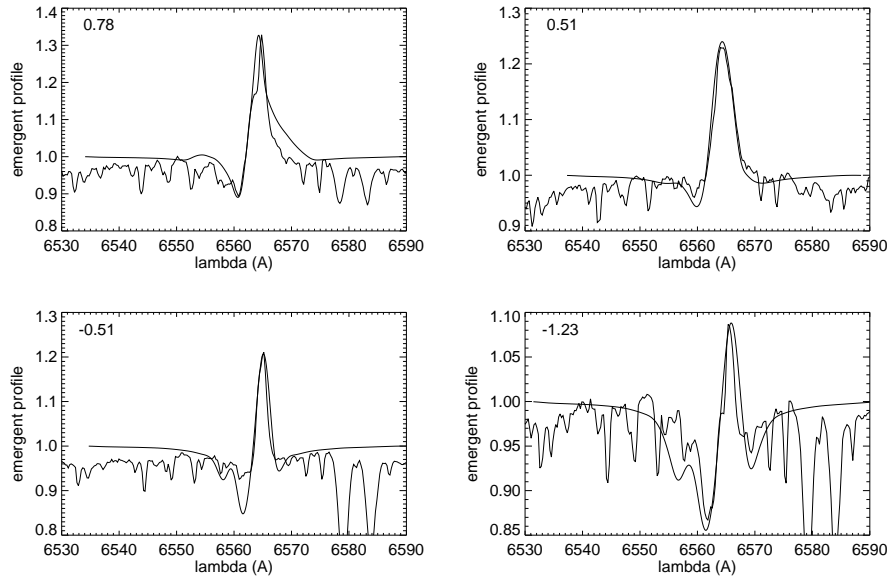


Figura 1. Ajustes de perfiles de $H\alpha$ para las estrellas seleccionadas.

4. Discusión

Comparando los resultados obtenidos con los datos encontrados en la bibliografía, se puede ver que las diferencias más notables están relacionadas con la gravedad superficial, $\log(g)$, la velocidad terminal del viento y el exponente β , siendo $\log(g)$ y β mayores que los valores encontrados por otros autores, mientras que V_∞ es considerablemente menor (excepto para HD 79186). Las velocidades de turbulencia (V_{turb}) y rotación (V_{rot}) fueron dos parámetros muy importantes a la hora de ajustar los perfiles. Con mayores valores de V_{turb} se obtienen perfiles menos intensos (tanto en absorción como en emisión). Por otro lado, a mayor V_{rot} , mayor es el ensanchamiento del perfil. Para la estrella HD 41117 hemos obtenido un ajuste mejor que el dado por Kudritzki et al. (1999); la diferencia principal entre ambos modelados es el valor de la gravedad superficial. En este trabajo adoptamos una gravedad superficial ligeramente mayor: 2,6 dex frente a 2,25 dex del citado trabajo. Para HD 42087 los parámetros obtenidos son muy distintos a los determinados por Kudritzki et al. (1999). Los perfiles observados (comparar con su figura 5) son distintos: si bien ambos son tipo P-Cygni, nuestras observaciones presentan que la componente en emisión es más intensa. Estas diferencias observacionales pueden ser atribuidas a la variabilidad del viento.

5. Conclusiones

Se utilizó el programa FASTWIND para describir la formación de la línea $H\alpha$ en un viento impulsado por radiación, obteniendo un buen acuerdo entre los

modelos calculados y las observaciones. A través de esta metodología obtuvimos los parámetros del viento, destacando que:

- En todos los casos, los valores de β que reproducen la cinemática del viento son mayores que 1, indicando que los vientos observados no se ajustan con lo que la teoría clásica predice.
- Las velocidades terminales encontradas son un 38% más bajas que las determinadas por otros autores, excepto en HD41117 en la que coinciden.
- Los valores de la tasa de pérdida de masa no discrepan en exceso con los valores previamente publicados para los mismos objetos.

Estos resultados sugieren que estas estrellas poseen vientos más débiles que los predichos por la teoría de vientos impulsados por radiación.

6. Trabajo a futuro

Pensamos hacer un estudio sistemático sobre una muestra más amplia de objetos, a fin de obtener una descripción global de los vientos de las estrellas supergigantes B. A partir del mismo, discutiremos los resultados incluyendo las posibles discrepancias, utilizando códigos hidrodinámicos para analizar qué intensidad de fuerza de radiación podría ser compatible con la descripción de los vientos débiles, como los encontrados en este trabajo.

Agradecimientos M.C. y C.A. agradecen la financiación para este trabajo del Centro de Astrofísica de Valparaíso y de CONICYT. M.C. y R.V. agradecen la financiación por medio del Proyecto de Cooperación Internacional MINCYT - CONICYT (CH/11/03).

Referencias

- Abbott D. C., 1982, ApJ, 259, 282
Castor J. I., Abbott D. C., Klein R. I., 1975, ApJ, 195, 157
Crowther P. A., Lennon D. J., Walborn N. R., 2006, A&A, 446, 279
Kudritzki R. P., et al., 1999, A&A, 350, 970
Markova N., Puls J., 2008, A&A, 478, 823
Santolaya-Rey A. E., Puls J., Herrero A., 1997, A&A, 323, 488
Searle S. C., et al., 2008, A&A, 481, 777

PRESENTACIÓN MURAL

Analysis of the 3D Structure and Velocity of a CME on 2 January 2008

Fernando M. López¹ & Hebe Cremades²

¹ *Instituto de Ciencias Astronómicas, de la Tierra y del Espacio (ICATE)/CONICET*

² *Universidad Tecnológica Nacional - Facultad Regional Mendoza/CONICET*

Abstract. We perform an analysis of the 3D structure and velocity of a CME (coronal mass ejection) ejected on 2 January 2008. The event was imaged by both STEREO A and B spacecraft (mutual separation of $\sim 44^\circ$), providing polarized images of the event from two different points of view. To obtain information on the 3D structure of the CME from polarized images, a polarization technique (Moran & Davila, *Science* 305, 66, 2003) is applied. Aided by this method, we have constructed topographical maps which show the height of the various event features from the plane of the sky (i.e. toward or away from the observer) and have dynamically analyzed and compared the real and projected on the plane of the sky velocities.

Resumen. Realizamos un análisis de la estructura 3D de una CME (coronal mass ejection) ocurrida el 2 de enero de 2008. El evento fue observado por las naves STEREO A y B (separación de $\sim 44^\circ$), lo que permitió disponer de imágenes polarizadas del mismo desde dos de puntos de visión distintos. Para obtener información sobre la estructura tridimensional de la CME, a partir de imágenes polarimétricas, se aplicó la técnica de Moran & Davila, *Science* 305, 66, 2003. Esto llevó a la construcción de mapas topográficos que muestran la altura de distintos rasgos característicos del evento desde el plano del cielo (hacia o alejándose del observador), así como también a un análisis dinámico que permite comparar los resultados obtenidos para su velocidad real y proyectada sobre el plano del cielo.

1. Introduction

Since their discovery in the early '70s (Tousey et al. 1974), coronal mass ejections (CMEs) are perhaps the most studied events in the solar corona. Their influence on Earth's environment is well established (e.g. Gosling 1993) given their potentially harmful consequences for life and technology in our planet. Many aspects of CMEs could be studied in their first stages of evolution, thanks to the use of white-light coronagraphs. However, the 2D nature of the images

registered by those instruments impede the determination and understanding of the true structure and dynamics of CMEs.

Since the launch of the STEREO Mission, many techniques have been developed in an effort to reconstruct the 3D structure of CMEs. The convenience to use the polarization ratio technique, applied by e.g. Moran & Davila (2004) and Dere et al. (2005), lies in that it does not need two different views, an important aspect for future single-spacecraft missions.

2. Observations

The 2 January 2008 CME was observed by both coronagraphs COR1-A and COR1-B aboard the twin STEREO spacecraft as a loop-like event. The separation between the STEREO spacecraft at that time was $\sim 44^\circ$. The event erupted from AR10980, located at $\sim 80^\circ\text{E}$ from EUVI-A's and $\sim 38^\circ\text{E}$ from EUVI-B's perspectives, respectively. It was first detected by COR1-A at 08:45 UT, while COR1-B first observed it approximately 30 minutes later.

The images taken at 0° and $\pm 60^\circ$ with a rotating polarizer are used to obtain the total brightness (T_b) and polarized brightness (P_b) images. The background images are subtracted to remove the F-component of the corona. Additionally, for each polarizer position, a pre-CME image (at 07:25 UT) was subtracted to remove the material present in the corona not belonging to the CME. A 3×3 mean filter is applied to enhance the signal-to-noise ratio of the difference images. The 1024×1024 pixel images are binned to 512×512 pixels to avoid that different structures are registered in different pixels, due to the CME's outward movement during the time needed by the polarizer to complete an observation sequence.

3. Analysis of the 3D Structure

For the analysis of the 3D structure, we employ the technique presented by Moran & Davila (2004). This method has been recently used on STEREO data by other authors (e.g. Moran et al. 2010; Mierla et al. 2009).

After the calculation of T_b and P_b images, the unpolarized brightness images are obtained from $U_b = T_b - P_b$. Next, the $R_m = P_b/U_b$ ratio is generated, which is compared, for a certain distance on the plane of the sky, to a set of theoretical values which yield their correspondence in distance from the plane of the sky. However, there is an ambiguity in the sign of the height in the z direction (i.e., in the direction along the observer's line of sight), because the method gives $|z|$. Furthermore, the value obtained for $|z|$ is the mean distance from the plane of the sky of all the material present along of the line of sight.

Figure 1 shows topographical maps of the event, which indicate the height of features from the plane of the sky in units of solar radii. Two frames of the CME 3D evolution as obtained from COR1-A and COR1-B are presented in the left and right panels, respectively. The color-coded scale represents the height above the plane of the sky measured in solar radii, while the central circle represents the solar limb.

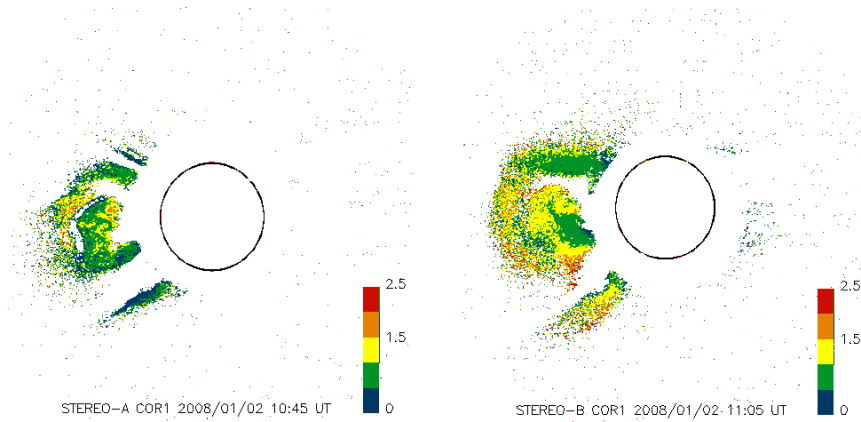


Figure 1. Topographical maps of the CME as seen from COR1-A (left) and COR1-B (right). The different colors represent the height from the plane of the sky measured in solar radii.

4. Determination of the Real Velocity

To analyze the three-dimensional velocity (v) of the CME, the velocities projected on the plane of the sky (v_ρ) and along the line of sight (v_z) for COR1-A and B are computed. The calculated velocities refer to the prominence at the center of the event. We focused on this structure because it is more compact and, therefore, easier to be identified in the images of both instruments.

Figure 2 shows in separate plots the values of the heights in function of time (H-T) obtained from COR1-A and COR1-B data. The height projected on the plane of the sky (ρ) and the height in the observer's direction (z) are combined to obtain the corrected height ($h^2 = z^2 + \rho^2$). Figure 2 indicates a linear behaviour in the three cases, reason for which a linear fit was applied to obtain the corresponding velocities. The velocity values are shown in Table 1. The CME plane-of-sky projected velocity in COR1-A is higher than in COR1-B, while v_z behaves in an opposite manner. These results are in agreement with the respective positions of the source region as seen from each spacecraft.

Figure 3 shows the H-T plots of the corrected heights of the event as derived from both COR1-A and COR1-B coronagraph data. There is good agreement between both curves, although the corrected heights for COR1-A are slightly higher than COR1-B.

It is important to stress that the values of the corrected velocities in Table 1, in spite of having been obtained separately from each spacecraft by means of a linear fit, are very similar. This confirms the fact that these are the real velocities and do not involve projection effects. Given that the CME appeared and disappeared first in COR1-A's field of view than in COR1-B's, different instants of time are involved in the H-T plots of each instrument.

Agradecimientos. Este trabajo fue financiado por la beca de estímulo a la investigación científica otorgada por la Asociación Argentina de Astronomía. HC es miembro de la Carrera del Investigador Científico de CONICET.

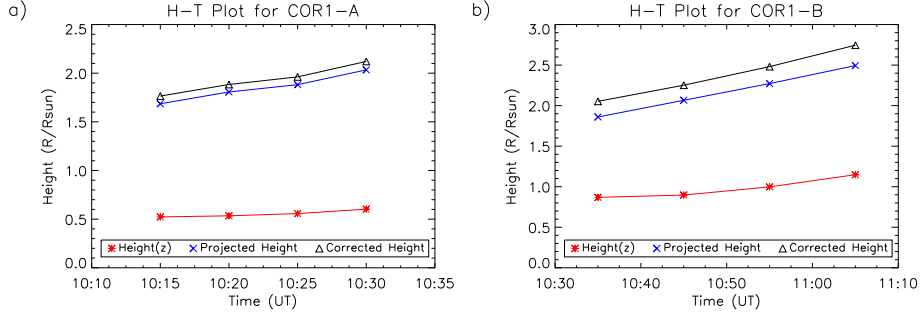


Figure 2. a) COR1-A H-T plot. b) COR1-B H-T plot. For both cases the heights in the z direction, projected on the plane of the sky, and corrected are plotted.

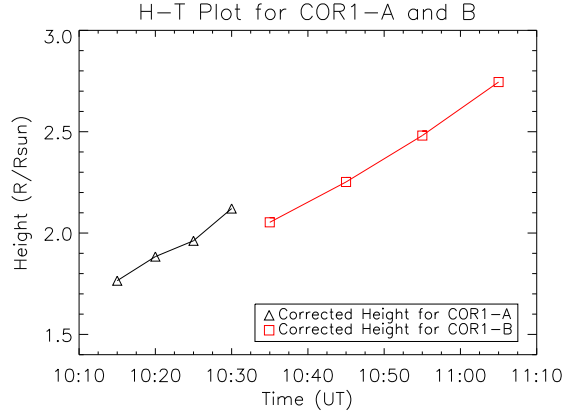


Figure 3. COR1-A and B corrected heights of the CME prominence.

Instrument	v_z [km/s]	v_ρ [km/s]	v [km/s] ($v^2 = v_z^2 + v_\rho^2$)
COR1-A	61	259	266
COR1-B	108	244	267

Table 1. Linear-fit velocities from COR1-A and COR1-B data. v_z is the velocity along the line of sight, v_ρ the velocity projected on the plane of the sky, and v the corrected velocity.

References

- Dere, K. P., Wang, D. & Howard, R., 2005, ApJ, 620, L119.
 Gosling, J. T., 1993, Phys. Fluids B, 5, 2638.
 Mierla, M., Inhester, B., Marqué, C., et al., 2009, Sol. Phys., 259, 123.
 Moran, T. G. & Davila, J. M. 2004, Science 305, 66.
 Moran, T. G., Davila, J. M. & Thompson, W. T. 2010, AJ, 712, 453.
 Tousey, R., Howard, R. A. & Koomen, M. J. 1974, BAAS, 6, 295.

PRESENTACIÓN ORAL

Evidence of nanoflare heating in coronal loops observed with Hinode/XRT and SDO/AIA

M. C. López Fuentes^{1,2}, J. A. Klimchuk³

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

(2) *Facultad de Cs. Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires, Argentina*

(3) *NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, Maryland, USA*

Abstract. We study a series of coronal loop lightcurves from X-ray and EUV observations. In search for signatures of nanoflare heating, we analyze the statistical properties of the observed lightcurves and compare them with synthetic cases obtained with a 2D cellular-automaton model based on nanoflare heating driven by photospheric motions. Our analysis shows that the observed and the model lightcurves have similar statistical properties. The asymmetries observed in the distribution of the intensity fluctuations indicate the possible presence of widespread cooling processes in sub-resolution magnetic strands.

Resumen. Estudiamos un conjunto de curvas de luz de arcos coronales observados en rayos X y en el extremo UV. En busca de indicadores de calentamiento por nanofulguraciones, analizamos las propiedades estadísticas de las curvas de luz observadas y las comparamos con casos sintéticos obtenidos con un modelo de autómatas celulares basado en nanofulguraciones generadas por movimientos fotosféricos. Nuestro análisis muestra que las curvas de luz observadas y modeladas tienen propiedades estadísticas similares. Las asimetrías observadas en la distribución de las fluctuaciones de intensidad indican la posible presencia de procesos de enfriamiento en hebras magnéticas por debajo del límite de resolución.

1. Introduction

Coronal heating persists as one of the most challenging problems of Solar Physics. One family of models that received special attention in recent years are those based on magnetic reconnection in sub-resolution current sheets, currently known as nanoflare models (see e.g., the review by Klimchuk 2009). The idea is that loops are made of elementary magnetic strands whose footpoints are continuously dragged by photospheric motions (Parker 1988). As strands are tangled by these motions, magnetic stress is slowly accumulated until it is critically released by impulsive reconnection events that heat the coronal plasma. The mutual inclination of neighbor strands is usually considered the critical parameter of the problem (Dahlburg et al. 2005).

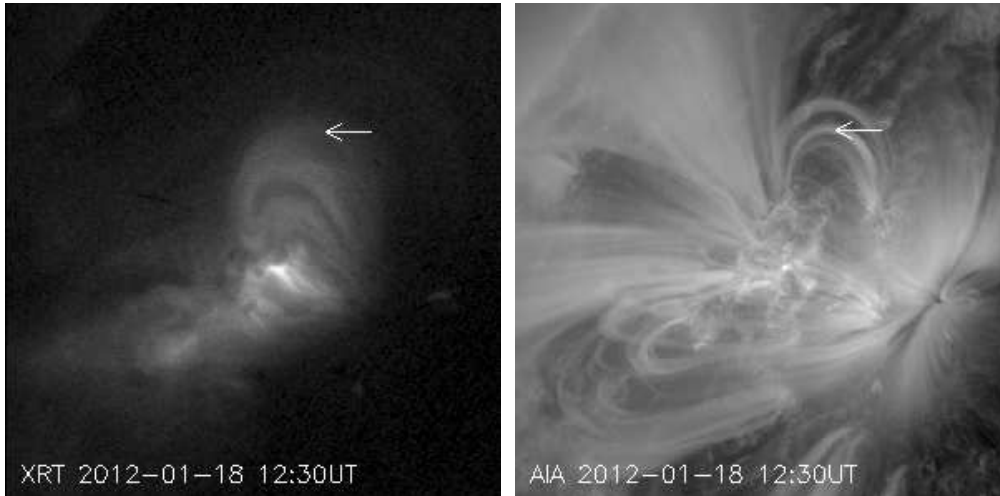


Figure 1. Hinode/XRT and SDO/AIA images from the data sets used in the analysis. The arrows indicate the approximate location of the pixels whose intensity distributions are shown in Figures 2 and 3.

It has been suggested (see Terzo et al. 2011) that certain statistical properties of intensity fluctuations in observed X-ray loops are consistent with the presence of nanoflare heating. Here, we study the intensity evolution of loop pixels from observations obtained with the X-Ray Telescope (XRT, Golub et al. 2007) on board Hinode, and the Atmospheric Imager Assembly (AIA, Lemen et al. 2012) on board the Solar Dynamics Observatory (SDO). In search for possible signatures of nanoflare heating, we measure a series of statistical properties of the intensity fluctuations. We are particularly interested in the skewness parameter, which determines the degree of asymmetry of the fluctuations distribution. This asymmetry may indicate the presence of cooling processes in the coronal plasma. We compare the observations with a 2D cellular automaton model based on nanoflare heating and discuss the implications of our results for the coronal heating problem.

2. Observations

As described in Section 1. we used X-ray data from Hinode/XRT and EUV data from SDO/AIA. The observations correspond to active region NOAA 11147 and the date is January 18 2011, starting at 10:45 UT and covering a time span of approximately 8000 sec, with an average cadence of 10 sec for XRT and 12 sec for AIA. The data sets are composed of 773 XRT images in the Al-poly filter and 653 AIA images from the 171Å channel. We prepare and coalign the data cubes and select a series of loop pixels from which we obtain lightcurves for analysis.

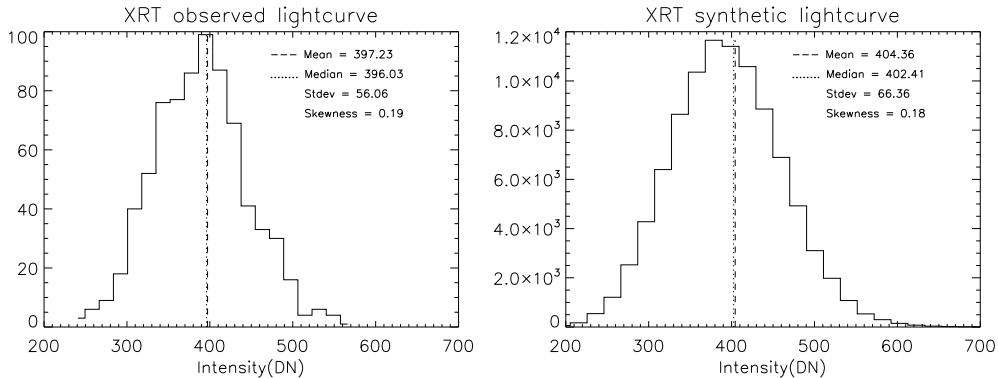


Figure 2. Intensity histograms from XRT observed and model lightcurves. The distributions have similar mean, standard deviation and skewness (see Section 4.).

3. Model

To test the plausibility of impulsive heating to explain the observed coronal evolutions we use a cellular automaton (CA) model that is thoroughly described in López Fuentes & Klimchuk (2012). This model is an advanced 2D version of the much simpler model presented in López Fuentes & Klimchuk (2010). In the present model, magnetic strand footpoints are represented by moving elements in a 2D grid. On each time step, the footpoints are randomly displaced simulating photospheric motions. In this way, the elements travel across the grid encountering other strands to which they get linked. As linked-strand footpoints travel away from each other, the strands mutual inclination increases until a critical condition is reached. When that happens, strands reconnect and energy from the magnetic stress is released by current dissipation resulting in plasma heating. The main input parameters of the model are the strands length (L), the vertical magnetic field (B_v), the critical inclination angle (θ_c), the number of strands (N), and the nanoflare duration (τ).

To compute the plasma response to the nanoflare heating we use the EBTEL code (Klimchuk et al. 2008), and from the known response of the XRT and AIA instruments we construct synthetic lightcurves. For a realistic simulation, we also model and add a photon noise contribution from known instrument calibrations (Narukage et al. 2011, Boerner et al. 2012). We vary the input parameters of the model within convenient solar values until we find a good match with the observations.

4. Results

For the comparison between observed and synthetic lightcurves we consider the statistical properties of the intensity distributions. We find that synthetic lightcurves obtained using reasonable solar parameters reproduce the main properties of observed loop intensities. Typical values used here are: $B_v = 100$ G, $L = 100$ Mm, $\tan \theta_c = 0.25$, $N = 121$, and $\tau = 200$ sec. In Figures 2 and 3 we

show examples of intensity histograms for corresponding observed and synthetic lightcurves. It can be noticed that both have similar mean, standard deviation and skewness (see text on the top-right of the panels). The positive skewness indicates that the right tail of the distributions is more spread than the left one. This is also related with the fact that the medians are systematically smaller than the means (see vertical dotted and dashed lines). These results indicate that the plasma spends most of the time of its evolution in the cooling phases, suggesting processes that are consistent with impulsive heating (Terzo et al. 2011).

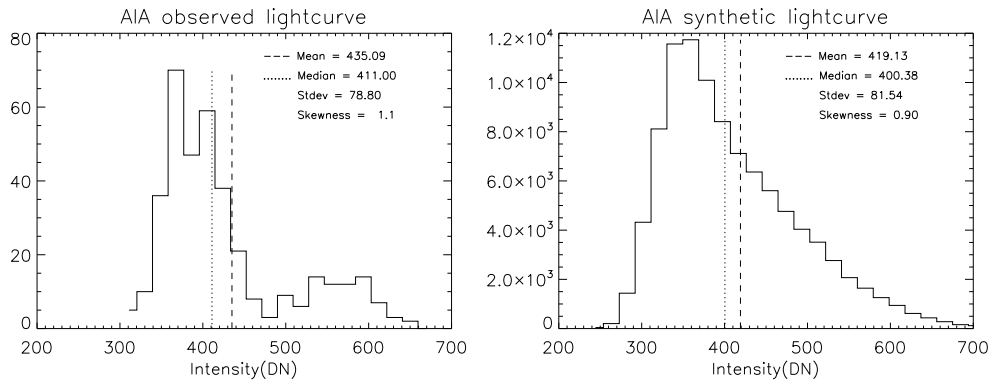


Figure 3. Idem Figure 2 for AIA 171 observations.

5. Conclusion

We studied the statistical properties of loop lightcurves from Hinode/XRT and SDO/AIA observations and we compared them with synthetic cases obtained with a model based on nanoflare heating. Our results indicate that the observed evolutions are consistent with that kind of process. In the future, we consider to use force-free magnetic field models of the observed loops to restrain the values of the parameters B_v and L . We also plan to include in the analysis plasma properties like the temperature, density and emission measure, as well as observations in other AIA wavelengths.

References

- Boerner, P., Edwards, C., Lemen, J. et al. 2012, *Solar Phys.*, 275, 41
 Golub, L., Deluca, E., Austin, G., et al. 2007, *Solar Phys.*, 243, 63
 Klimchuk, J. A. 2009, *The Second Hinode Science Meeting: Beyond Discovery-Toward Understanding*, ASP Conference Series, 415, 221
 Klimchuk, J. A., Patsourakos, S., & Cargill, P. J. 2008, *Astroph. J.*, 682, 1351
 Lemen, J. R., Title, A. M., Akin, D. J., et al. 2012, *Solar Phys.*, 275, 17
 López Fuentes, M. C., & Klimchuk, J. A. 2010, *Astroph. J.*, 719, 591
 López Fuentes, M. C., & Klimchuk, J. A. 2012, *IAU Symposium*, 286, 433
 Narukage, N., Sakao, T., Kano, R. et al. 2011, *Solar Phys.*, 269, 169
 Parker, E. N. 1988, *Astroph. J.*, 330, 474
 Terzo, S., Reale, F., Miceli, M., et al. 2011, *Astroph. J.*, 736, 111

PRESENTACIÓN MURAL

Estudio de la dinámica de una fulguración de clase M.

M.L. Luoni¹, C. Francile² & C.H. Mandrini^{1,3}

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

(2) Observatorio Astronómico Félix Aguilar, Universidad Nacional de San Juan

(3) Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA

Abstract. In this work we analyze the compact flare of May 9, 2012, at 12:21 UT using data in different wavelengths, including images obtained with the H-Alpha Solar Telescope for Argentina (HASTA). We identify the brightenings, their location with respect to the photospheric magnetic field, and the presence of a *surge* after the flare impulsive phase. We interpret the observations and the presence of cold loops after the flare in terms of the location of the energy release site. We estimate the height and length of the loops through which the *surge* material flows.

Resumen. En este trabajo a través del análisis de datos en distintas longitudes de onda, entre ellos imágenes obtenidas con el H-Alpha Solar Telescope for Argentina (HASTA), se analiza la fulguración compacta del 9 de mayo de 2012 a las 12:21 UT. Se identifican los abrillantamientos, su ubicación con respecto al campo magnético fotosférico y la presencia de un *surge* luego de la fase impulsiva. Se interpretan las observaciones y la presencia de arcos fríos posteriores a la fulguración en términos de la ubicación de la zona de liberación de energía. Se estima la altura y la longitud de los arcos por los que fluye el material del *surge*.

1. Introducción

Se acepta en general que la reconexión del campo magnético es el mecanismo de liberación de energía durante los eventos activos solares y fenómenos que los acompañan (Priest & Forbes 2002), tales como la eyección de material que permanece confinado en arcos cerrados a la que se denomina *surge*. En este trabajo, se analiza la fulguración M4.7 del 9 de mayo de 2012 a las 12:21 UT, un *surge* y los arcos asociados al mismo.

2. Observaciones del evento

El 9 de Mayo de 2012 la región activa (RA) 11476 se encontraba ubicada en N11 E21. Esta región ya evolucionada estaba formada por una polaridad magnética negativa concentrada al O y una polaridad positiva dispersa con una distribución

prácticamente horizontal, paralela a la línea del ecuador. El magnetograma fotosférico obtenido por el Helioseismic and Magnetic Imager, instrumento a bordo del Solar Dynamic Observatory (HMI/SDO, Scherrer et al. 1995) se muestra en la Fig. 1. En el centro de la región se observa un bipolo (encerrado con un círculo en la Fig. 1) cuyo eje principal (línea que une el centro de la polaridad positiva al de la negativa) fue sufriendo una rotación en sentido horario a partir de las 02:00 UT a lo largo de 12hs, período que analizamos. Ese movimiento fotosférico probablemente contribuye al almacenamiento de energía en la configuración magnética. Según registros del GOES, a las 12:21 UT se identifica una fulguración M4.7, con inicio a las 12:06 UT.

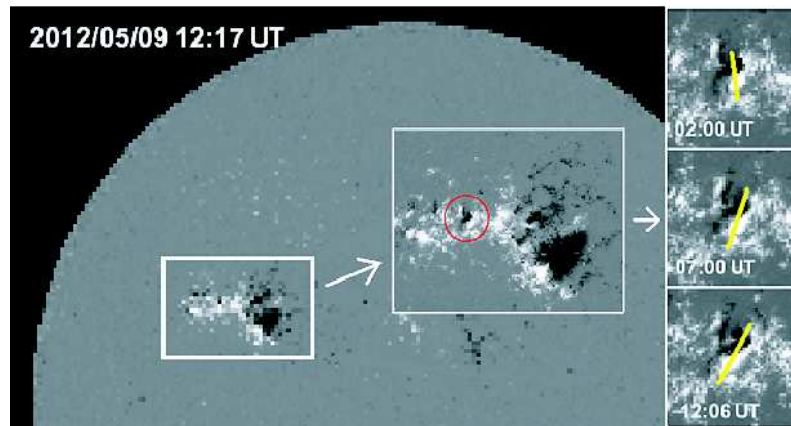


Figura 1. Configuración magnética de la región según AIA/SDO, detalle del bipolo encerrado por un círculo y rotación del mismo (blanco/negro, polaridad positiva/negativa)

HASTA (Bagalá et al. 1999) tomó imágenes desde las 11:54 UT hasta las 13:16 UT abarcando todo el desarrollo de la fulguración. Ésta se observa en $H\alpha$ a las 12:24:14 UT como una zona brillante ubicada en el centro de la RA señalada por un recuadro negro con la letra A en la Fig. 2 (izquierda). El comportamiento de la emisión está representada en la curva superior de la Fig 2 derecha. Unos 5 seg. después se abrillanta una zona al NO sobre la polaridad negativa identificada con la letra B (ver la Fig. 2 izquierda). Mientras, la región donde se había iniciado la fulguración (A) continúa evolucionando. Las curvas de luz de ambas zonas se diferencian notablemente en la Fig. 2 (derecha). La zona A sigue el comportamiento típico de una fulguración en $H\alpha$ con fase impulsiva. Probablemente, la zona de reconexión del campo se encuentra a alturas bajas por encima del bipolo central.

Durante la fase gradual de la fulguración se observan en absorción arcos magnéticos oscuros a partir de las 12:39 UT según las imágenes del HASTA (ver Fig. 3). Éstos también son observados por el Atmospheric Imaging Assembly (AIA/SDO, Lemen et al. 2012), uno de los 4 telescopios a bordo del SDO, en 96 Å en emisión. Este rango corresponde a una temperatura de $\approx 2 \times 10^6$ K. El material del *surge* sigue las líneas magnéticas delineando los arcos coronales involucrados en el fenómeno, desde la base ubicada sobre la polaridad positiva al E del bipolo central hasta la base opuesta en la polaridad negativa al O.

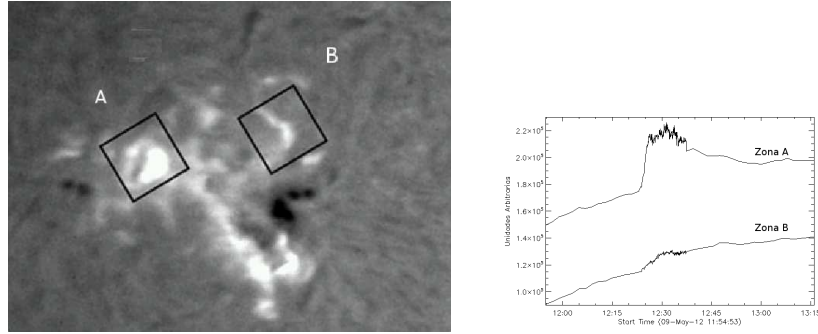


Figura 2. Izquierda: Abrillantamientos en $H\alpha$ observados con el HASTA. Derecha: Curvas de luz correspondientes a los abrillantamientos de las zonas A y B.

Parte del material del *surge* alcanza la base O y parte no tiene suficiente energía cinética, en consecuencia, vuelve a caer a lo largo del arco hacia la base E en donde se originó.

3. Método de estimación de la altura y longitud del *surge*

En esta sección proponemos el siguiente modelo geométrico en 3D para estimar la altura y longitud de los arcos magnéticos que recorre el *surge*. A partir de determinar la posición de los pies del arco $P1$, $P2$ en imágenes del HASTA, obtenemos la posición en 3D de los puntos $P'1$, $P'2$ ubicados radialmente a una altura h sobre la superficie solar. Unimos estos puntos con el círculo máximo trazado sobre una esfera de radio $R_{\odot} + h$. Sobre el plano formado por los puntos $P1$, $P2$ y $P'1$, $P'2$, trazamos una circunferencia de radio r tangente en su parte superior al círculo máximo y con centro equidistante de los puntos $P'1$, $P'2$. Luego rotamos este plano alrededor del eje formado por la recta que pasa por los puntos $P1$, $P2$ en un ángulo α en 3D (ver Fig. 3 izquierda). Los valores de h , r y α se determinan iterativamente haciendo coincidir la proyección 2D de la mitad superior de la circunferencia trazada con el arco magnético visible en las imágenes del HASTA. La altura máxima sobre la superficie solar que alcanza el arco magnético será $h_{max} = h * \sin(\alpha)$. Para estimar la distancia recorrida por el *surge*, proponemos que el arco magnético está representado por la mitad superior de la circunferencia anteriormente descrita, la cual se conecta a los pies $P1$, $P2$ con dos segmentos de recta formados por los extremos laterales de la semicircunferencia y los puntos $P1$ y $P2$. Entonces, la distancia recorrida por el *surge* entre $P1$ y $P2$ será $d \approx 2(h - r) + (\pi * r)$. En la Fig. 3 centro y derecha se puede observar el ajuste del modelo geométrico sobre el arco oscuro inferior y superior, respectivamente. La Tabla 1 muestra los parámetros obtenidos midiendo el arco superior (el primero que se ve en las imágenes del HASTA) e inferior (el que se observa hacia el final del evento).

Tabla 1. Parámetros estimados de los arcos superior e inferior del *surge*

Arco	h [Mm]	r [Mm]	α [deg]	h_{max} [Mm]	d [Mm]
superior	130	86,5	45	92	358
inferior	110	55,2	45	78	284

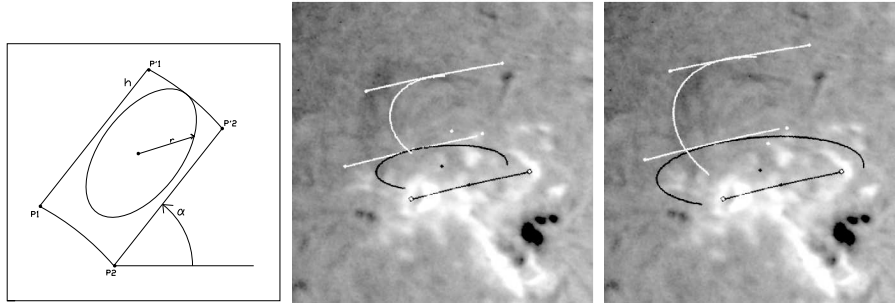


Figura 3. Izquierda: Estimación geométrica de la altura del arco que recorre el *surge*. Centro: Imagen del HASTA con ajuste del arco inferior según método propuesto. Derecha: Idem centro pero con el ajuste del arco superior

4. Conclusiones

El inicio de la fulguración de clase M4.7 fue observado por el HASTA a las 12:24 UT. A partir de las 12:43:26 UT, se observan arcos oscuros en $H\alpha$ anclados en la polaridad positiva a lo largo de los cuales viaja el plasma constituyendo un *surge*. De las imágenes del HASTA estimamos la altura máxima y la longitud de los arcos del *surge*. Combinando las observaciones cromosféricas y en EUV con la evolución del campo magnético, inferimos que la rotación del bipolo central de la RA a lo largo de 12 hs pudo haber dado origen a la desestabilización del campo y posterior liberación de la energía. Esta rotación al mismo tiempo incrementa el contenido de energía magnética libre en la configuración. Por otra parte, dada la presencia del *surge* y la ubicación de sus bases concluimos que la liberación de energía ocurrió en las cercanías del bipolo central a alturas coronales bajas.

Referencias

- Lemen, J. R., Title, A. M., Akin, D. J. et al., 2012, Sol. Phys. 275, 17
 Priest, E. R. & Forbes, 2002, A&A Review, 10, 4, 313
 Bagalá, L. G., Bauer, O. H., Fernández Borda, R. et al., 1999, ESA SP, 448, 469
 Scherrer, P. H., Bogart, R. S., Bush, R. I. et al., 1995, Sol. Phys. 162, 129

PRESENTACIÓN MURAL

Astrophysical parameters of Small Magellanic Cloud star clusters

F. Maia¹, A.E. Piatti², J.F.C. Santos, Jr.¹

(1) *Departamento de Física - ICEx/UFMG - Brazil*

(2) *Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE-CONICET)*

Abstract. We present results obtained from CCD CT1 photometry for a sample of star clusters located in crowded fields in the Small Magellanic Cloud (SMC). The targets were studied by using spatial density maps, center finding algorithms, radial density profiles and a decontamination procedure to clean their color-magnitude diagrams (CMDs) of field stars. The results show that out of 68 objects investigated, only 37 (54 %) present a spatial stellar overdensity. Furthermore, only 8 (12 %) of them show stellar density profiles to be fitted by a King function. Ages, metallicities and color excesses of these genuine clusters were also estimated from isochrone fitting on their field decontaminated CMDs.

Resumen. Presentamos resultados obtenidos a partir de fotometría CCD CT1 de una muestra de cúmulos estelares ubicados en regiones muy densas de la Nube Menor de Magallanes. Los objetos seleccionados fueron analizados utilizando mapas de densidad estelar, algoritmos de centrado, perfiles radiales de densidad y un procedimiento de decontaminación o para limpiar sus diagramas color-magnitud de las estrellas del campo. Los resultados muestran que de un total de 68 objetos estudiados, sólo 37 (54 %) presentan una sobredensidad espacial de estrellas. Más aún, sólo 8 de ellos tienen perfiles radiales de densidad ajustables por una función de King. Determinamos sus edades, metalicidades y excesos de color a partir del ajuste de isócronas teóricas en los diagramas color-magnitud de los cúmulos.

Density maps

A stellar density enhancement over the surrounding field is the most basic condition to identify a star cluster. However, such an enhancement can be difficult to recognize in star fields with density fluctuations. To address this issue we have built stellar density maps taking into account different magnitude levels. We proceeded as follows:

1. we selected stars brighter and fainter than a fixed T1 mag, distributed inside a 2'x2' box around the centers given by Bica et al. (2008);
2. a stellar density value was then calculated over a region of 5" around each selected star;

3. the stellar density values were interpolated into a uniform grid and plotted as a contour map.

The brightest magnitude limit was chosen in order to include at least 10% of the total number of stars in the region. Fixed T1 mags were set at increments of 0.5 mag, so that we were able to produce contour maps with different cluster/star field density contrast.

Center finding

For this purpose, we devised an algorithm to interactively search for the highest density peak inside a given area. Given the cluster initial (visual) radius and the centers of Bica et al. (2008), the algorithm performs the following tasks:

1. stars around the initial center value and inside the cluster radius are selected;
2. new center values are calculated as the average of the selected star positions, weighted by the calculated stellar density of each star;
3. the initial central coordinates are replaced by the new center values and the algorithm is iterated until the distance between the initial center and the new center value is less than $0.5''$ and the stellar density at the new center is $1-\sigma$ above the sky density fluctuations. The algorithm aborts whenever a maximum number of 5 iterations is reached. Fig. 1 (left panel) shows the results of the center finding algorithm for K 57.

Structural parameters

Structural parameters of the targets were determined according to the following steps:

1. cluster centers were calculated as the average of the central coordinates obtained from the center finding algorithm over each density map;
2. we then built radial density profiles (RDPs) around the new central coordinates;
3. a mean sky density value was calculated in a region beyond the cluster radius;
4. the cluster limiting radius was calculated as the point where the cluster stellar density reaches the mean sky level in its RDP; and
5. the cluster central stellar density and its core radius are calculated by fitting a 2-parameter King function to the RDP (see Fig. 1, right panel).

Only 8 out of 37 selected clusters show converging King profiles. Although the remaining ones do present density stellar enhancements, they tend to present sub-clusterings or elongated forms that do not conform the analytical function applied. They must be subject to an individual, more detailed analysis in order to determine their real nature.

Decontamination and isochrone fitting

To account for the field stars present in the region of the 8 genuine clusters, we used a photometric decontamination procedure (Maia et al. 2010) that samples the field population outside the cluster region and statistically removes it from the cluster CMD. The resulting cleaned cluster CMDs were subject to manual isochrone fitting using the Padova models with metallicities $Z=0.008$ and $Z=0.004$. We also adopted a constant distance modulus of 18.90 ± 0.10 for all the clusters (Glatt et al. 2010). Fig. 2 show the observed cluster CMD, the reference field CMD and the decontaminated CMD for K 57, whereas Table 1 lists the resulting parameters for the 8 confirmed star clusters.

Results and conclusions

Although only 8 objects has converged thought the analysis employed, we cannot rule out the existence of other genuine clusters in our selected sample. Complementary studies are also required. Indeed, another 29 objects have been identified as possible clusters based on the convergence of our center finding algorithm over the magnitude limited density maps. We found, however, a remarkably large number of objects (31) that did not match our convergence criteria. These could be attributed to asterisms in the catalog of Bica et al. (2008) (see, e.g., Piatti & Bica, 2012).

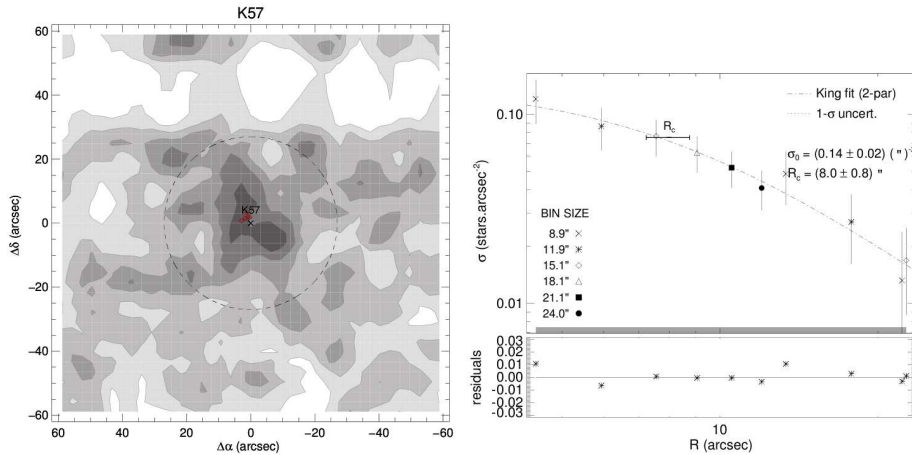


Figure 1. *Left:* Stellar density map in the field of K 57. *Right:* A King function fitted to its RDP.

References

- Bica E., Bonatto C., Dutra C. M., Santos J.F.C., 2008, MNRAS, 389, 678
 Glatt K., Grebel E. K., Koch A., 2010, A&A, 517, A50
 Maia F.F.S., Corradi W.J.B., Santos J.F.C., Jr., 2010, MNRAS, 407, 1875
 Piatti A.E., Bica, E. 2012, MNRAS, 425, 3085

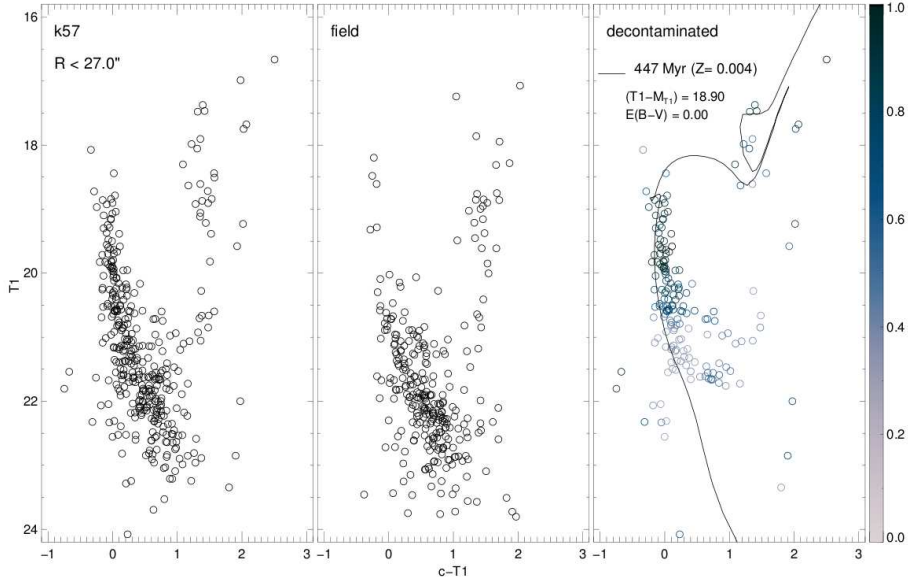


Figure 2. The observed cluster CMD, the field CMD and the cleaned cluster CMD for K 57 are shown.

Table 1. Estimated parameters for 8 SMC star clusters

ID	RA(J2000) (hh:mm:ss.s)	DEC(J2000) (dd:mm:ss)	R_{lim} ($'$)	σ_o stars/ $'^{-2}$	R_{core} ($'$)	$\log t$	E(B-V)
BS 80	00:56:14.5	-74:09:22	0.38	502 ± 106	0.14 ± 0.03	9.45	0.00
B 111	01:01:56.3	-71:01:13	0.41	356 ± 74	0.14 ± 0.02	9.15	0.00
K 57	01:08:15.9	-73:15:25	0.41	475 ± 81	0.18 ± 0.03	8.75	0.00
OGLE 53	00:49:16.9	-73:12:36	0.18	147 ± 60	0.22 ± 0.10	8.90	0.00
K 55	01:07:31.2	-73:07:11	0.72	506 ± 64	0.21 ± 0.02	8.70	0.00
K 63	01:10:46.4	-72:47:31	0.69	315 ± 60	0.20 ± 0.04	8.70	0.00
HW 52	01:06:56.5	-73:14:06	0.52	277 ± 134	0.13 ± 0.05	8.10	0.05
HW 32	00:57:23.2	-71:10:13	0.63	114 ± 41	0.19 ± 0.06	8.00	0.00

PRESENTACIÓN MURAL

Determinación fotométrica de parámetros fundamentales de dos cúmulos abiertos del cuarto cuadrante Galáctico

N. Marcionni¹, M.C. Parisi^{2,3}, J.J. Clariá^{2,3}, A.V. Ahumada^{2,3}, T. Palma^{2,3}, A.E. Piatti^{3,4}

(1) *Facultad de Matemática, Astronomía y Física (FaMAF),
Universidad Nacional de Córdoba*

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

(3) *CONICET*

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

Abstract. We present preliminary results obtained from a photometric analysis in the Washington system C and T_1 passbands of two poorly known open clusters (OCs) located in the fourth Galactic quadrant: BH 84 and BH 211. Based on the best fits of theoretical isochrones to the $(T_1, C - T_1)$ colour-magnitude diagrams, we derive the fundamental cluster parameters. The present results are part of a major project which aims to characterize almost a hundred OCs observed and analyzed in a homogeneous way.

Resumen. Presentamos resultados preliminares obtenidos a partir del análisis fotométrico en las bandas C y T_1 del Sistema de Washington de 2 cúmulos abiertos (CAs) pobremente estudiados del cuarto cuadrante galáctico: BH 84 y BH 211. En base a los mejores ajustes de isócronas teóricas a los diagramas color-magnitud $(T_1, C - T_1)$, derivamos los parámetros fundamentales de ambos objetos. Los presentes resultados constituyen parte de un proyecto mayor que prevé la caracterización de casi un centenar de CAs observados y analizados de manera homogénea.

1. Observaciones fotométricas

Nuestro grupo viene realizando estudios sistemáticos de CAs utilizando distintos telescopios del Observatorio Inter-Americano de Cerro Tololo (CTIO, Chile) y el sistema fotométrico de Washington (SFW). Estos estudios han contribuido de manera significativa, no sólo a la caracterización individual de estos sistemas, sino también al entendimiento global de algunas propiedades de la Vía Láctea (ver, e.g., Piatti et al. 2009a). Como parte de este estudio, se obtuvieron imágenes en las bandas C y T_1 del SFW de casi un centenar de CAs galácticos de características desconocidas o muy pobremente conocidas. Presentamos aquí resultados preliminares de este estudio en gran escala para BH 84 ($\alpha_{2000} = 10^h 01^m 36^s$, $\delta_{2000} = -58^\circ 10' 00''$) y BH 211 ($\alpha_{2000} = 17^h 02^m 12^s$, $\delta_{2000} = -41^\circ 04' 00''$), dos cúmulos del cuarto cuadrante galáctico observados con el telescopio de 0.9 m de CTIO, con un CCD de 2048x2048 píxeles y un seeing típico de $1''$.

2. Características estructurales y parámetros fundamentales

Todas las imágenes adquiridas fueron reducidas usando el paquete *IRAF*¹ en el Observatorio Astronómico de Córdoba. Los perfiles de densidad estelar en las regiones de BH 84 y BH 211 fueron obtenidos siguiendo el procedimiento descrito en Piatti et al. (2009b), realizando recuentos estelares y ajustes de funciones Gaussianas a las distribuciones proyectadas de estrellas. En las Figuras 1 y 2 presentamos los diagramas color-magnitud (CM) correspondientes a distintas extracciones circulares en las regiones de cada cúmulo. Si bien la contaminación por estrellas del campo es importante en los dos casos, las características fiduciales de BH 84 y BH 211 se aprecian muy bien en las menores extracciones circulares, motivo por el cual decidimos ajustar isócronas teóricas de Girardi et al. (2002) en estos últimos diagramas (Figuras 3 y 4), usando $Z = 0.019$. Las isócronas que mejor reproducen la secuencia principal (SP) de BH 84 y BH 211 corresponden a $\log(t) = 8.75$ y 9.0 , respectivamente, equivalentes a $t = (5.62 \pm 0.7) \times 10^8$ años y $t = (1.0 \pm 0.3) \times 10^9$ años, respectivamente. Los excesos de color $E(C - T_1)$ y módulos verdaderos de distancia se indican en los respectivos diagramas CM. De los mismos, luego del ajuste de isócronas, estimamos en 0.1 y 0.25 magnitudes los errores inherentes a $E(C - T_1)$ y $T_1 - M_{T_1}$, respectivamente.

Usando datos del catálogo 2MASS y ajustes de isócronas de Girardi et al. (2002), Bukowiecki et al. (2011) reportaron recientemente los siguientes valores del enrojecimiento y la distancia para BH 84: $E(B - V) = 0.60$ y $d = (2.92 \pm 0.19)$ kpc. Para BH 211 obtuvieron $E(B - V) = 0.48$ y $d = (1.38 \pm 0.09)$ kpc. Teniendo en cuenta que $E(C - T_1)/E(B - V) = 1.97$ (Geisler et al. 1991), los enrojecimientos $E(C - T_1)$ reportados en el presente trabajo conducen a valores de $E(B - V)$ en muy buen acuerdo con los derivados por Bukowiecki et al. (2011). De acuerdo a estos autores, las isócronas que mejor ajustan los diagramas $(J, J - K)$ de BH 84 y BH 211 corresponden a $\log(t) = 7.25$ y 9.2 , equivalentes a edades de 18 y 1.600 millones de años, respectivamente. Si bien el acuerdo en edad obtenido para BH 211 es más que razonable, nótese la significativa diferencia encontrada para BH 84. La notable subestimación en la edad de BH 84 por parte de Bukowiecki et al. (2011) se debe a que no se advierte en el diagrama $(J, J - K)$ el punto de desvío de la SP y, por ende, estos autores derivaron la edad ajustando la SP de edad cero (Bukowiecki 2012).

Referencias

- Bukowiecki, L., 2012 (comunicación privada)
 Bukowiecki, L., Maciejewski, G. et al., 2011, *AcA*, 61, 231
 Geisler, D., Clariá, J.J., Minniti, D., 1991, *AJ*, 102, 1836
 Girardi, L., Bertelli, G. et al., 2002, *A&A*, 391, 195
 Piatti, A.E., Clariá, J.J. et al., 2009a, *New Astron.*, 14, 97
 Piatti, A.E., Geisler, D. et al., 2009b, *A&A*, 501, 585

¹IRAF es distribuido por los National Optical Astronomy Observatories, operados por la Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., bajo contrato con la National Science Foundation.

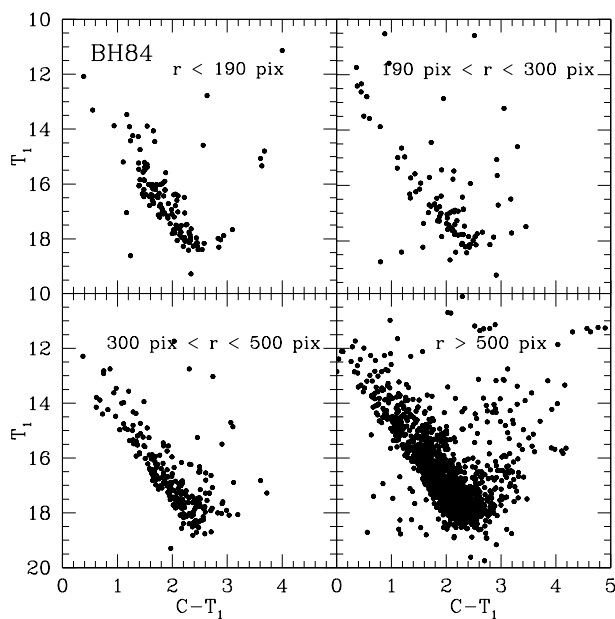


Figura 1. Diagramas CM correspondientes a distintas extracciones circulares en BH 84. En cada panel se indica el intervalo en píxeles que comprende la extracción.

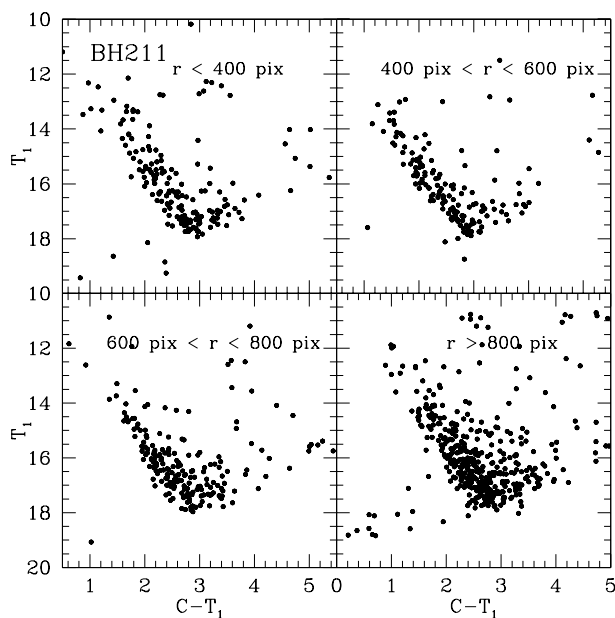


Figura 2. Idem Fig. 1 pero para BH 211.

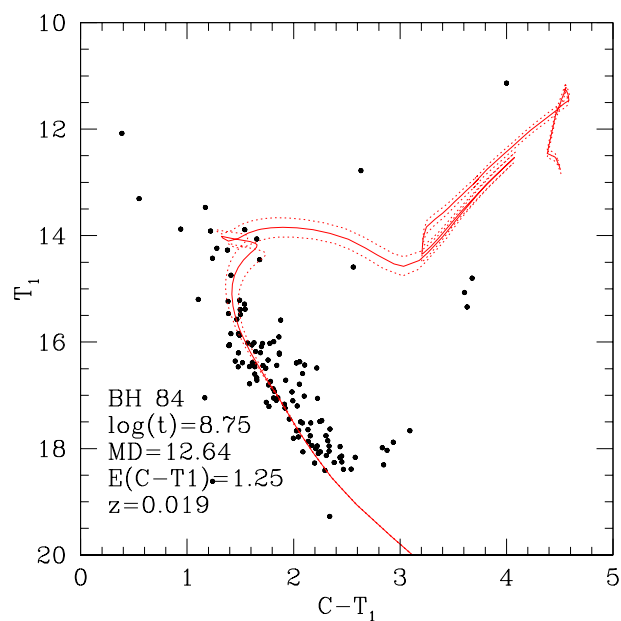


Figura 3. Diagrama CM en el que se muestra la isócrona que mejor ajusta las características fiduciales de BH 84 (línea llena) e isócronas obtenidas teniendo en cuenta los errores asociados (líneas de puntos). Se indican en los diagramas los valores adoptados para $\log(t)$, el módulo verdadero de distancia, $E(C - T_1)$ y la metalicidad del modelo.

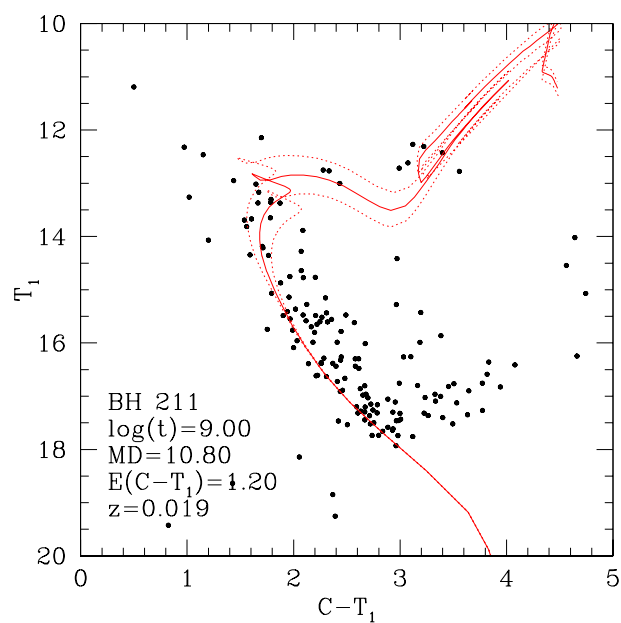


Figura 4. Idem Fig. 3 pero para BH 211.

PRESENTACIÓN MURAL

Determinación de edades y enrojecimientos de cúmulos estelares pertenecientes a la Nube Mayor de Magallanes

J.H. Minniti^{1,2}, A.V. Ahumada^{1,3}, J.J. Clariá^{1,3}, A. Benítez-Llambay^{1,3,4}, M.A. Oddone¹, E. Bica⁵ & J.F.C. Santos Jr.⁶

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

(2) *FaMAF (UNC)*

(3) *CONICET*

(4) *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental (IATE, OAC)*

(5) *Instituto de Física, UFRGS, Porto Alegre, Brasil*

(6) *Depto. de Física, ICEx, UFMG, Brasil*

Abstract. We present flux-calibrated integrated spectra in the optical range obtained with the REOSC spectrograph (CASLEO, Argentina) for 9 concentrated stellar clusters belonging to the Large Magellanic Cloud, one of which was not previously studied. We estimate simultaneously age and foreground reddening by using the algorithm FISA. For the studied sample, we derive ages between ~ 2 Myr and ~ 350 Myr and foreground reddening $E(B-V)$ values in the range 0.00–0.23 mag. These values are mostly in agreement with the ones found by other authors.

Resumen. Se presentan espectros integrados en el rango óptico obtenidos con el espectrógrafo REOSC (CASLEO, Argentina) de 9 cúmulos estelares (CEs) de la Nube Mayor de Magallanes (NMM), uno de los cuales no presenta estudios previos. Determinamos simultáneamente edades y enrojecimientos aplicando el programa FISA. Para la muestra estudiada encontramos edades comprendidas entre $\sim 2 \times 10^6$ y $\sim 350 \times 10^6$ años y excesos de color $E(B-V)$ entre 0.0 y 0.23 mag. Los valores encontrados resultan en general similares a los determinados por otros autores.

1. Introducción

El estudio de sistemas estelares extragalácticos provee información relevante relacionada con la historia química de las galaxias que albergan los mencionados sistemas. La riqueza, diversidad y proximidad del sistema de los CEs de la NMM hacen que la misma constituya un excelente laboratorio para examinar los procesos de formación de estrellas y evolución química. De acuerdo al trabajo de catalogación realizado por Bica et al. (2008), en la NMM existen ~ 3050 CEs, de los cuales es poco lo que se conoce. Una de las técnicas existentes para determinar propiedades integradas de CEs compactos es la espectroscopía integrada, la cual se basa en el concepto de síntesis de poblaciones estelares (e.g. Ahumada et al. 2010).

2. Observaciones espectroscópicas

Las observaciones fueron llevadas a cabo en el Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO, San Juan, Argentina) con el telescopio “*Jorge Sahade*” de 2.15 m en el año 2009. Se empleó el espectrógrafo REOSC (DS). La rendija fue montada en la dirección este-oeste y las observaciones fueron efectuadas barriendo los CEs mediante un movimiento del telescopio en la dirección norte-sur, con el fin de obtener un muestreo apropiado de las estrellas del cúmulo. El tamaño de la rendija, equivalente a $4.7'$ en el cielo, permitió muestrear regiones del mismo cercanas a los CEs. Se utilizó una red de 300 líneas/mm, la que produce una dispersión de $\sim 3.46 \text{ \AA}/\text{pixel}$. La región espectral útil cubre el rango $\sim (3800-6800) \text{ \AA}$. El ancho de la rendija de $400 \mu\text{m}$ permitió obtener una resolución de $\sim 16 \text{ \AA}$. La reducción de los espectros fue realizada con el paquete IRAF¹ siguiendo los procedimientos estándares. Todos los espectros finales, correspondientes a los CEs estudiados, se presentan en la Fig.1.

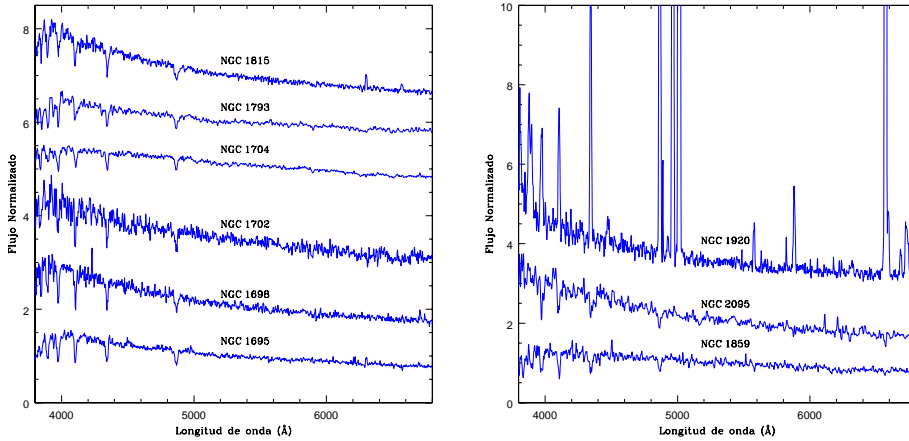


Figura 1. Espectros observados de los CEs estudiados

3. Análisis y resultados

Las edades y excesos de color $E(B-V)$ de los CEs se determinaron mediante el ajuste de espectros *templates* de diferentes edades, usando el programa FISA (Benítez-Llambay et al. 2012). Este programa permite elegir el espectro *template* más adecuado a partir de la minimización de los correspondientes residuos. Todos los espectros fueron normalizados a la unidad en $\lambda \sim 5378 \text{ \AA}$. A continuación se presenta una breve discusión de los resultados obtenidos, en la cual se indican los tipos SWB (Searle et al. 1980) obtenidos para los CEs de acuerdo a la clasificación realizada por Bica et al. (1996, B96).

¹IRAF es distribuido por NOAO (AURA, NSF)

- NGC 1695: B96 clasificaron este cúmulo como SWB III, grupo éste que abarca edades entre 70×10^6 y 200×10^6 años. Glatt et al. (2010, G10) reportan una edad de 100×10^6 años y un $E(B-V) = 0.15$ mag. Talavera et al. (2009), por su parte, estimaron una edad de $(50-100) \times 10^6$ años y un exceso de color $E(B-V)$ de 0.16 mag., en buen acuerdo con los valores encontrados en este trabajo (Fig.2).
- NGC 1698: este cúmulo fue clasificado como del tipo SWBI por B96. Usando el parámetro s definido en base a la clasificación SWB, Elson & Fall (1985, EF85) derivaron edades entre 25×10^6 y 65×10^6 años, en tanto que G10 reportaron una edad de 100×10^6 años y un $E(B-V)$ de 0.10 mag. El *template* Ye de $(45-75) \times 10^6$ años de Piatti et al. (2002, P02) es el que mejor ajusta el espectro observado de NGC 1698, sin necesidad de efectuar corrección alguna por enrojecimiento.
- NGC 1702: de acuerdo a la clasificación de B96 (SWB II), este cúmulo debería tener una edad comprendida entre 30×10^6 y 70×10^6 años. G10 la estimaron en 65×10^6 años y reportaron un $E(B-V)$ de 0.05 mag. Aplicando el método de ajuste de *templates*, el mejor ajuste del espectro observado se logra con el *template* Yf de $(100-150) \times 10^6$ años de P02, sin necesidad de corregir por enrojecimiento.
- NGC 1704: B96 lo clasifican como del tipo SWBI, en tanto que G10 reportan una edad de 32×10^6 años, consistente con la determinada por EF85. Dos ajustes razonables del espectro observado se logran tanto con el *template* Yg ($200-350 \times 10^6$ años), con $E(B-V) = 0.17$, como con el *template* Yf, con $E(B-V) = 0.21$, ambos de P02. Dado que en el espectro observado de NGC 1704 se distinguen características tales como la banda G y bandas de TiO, visibles en el *template* Yf, concluimos aceptando para NGC 1704 una edad de aproximadamente 200×10^6 años.
- NGC 1793: B96 lo clasificaron como SWBI. EF85 indican un rango de edades que abarca entre los 30×10^6 y los 80×10^6 años, en tanto que G10 determinan la misma edad que para NGC 1695 (100×10^6 años) y un $E(B-V) = 0.20$ mag. En este trabajo se realizaron comparaciones con los *templates* Yf e Ye, luego de aplicar correcciones por $E(B-V) = 0.20$ y 0.21 mag., respectivamente, las cuales están de acuerdo con los resultados obtenidos por los autores antes mencionados.
- NGC 1815: de acuerdo a Dieball et al. (2002), este objeto constituiría un par físico con el CE BSDL 470. G10 determinan una edad de 65×10^6 años y un $E(B-V) = 0.05$ mag. Logramos una comparación satisfactoria del espectro observado, es decir sin corregir por enrojecimiento, con el *template* Yf (P02), por lo que la edad de este cúmulo estaría comprendida entre 100×10^6 y 150×10^6 años.
- NGC 1859: se realizaron dos comparaciones para este CE. Una con el *template* de 500×10^6 años (Yh) y otra con el *template* Yg, ambos de la base de P02. De estas comparaciones surge una edad de 300×10^6 años y $E(B-V) = 0.11$. Estos valores son ligeramente superiores a los de G10, quienes determinan una edad de 125×10^6 años y un $E(B-V) = 0.05$ mag.

- NGC 1920: este es un cúmulo joven, embebido en una nebulosa de emisión, clasificado como SWB 0 por B96. No existen estudios previos del mismo de ningún tipo. En la Fig. 2 se compara el espectro observado, sin corregir por enrojecimiento, con dos *templates* de Santos et al. (1995) de la NMM correspondientes a edades menores que 5×10^6 años. Nótese las fuertes emisiones nebulares en los dos *templates*.
- NGC 2095: G10 estimaron una edad de 80×10^6 años y un exceso de color $E(B-V) = 0.10$ mag para este CE de tipo SWBI (B96). La mejor comparación se obtuvo con el template Yd de 40×10^6 años de P02, corrigiendo antes el espectro observado por $E(B-V) = 0.11$ mag.

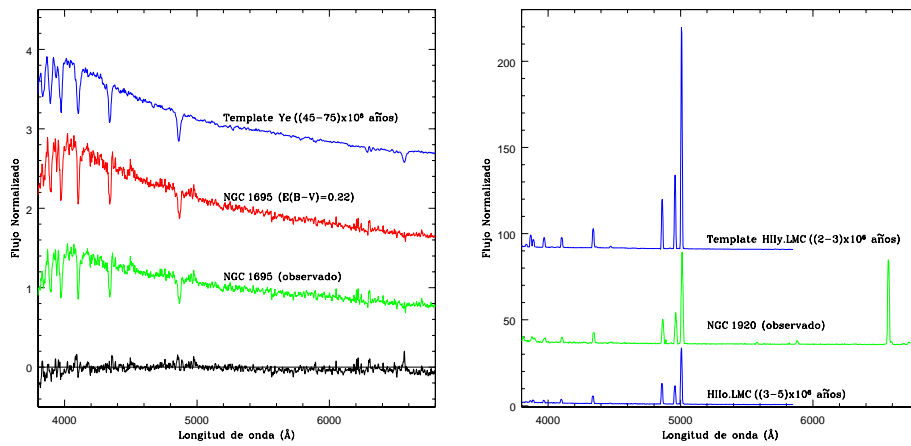


Figura 2. Ajuste de *templates* para dos CEs de la muestra: NGC 1695 (izquierda) y NGC 1920 (derecha)

Referencias

- Ahumada A., et al., 2010, Proceedings of the IAU Symp. 266, 347
 Benítez-Llambay A., Clariá J.J., Piatti A.E., 2012, PASP, 124, 173
 Bica E., et al., 1996, ApJS, 102, 57 (B96)
 Bica E., et al., 2008, MNRAS, 389, 678
 Dieball A., et al., 2002, A&A, 391, 547
 Elson R., Fall S.M., 1985, ApJ, 299, 211 (EF85)
 Glatt K., et al., 2010, A&A, 517, A50 (G10)
 Piatti A.E., et al., 2002, MNRAS, 335, 233 (P02)
 Santos J.F.C. Jr., et al., 1995, MNRAS, 276, 1155
 Searle L., Wilkinson A., Bagnuolo W.G., 1980, ApJ, 239, 803 (SWB)
 Talavera M.L., et al., 2009, RMxAA, 35, 117

PRESENTACIÓN MURAL

Near-infrared spectroscopic survey of galactic B[e] stars

M. F. Muratore¹, M. Kraus² & W. J. de Wit³

(1) *Departamento de Espectroscopía Estelar, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata, and Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina*
(2) *Astronomický ústav, Akademie věd České Republiky, Czech Republic*
(3) *European Southern Observatory, Chile*

Abstract. We study the circumstellar CO emission in a sample of galactic B[e] stars using high spectral resolution data taken with the near-infrared spectrograph VLT/CRIRES. The presence or absence of the first overtone CO band emission can help us characterize the environment around stars in different evolutionary phases, while the modeling of the first CO bandhead in our high resolution spectroscopic data can provide information about the kinematics of the circumstellar material at several AU from the star. This study will help to assess the validity of the latitude dependent B[e] wind paradigm in particular, and our understanding of the final phases of massive star evolution in general. In this contribution we present preliminary results on the modeling of the CO emission for some of the objects of the sample.

Resumen. Estudiamos la emisión de CO en una muestra de estrellas B[e] galácticas usando observaciones de alta resolución espectral obtenidas con el espectrógrafo infrarrojo VLT/CRIRES. La presencia o ausencia de la emisión de CO puede ayudarnos a caracterizar el medio circunestelar alrededor de estrellas en distintos estados evolutivos. Además, el modelado de la primera cabeza de banda de esta molécula en nuestros espectros de alta resolución puede aportar información acerca de la cinemática del material a varias UA de la estrella. Este estudio contribuirá a evaluar la validez del paradigma de los vientos dependientes de la latitud en las estrellas B[e] en particular, y nuestro entendimiento de las fases finales de la evolución de las estrellas masivas en general. En esta contribución presentamos resultados preliminares del modelado de la emisión de CO para algunos de los objetos de la muestra.

1. Introduction

B[e] stars are characterized by the presence of permitted and forbidden emission lines in their optical spectra, and a strong infrared excess emission due to circumstellar dust (e.g. Zickgraf et al. 1985). Some of these stars also show molecular bands in emission, such as TiO and/or CO bands (McGregor et al. 1988). All this points to the existence of a large amount of circumstellar ma-

terial, but the kinematics and physical conditions in these extended envelopes (winds and/or disks) are still unknown. The model proposed by Zickgraf et al. (1985), consisting of a fast, low density polar wind, and a much denser, slowly expanding equatorial wind, is currently under debate. However, the existence of an equatorial density enhancement is supported by observations performed with different techniques, such as spectroscopy, spectropolarimetry and interferometry, and explains the formation and survival of molecules and dust around hot stars. On the other hand, analyses of atomic and molecular emission have provided evidence not only of outflow but also of Keplerian rotation. In order to gain insight into the structure and kinematics of the circumstellar environments around these stars, it is important to study the emission from the different components of the circumstellar medium, because they trace regions at different distances from the star. Here we concentrate on the first overtone CO band emission observable in the near-infrared. This particular disk tracer provides information about the kinematics of the circumstellar material at several AU from the star.

2. Observations

We obtained high-resolution near-infrared spectra ($R \sim 50000$) for a sample of galactic B[e] stars using CRIRES, an echelle spectrograph attached to one of the 8m VLT unit telescopes at the European Southern Observatory (ESO) site in Paranal (Chile). The observations were carried out on several nights during November and December, 2009, and during April, June and July, 2010. A standard nodding on-slit strategy was applied to remove sky and detector glow, and telluric standard stars were observed in order to remove telluric lines from the spectra of the target stars. The reduction of these observations was performed with the CRIRES pipeline provided by ESO, while the telluric correction was performed using IRAF software package routines. The final spectra extend approximately from 2.276 to 2.326 μm .

3. Results

The sample consists of 16 objects (see Table 1), 8 of which clearly display the first bandhead of CO in emission. The spectra of these 8 stars, together with 2 of the objects that show no evidence of CO emission, are presented in Fig. 1 (black line). The wavelength range shown, extending from 2.292 to 2.3005 μm , includes the first CO bandhead. The shape of the bandhead implies that either rotation or equatorial outflow broadens the CO band. We use the model of Kraus et al. (2000) to determine the (rotation or outflow) velocity of the CO gas projected to the line-of-sight, $v \sin i$. The values obtained for the 6 objects we have modeled so far are included in Table 1, and the preliminary fits are shown in Fig. 1 (green line). We are currently working to refine these fits and model the remaining 2 stars. The final values of $v \sin i$ will then be used to determine the distance from the star at which the CO gas is located. Combining these distance estimates with those obtained from other tracers, such as the optical forbidden lines [OI] and [CaII] (Kraus et al. 2007, 2010; Aret et al. 2012), we will be able to distinguish between Keplerian rotation and outflow.

Interestingly, all stars displaying CO band emission are either confirmed or suspected supergiants. For 2 of them (HD 327083, Wheelwright et al. 2012; GG Car, Kraus et al. 2013) the CO gas is located in a circumbinary disk. Whether such a scenario holds for more stars in this sample still needs to be studied.

Object	Classification	CO emission	$v \sin i$ (km s ⁻¹)
Hen 3-298	sgB[e]	yes	19
GG Car	B0-B2, sgB[e]	yes	80
CPD-52 9243	B3Ia, sgB[e]	yes	26
3 Pup	A2Iab[e]	yes	42
MWC 137	Be, sgB[e] candidate	yes	85
HD 87643	sgB[e] candidate	yes	
HD 327083	sgB[e]	yes	
CD-57 3107	sgB[e]	yes	65
MWC 300	B1Ia+, sgB[e]	no	
V921 Sco	Bpe, sgB[e] candidate	no	
MWC 314	LBV candidate, sgB[e] candidate	no	
Hen 3-1398	O9/B0[e]	no	
Hen 3-140	unclB[e]	no	
HD 45677	B2V[e], unclB[e], extreme Be?	no	
HD 50138	B6III-IV[e], unclB[e], extreme Be?	no	
AS 381	B1e+, sgB[e] candidate	absorption	

Table 1. Sample of galactic B[e] stars observed with CRILES.

Acknowledgments. M.F.M. is a research fellow of the Universidad Nacional de La Plata. M.F.M. acknowledges support from an ESO's DGDF 2012 visitor grant. M.K. acknowledges financial support from GA ČR under grant number 209/11/1198. The Astronomical Institute Ondřejov is supported by the project RVO:67985815. Financial support for International Cooperation of the Czech Republic (MŠMT, 7AMB12AR021) and Argentina (Mincyt-Meys, ARC/11/10) is acknowledged.

References

- Aret, A. et al., 2012, MNRAS, 423, 284
 Kraus, M. et al., 2000, A&A, 362, 158
 Kraus, M. et al., 2007, A&A, 463, 627
 Kraus, M. et al., 2010, A&A, 517, A30
 Kraus, M. et al., 2013, A&A, 549, A28
 McGregor, P. J. et al., 1988, ApJ, 324, 1071
 Wheelwright, H. E. et al., 2012, A&A, 543, A77
 Zickgraf, F. -J. et al., 1985, A&A, 143, 421

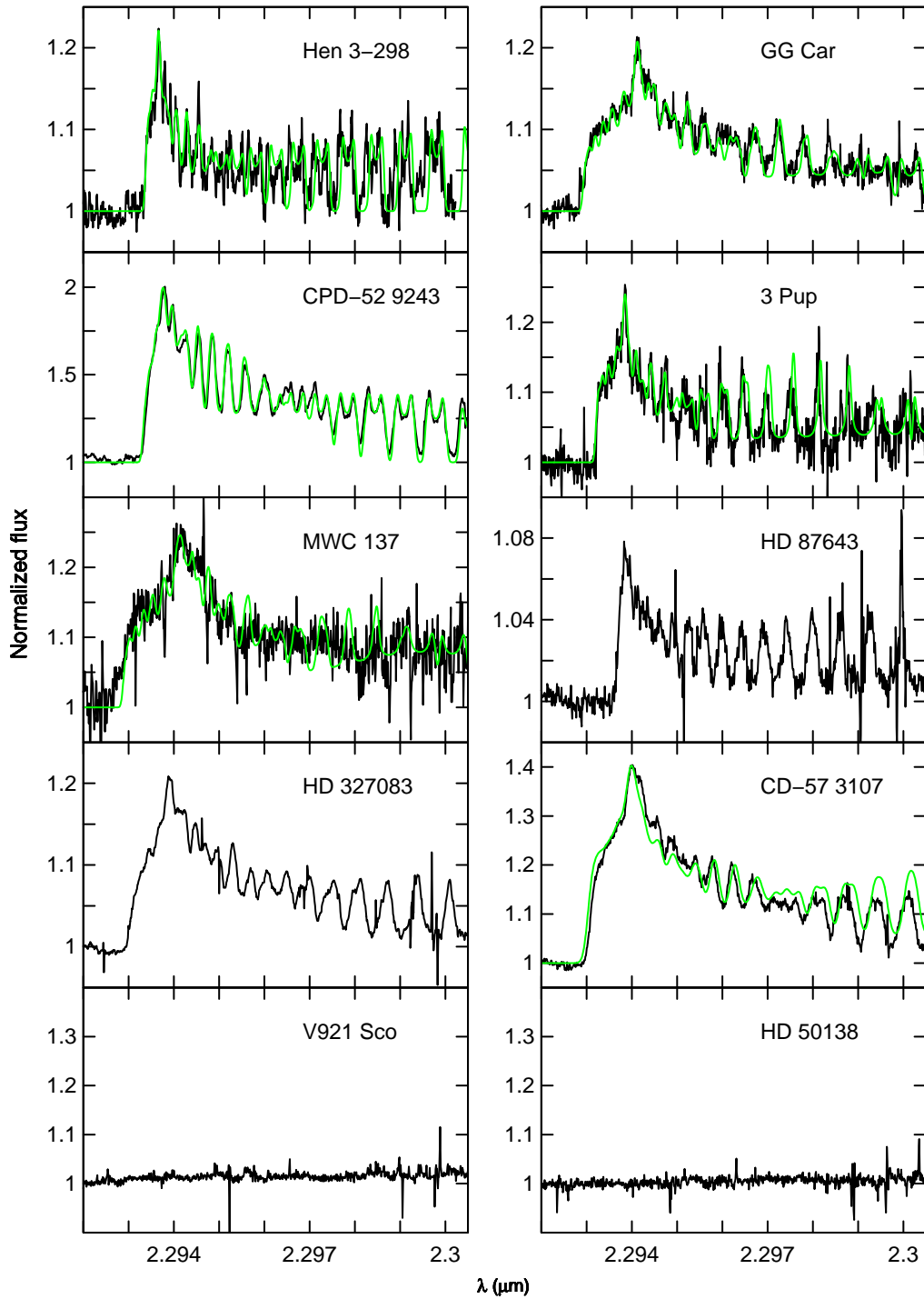


Figure 1. Normalized CRILES spectra (black) of the stars that display CO in emission. For 6 of the 8 stars we show preliminary fittings (green). We also include for comparison 2 of the objects that do not show CO in their spectra.

PRESENTACIÓN ORAL

Evolución de la Estructura Térmica Global de la Corona alrededor del Último Mínimo de Actividad Solar

F.A. Nuevo¹, A.M. Vásquez¹, Z. Huang² & R.A. Frazin²

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

(2) *Dept. of Atmospheric, Oceanic and Space Sciences (AOSS)
University of Michigan*

Abstract. We study the solar corona temperature structure during several Carrington rotations (CR) around the last minimum of solar activity (CR 2077). The combination of Differential Emission Measure Tomography (DEMT) with magnetic models allows determination of the electron density and electron temperature along individual magnetic field lines. Two types of quiet Sun (QS) coronal loops were identified: “*up*” loops in which the temperature increases with height, and “*down*” loops in which the temperature decreases with height. We find that the population of *up* loops dominates the intermediate latitudes, while *down* loops are always located in the low-latitude region. We also find that the population of *down* loops was maximum at solar minimum.

Resumen. Estudiamos la corona solar durante varias rotaciones de Carrington (CR) alrededor del último mínimo de actividad solar (CR 2077). Combinando Tomografía de Medida de Emisión Diferencial (DEMT, por sus siglas en inglés) con modelos magnéticos globales, determinamos la densidad y temperatura electrónicas a lo largo de los arcos magnéticos coronales individuales. Identificamos dos tipos de arcos coronales: arcos “*up*” en los que la temperatura se incrementa con la altura, y arcos “*down*” en los que la temperatura decrece con la altura. Encontramos que la población *up* es dominante en latitudes intermedias, mientras que los arcos *down* se localizan en las latitudes más bajas. También hallamos que la población de arcos *down* se maximiza en el mínimo solar absoluto.

1. Introducción

La técnica DEMT se describe detalladamente en Frazin et al. (2009). Resumimos a continuación brevemente sus aspectos centrales. La técnica consiste de dos procedimientos consecutivos. En una primera fase, los diferentes ángulos de visión de la corona provistos por la rotación solar son utilizados para realizar tomografía solar rotacional (SRT, por sus siglas en inglés) a fin de reconstruir la distribución tridimensional (3D) de la *emisividad coronal de banda* (FBE, por sus siglas en inglés, Frazin et al. 2009). Esto se realiza para cada una de las bandas del telescopio en forma independiente. En una segunda fase, los valores de FBE de cada banda obtenidos en una dada celda de la malla computacional

tomográfica se utilizan para realizar un análisis local de la medida de emisión diferencial, denominado *medida de emisión diferencial local* (LDEM, por sus siglas en inglés). El carácter local de esta segunda fase es conferido por la técnica tomográfica, de manera que la función LDEM hallada en cada celda tomográfica describe la distribución térmica del plasma contenido en ella exclusivamente. Tomando los momentos de orden cero y uno de la LDEM, se pueden construir mapas 3D globales de la densidad (N_e) y temperatura (T_m) electrónica media del plasma coronal. La malla tomográfica cubre el rango de alturas de 1.0 a 1.2 R_\odot , con celdas de dimensión radial 0.01 R_\odot y angular 2° .

Por otro lado, la geometría global de los arcos magnéticos coronales puede ser descrita a partir de un modelo magnético potencial con superficie fuente (PFSSM, por sus siglas en inglés). En este trabajo utilizamos el método de diferencias finitas desarrollado por Tóth et al. (2011), que provee un resultado más preciso a latitudes altas que los modelos usuales basados en expansión de armónicos esféricos.

La combinación de DGMT con un modelo magnético permite “trazar” los resultados tomográficos, N_e y T_m , a largo de las líneas de campo magnético (arcos magnéticos). Esta técnica, denominada *Michigan Loop Diagnostic Technique* (MLDT, por sus siglas en inglés), fue presentada originalmente en Huang et al. (2012), quienes la aplicaron a una rotación correspondiente al último mínimo solar (CR 2077). La técnica permite determinar para cada arco magnético i , el perfil de temperatura DGMT $T_m^i(r)$, donde r es la altura heliocéntrica, en cada celda tomográfica a lo largo del arco magnético.

Huang et al. (2012) realizaron ajustes de $T_m^i(r)$ con una función lineal, $T = ar + b$. Los arcos para los que la temperatura aumenta con la altura ($a > 0$) se denominaron “up”, mientras aquellos para los cuales la temperatura disminuye con la altura ($a < 0$) se denominaron “down”. En este trabajo extendemos el análisis descrito a varias rotaciones alrededor del último mínimo solar correspondientes a la fase decreciente de actividad del ciclo solar (SC-) 23 y a la fase ascendente de actividad del SC-24.

2. Resultados y Conclusiones

Aplicamos la técnica MLDT a las CRs 2055, 2065, 2071, 2074, 2077, 2078, 2099 y 2106. En todos los casos utilizamos imágenes del instrumento STEREO/EUVI-B para realizar la tomografía, y magnetogramas sinópticos de SoHO/MDI para el modelo magnético global. Para realizar el trazado de líneas de campo consideramos puntos iniciales distribuidos cada 2° en latitud y longitud a una altura de 1.075 R_\odot , coincidente con la resolución de la malla tomográfica. Para el análisis de resultados se utilizan los mismos criterios de selección de arcos detallados en Huang et al. (2011). La primera y segunda filas de la Figura 1 muestran, respectivamente, la distribución espacial de arcos up/down (en rojo/azul) y la temperatura T_m , para las rotaciones CR 2065 (derecha) y 2077 (izquierda), esta última correspondiente al mínimo absoluto de actividad (ver Figura 2). Para todas las rotaciones estudiadas, y como ejemplifican las dos rotaciones de la Figura 1, hallamos que los arcos up se encuentran localizados en latitudes medias mientras que los arcos down se encuentran localizados en latitudes bajas. Asimismo, los arcos down están asociados a regiones de menor temperatura que el resto

del cinturón de *streamers*. La distribución latitudinal de los arcos up/down se cuantifica en las últimas dos filas de la Figura 1.

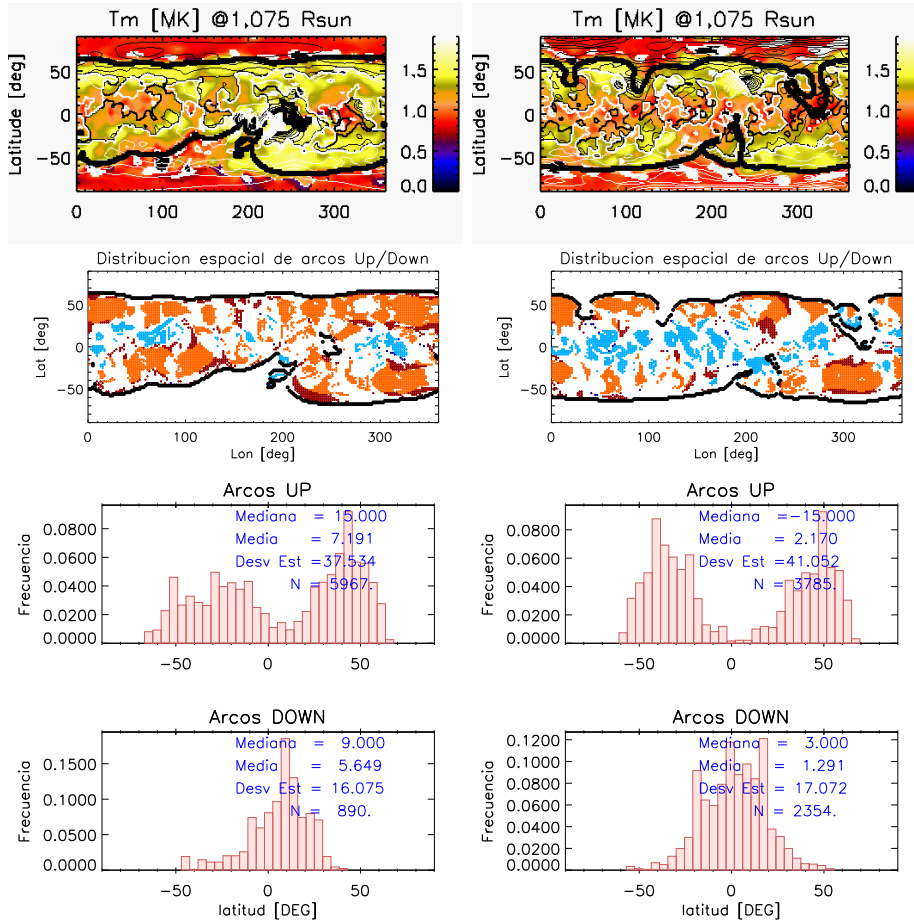


Figura 1. Paneles superiores: Mapas de T_m (primer fila) y de la localización espacial de los arcos up/down (rojo/azul, segunda fila) a la altura de $1.075 R_{\odot}$, para CR 2065 (izquierda) y CR 2077 (derecha) respectivamente. La línea de puntos negros representa la frontera entre la región magnéticamente cerrada y abierta de acuerdo con el PFSSM. La zona cerrada constituye el cinturón de *streamers*. En la segunda fila las regiones azules y celestes corresponden a arcos down, mientras que las regiones naranjas y rojas corresponden a arcos up. Azul y rojo corresponden a arcos cuyo ápice se encuentra por arriba de $1.2 R_{\odot}$, mientras que las regiones celestes y naranjas corresponden a arcos cuyo ápice está debajo de dicha altura. Las regiones blancas fueron excluidas de nuestro análisis por las razones descritas en Huang et al. (2012). Paneles inferiores: la tercer y cuarta filas muestran los histogramas de la distribución latitudinal de los arcos up y down de la segunda fila.

La Figura 2 muestra la progresión de la fracción de arcos *up* y *down* para todas las rotaciones analizadas, y la progresión de dos indicadores de actividad global solar. La fracción de arcos down aumenta sistemáticamente durante la fase

descendente del SC-23 y disminuye sistemáticamente durante la fase ascendente del SC-24, siendo esta máxima en el mínimo solar absoluto (CR 2077).

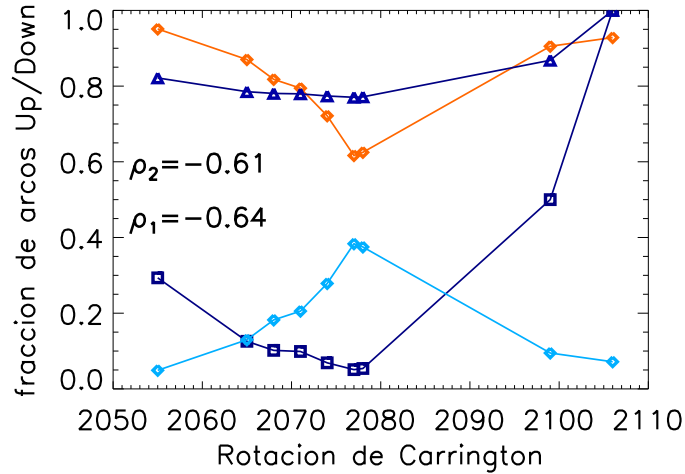


Figura 2. Progresión de la fracción de arcos up (naranja) y down (celeste). Se sobregrafican el *smoothed Brussels International Sunspot Number* del *Solar Influences Data Analysis Center* (SIDC) (azul oscuro-cuadrados) y el flujo de radio en 10.7 cm de Penticton, B.C., Canada (azul oscuro-triángulos). Ambos indicadores de actividad solar han sido divididos por el valor máximo en el periodo analizado (33.5 manchas y $88.0 \times 10^{-22} \text{ W m}^{-2} \text{ hz}^{-1}$, respectivamente). Se observa que la fracción de arcos down es máxima para CR 2077. El coeficiente de correlación de Pearson entre la fracción de arcos down y el número de manchas solares (flujo de radio en 10.7 cm) es $\rho_1 = -0.64$ (-0.61).

Estamos actualmente extendiendo el análisis para incluir otras rotaciones dentro del período estudiado (Nuevo et al. 2013, en preparación). Estos resultados son muy relevantes al problema del calentamiento coronal y serán próximamente comparados con resultados de modelos MHD que incluyen calentamiento coronal por ondas de Alfvén (Huang et al. 2013, en preparación).

Agradecimientos. Agradecemos a Marc De Rosa por el desarrollo del paquete de software *SolarSoft PFSS*, en base al cual desarrollamos las herramientas computacionales de trazado y análisis de resultados tomográficos utilizadas para este trabajo.

Agradecemos al referee anónimo su lectura del manuscrito y la sugerencia de incluir la correlación con el flujo de radio.

Referencias

- Frazin R. A., et al., 2009, ApJ, 701, 547
 Huang, Z., et al., 2012, ApJ, 755, 86
 Tóth, G., et al., 2011, ApJ, 732, 102

PRESENTACIÓN MURAL

Espectroscopía integrada de cúmulos estelares de la Nube Mayor de Magallanes

M.A. Oddone¹, T. Palma^{1,2}, A.V. Ahumada^{1,2}, J.J. Clariá^{1,2}, E. Bica³,
M.C. Parisi^{1,2} & J.F.C. Santos Jr.⁴

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

(2) *CONICET*

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

(4) *Departamento de Física, ICEx, UFMG, Belo Horizonte, Brasil*

Abstract. This work is a further step of a systematic project of integrated spectroscopic observations of Magellanic Clouds (MCs) star clusters. Although there exist some previous data in the literature, we present preliminary results for 6 small angular diameter clusters of the Large Magellanic Cloud (SL 106, SL 256, SL 410, SL 425, SL 453 and SL 624). The spectra were obtained with the “Jorge Sahade” 2.15 m telescope at Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO, Argentina) by using the REOSC spectrograph in the simple mode. These spectra will be used to improve the existing library of template spectra for the MCs.

Resumen. Este trabajo es parte de un proyecto sistemático de observaciones espectroscópicas integradas de sistemas estelares de las Nubes de Magallanes. Si bien existen algunos datos previos en la literatura, presentamos resultados preliminares de 6 cúmulos estelares de pequeño diámetro angular de la Nube Mayor de Magallanes (SL 106, SL 256, SL 410, SL 425, SL 543 y SL 624). Los espectros fueron obtenidos con el telescopio “Jorge Sahade” de 2.15 m del Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO), utilizando el espectrógrafo REOSC en modo dispersión simple. Estos espectros serán utilizados para mejorar la base de espectros templates ya existente.

1. Introducción

Los sistemas estelares extragalácticos proveen valiosa información sobre los procesos de formación estelar y las galaxias en general. En este sentido, y teniendo en cuenta la proximidad y variedad de cúmulos estelares de la Nube Mayor de Magallanes (NMM), el estudio de los mismos es importante ya que facilita nuestra comprensión sobre los procesos de enriquecimiento químico y la historia de formación estelar en la NMM. Si bien las determinaciones de edad, enrojecimiento y metalicidad de los cúmulos de la NMM se han basado principalmente en diagramas color-magnitud y/o en fotometría integrada, la espectroscopía integrada ha mostrado ser una valiosa fuente de información sobre estos parámetros. Aplicando esta técnica, estimamos en este trabajo enrojecimientos y edades para 6

cúmulos compactos de la NMM. Los espectros obtenidos serán luego usados para mejorar la base de espectros templates actualmente existente para la metalicidad típica de la población joven ($<10^9$ años) de la NMM.

2. Observaciones

Las observaciones fueron realizadas con el telescopio “Jorge Sahade” de 2.15 m del Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO) durante 3 noches en diciembre de 2011. Hemos usado una cámara CCD de 1024×1024 píxeles y el espectrógrafo REOSC en modo dispersión simple. La ranura se dispuso a lo largo de la dirección este-oeste y las observaciones se realizaron barriendo el objeto en la dirección norte-sur, para obtener un mejor muestreo de las estrellas de cada cúmulo. Se utilizó la red de 300 l/mm, la cual produce una dispersión de $\sim 3.41 \text{ \AA}/\text{píxel}$ en la región observada ($\sim 3500 - 7000 \text{ \AA}$). La reducción de los espectros se llevó a cabo usando IRAF en el Observatorio Astronómico de Córdoba. Las designaciones principales de los cúmulos estudiados se presentan en la Tabla 1, juntamente con las coordenadas (ecuatoriales y galácticas), diámetros aparentes (Bica et al. 1999) y tipos SWB (Searle et al. 1980) asignados por Bica et al. (1996). Los objetos observados pertenecen a los tipos SWBI, III y IVA.

Tabla 1. Cúmulos estelares observados en la Nube Mayor de Magallanes

Cúmulo	α_{2000} (h m s)	δ_{2000} ($^{\circ}$ ' ")	l ($^{\circ}$)	b ($^{\circ}$)	D (')	SWB
SL 106	04 55 06	-69 40 24	281.095	-35.301	1.60	I
SL 256	05 08 10	-71 10 24	282.464	-33.826	1.00	I
SL 410	05 21 45	-65 13 54	275.155	-33.797	1.70	IVA
SL 425	05 22 25	-68 47 06	279.348	-33.165	0.95	I
SL 543	05 31 00	-71 53 36	282.825	-31.904	1.40	III
SL 624	05 37 19	-71 07 00	281.830	-31.533	1.00	III

3. Análisis de los espectros

Las edades de los cúmulos fueron derivadas a partir de dos métodos:

1- Método de los anchos equivalentes: se midieron los anchos equivalentes (AEs) de las líneas de Balmer $H\beta$, $H\gamma$, y $H\delta$, de la línea K del CaII y de las bandas G (CH) y del MgI (5167+5173+5183 \AA). Se realizaron luego las sumas S_h y S_m de los AEs de las 3 líneas de Balmer y de las 3 líneas (o bandas) metálicas, respectivamente. Estos dos parámetros son buenos discriminadores de edad de los cúmulos estelares. Dado que el AE de cada línea de Balmer es una función bivaluada de la edad con un máximo en 400 millones de años (Bica & Alloin 1986), utilizamos S_m para obtener una primera estimación de la edad (t) a partir de: $\log t (\times 10^9 \text{ años}) = a_0 + a_1 S_m + a_2 S_m^2$, en la cual $a_0 = -2.18$, $a_1 = 0.188$ y $a_2 = -0.0030$ (Santos & Piatti 2004). Para obtener una segunda estimación de la edad, utilizamos S_h , guiados por el valor previamente obtenido

de S_m , ya que de S_h dos soluciones son posibles, a saber: $\log t (\times 10^9 \text{ años}) = [-b \pm \sqrt{(b^2 - 4a(c - S_h))}]/(2a)$, en la cual $a = -6.35$, $b = -8.56$ y $c = 23.32$ (Santos & Piatti 2004). Los valores de estas estimaciones de edad se consignan en la Tabla 2.

2- Método de ajuste de templates: este procedimiento consiste en lograr el mejor ajuste posible entre un espectro observado y un template cuya edad y metalicidad se conocen bien. Para ello se utilizaron los templates de Piatti et al. (2002) y Bica (1988), juntamente con el software denominado FISA ¹ desarrollado por Benítez-Llambay et al. (2012). FISA preselecciona los 10 mejores candidatos dentro de la base de los espectros templates, indicando además el enrojecimiento que afecta al cúmulo. FISA permite además trabajar en forma interactiva y brinda la posibilidad de seleccionar el mejor ajuste y modificar el enrojecimiento y el punto de normalización del espectro observado.

4. Resultados

Los resultados obtenidos se resumen en la Tabla 2, en tanto que en las Figs. 1-2 se muestran cómo se comparan los espectros de los 6 cúmulos observados, previamente corregidos por sus respectivos enrojecimientos (Tabla 2), con diferentes templates. La presente constituye la primera determinación espectroscópica de las edades de los cúmulos estudiados. Los trabajos previos existentes se basan en diagramas color-magnitud y/o en fotometría integrada.

Tabla 2. Parámetros derivados para los cúmulos observados

Cúmulo	E(B-V) (Lit. ¹)	E(B-V) (Temp.)	Edad ^a (Lit.)	Edad ^a (S_m)	Edad ^a (S_h)	Edad ^a (Balmer)	Edad ^a (Temp.)	Edad ^{a,b} Adoptada
SL 106	0.05	0.004	50 ¹ (10-30) ²	6.8	8.4	10	100-150	50
SL 256	0.15	0.08	63 ¹ (10-30) ²	9.9	10.1	10-50	45-75	40
SL 410	0.07	0.10	112 ¹ (200-400) ²	30.5	14.8	50-500	200-350	200
SL 425	0.05	0.25	158 ¹ (10-30) ²	9.9	7.6	10-50	1000	20
SL 543	0.11	0.01	79 ¹ (70-200) ²	8.3	27.6	50-100	200-350	150
SL 624	—	0.04	(70-200) ²	8.7	17.9	50	500	150

Nota: ^aTodas las edades están expresadas en 10^6 años; ^b la edad adoptada esta basada en un promedio pesado de los valores estimativos obtenidos por nosotros;

¹Glatt et al. (2010); ²Bica et al. (1996)

¹<https://sites.google.com/site/intspectroscopy/>

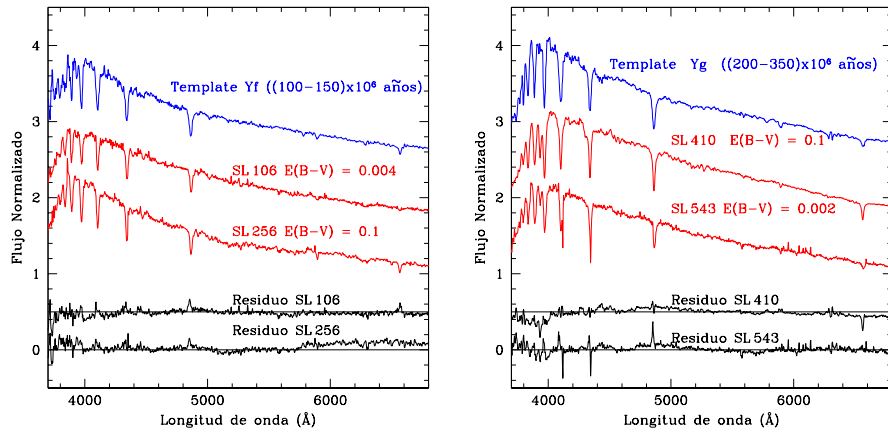


Figura 1. *Izquierda:* Comparación de los espectros observados de SL106 y SL256, corregidos por $E(B-V) = 0.004$ y 0.1 , respectivamente, con el template Yf de $(100-150) \times 10^6$ años de Piatti et al. (2002). *Derecha:* Comparación de los espectros observados de SL410 y SL543, corregidos por $E(B-V) = 0.1$ y 0.01 , respectivamente, con el template Yg de $(200-350) \times 10^6$ años de Piatti et al. (2002).

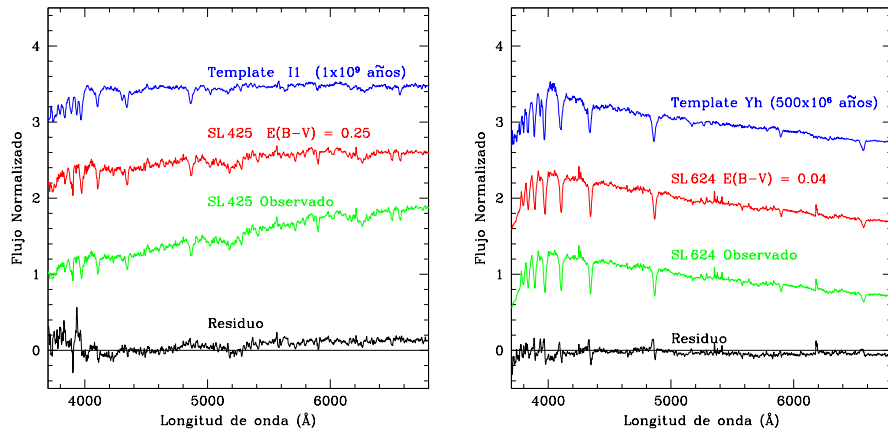


Figura 2. *Izquierda:* Comparación del espectro observado de SL425, corregido por $E(B-V) = 0.25$, con el template I1 de 1×10^9 años de Bica (1988). *Derecha:* Comparación del espectro observado de SL624, corregido por $E(B-V) = 0.04$, con el template Yh de 500×10^6 años de Piatti et al. (2002).

Referencias

- Benítez-Llambay A., Clariá J. J., Piatti A. E., 2012, PASP, 124, 173
 Bica E., 1988, A&A, 195, 76
 Bica E., Alloin D., 1986, A&A, 162, 21
 Bica E., et al., 1996, ApJS, 102, 57
 Bica E. L. D., et al., 1999, AJ, 117, 238
 Glatt K., Grebel E. K., Koch A., 2010, A&A, 517, A50
 Piatti A. E., et al., 2002, MNRAS, 335, 233
 Santos Jr. J. F. C., Piatti A. E., 2004, A&A, 428, 79
 Searle L., Wilkinson A., Bagnuolo W. G., 1980, ApJ, 239, 803

PRESENTACIÓN MURAL

Cúmulos estelares de edad intermedia de la Nube Mayor de Magallanes: determinación de parámetros fundamentales a partir de fotometría de Washington

T. Palma^{1,2}, J.J. Clariá^{1,2}, D. Geisler³, A.E. Piatti^{1,2} & A.V. Ahumada^{1,2}

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

(2) *CONICET*

(3) *Universidad de Concepción, Chile*

Abstract. Based on CCD images obtained in the Washington system at Cerro Tololo Inter-American Observatory, we determine ages and metallicities of 8 unstudied star clusters of the Large Magellanic Cloud (LMC). We find that they are intermediate-age (1-2 Gyr) and relatively metal-poor, although the metallicities are mainly determined from isochrones and are not strongly constrained. The study of this cluster sample will soon be extended to almost a hundred practically unstudied LMC star clusters.

Resumen. En base a imágenes CCD obtenidas en el sistema de Washington en el Observatorio Inter-americano de Cerro Tololo, determinamos edades y metalicidades de 8 cúmulos estelares (CEs) de la Nube Mayor de Magallanes (NMM) sin estudios previos. Encontramos que todos son de edad intermedia ((1-2) $\times 10^9$ años) y relativamente pobres en metales, habiendo sido las metalicidades determinadas principalmente a partir de ajuste de isócronas. Esta muestra será próximamente extendida a un centenar de CEs de la NMM de características prácticamente desconocidas.

1. Introducción

Este trabajo representa la continuación de un estudio sistemático de CEs de la NMM que venimos realizando con distintos telescopios del Observatorio Inter-Americano de Cerro Tololo (CTIO, Chile) y el sistema fotométrico de Washington (e.g. Geisler et al. 2003). Nuestro objetivo consiste en determinar edades y metalicidades de manera uniforme de una muestra estadísticamente significativa de casi un centenar de CEs de la NMM. Presentamos acá algunos resultados preliminares obtenidos para 8 CEs débiles de características completamente desconocidas (Tabla 1), distribuidos en las regiones norte y sur de la mencionada galaxia y proyectados fuera de la barra.

Cúmulo	α_{2000} (h m s)	δ_{2000} ($^{\circ}$ ')	l ($^{\circ}$)	b ($^{\circ}$)
LW 69, KMHK 137	04 49 39	-72 14.9	284.2	-34.9
KMHK 151	04 50 21	-72 49.6	284.9	-34.6
SL 73, LW 86, KMHK 214	04 52 44	-72 31.1	284.4	-34.6
BSDL 594, LOGLE 87	05 05 53	-67 02.9	277.7	-35.0
BSDL 675, LOGLE 134	05 07 55	-67 21.5	277.9	-34.8
HS 156, H88-190, KMHK 632	05 11 11	-67 37.6	278.2	-34.4
LW 211, KMHK 901	05 25 27	-73 34.2	284.8	-31.9
KMHK 1702	06 13 56	-72 30.3	283.2	-28.6

Tabla 1. Cúmulos estudiados

2. Observaciones

Las observaciones fueron realizadas con el telescopio “Victor Blanco” de 4 m de CTIO y los filtros C y T_1 del sistema de Washington. Las imágenes fueron obtenidas con el Mosaic II, el cual consiste en un arreglo de 8 CCDs de 2048×4096 píxeles cada uno, ordenados como un detector de 8192×8192 píxeles. La reducción de las imágenes se llevó a cabo usando IRAF¹ y el código DAOPHOT II (Stetson 1987) en el Observatorio Astronómico de Córdoba.

3. Resultados

Para minimizar la contaminación por estrellas del campo en los diagramas color-magnitud (CM), aplicamos un procedimiento estadístico descrito en Piatti & Bica (2012). A manera de ejemplo, mostramos en la Fig.1 los diagramas CM observado y descontaminado de uno de los CEs estudiados (BSDL 594).

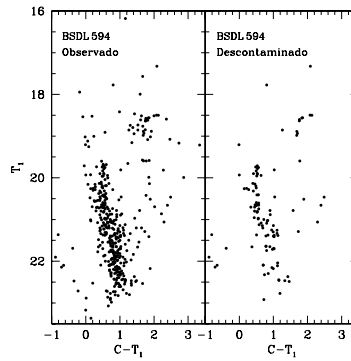


Figura 1. *Izquierda:* Diagrama CM observado de BSDL 594. *Derecha:* Diagrama CM de BSDL 594 corregido por la contaminación de las estrellas del campo.

¹IRAF es distribuido por NOAO (AURA, NSF)

En la Fig. 2 presentamos los diagramas CM descontaminados de los 8 CEs. Los excesos de color $E(B-V)$ fueron estimados interpolando los valores en los mapas de extinción de Burstein & Heiles (1982). Por coherencia con trabajos anteriores, preferimos no usar los mapas de extinción de Schlegel et al. (1998), ya que en dirección hacia la NMM suelen saturarse los valores de $E(B-V)$ obtenidos con estos mapas (Geisler et al. 2003). Adoptamos para todos los cúmulos el módulo verdadero de distancia de la NMM reportado por Saha et al. (2010), esto es, $(m-M)_0 = 18.50 \pm 0.10$. Las edades y metalicidades fueron estimadas a partir del ajuste de isócronas teóricas de Lejeune & Schaerer (2001) en los diagramas $(T_1, C - T_1)$ ya descontaminados (Fig. 2).

Tabla 2. Parámetros fundamentales de los cúmulos estudiados

Cúmulo	$E(B-V)$	Edad δT_1 ($\times 10^9$ años)	Edad Isócrona ($\times 10^9$ años)	[Fe/H] Isócrona	[Fe/H] SGB
LW 69	0.12	1.7 ± 0.4	1.6 ± 0.2	-0.7 ± 0.3	-0.6
KMHK 151	0.12	1.5 ± 0.4	1.3 ± 0.2	-0.7 ± 0.3	–
SL 73	0.12	1.6 ± 0.4	1.6 ± 0.2	-0.7 ± 0.3	-0.9
BSDL 594	0.05	1.4 ± 0.4	1.4 ± 0.2	-0.4 ± 0.3	–
BSDL 675	0.06	1.3 ± 0.4	1.1 ± 0.1	-0.4 ± 0.3	–
HS 156	0.06	1.3 ± 0.4	1.1 ± 0.1	-0.4 ± 0.3	–
LW 211	0.10	–	1.8 ± 0.2	-0.7 ± 0.3	-0.7
KMHK 1702	0.11	1.2 ± 0.4	1.0 ± 0.1	-0.7 ± 0.3	–

Cuando resultó posible, derivamos también edades a partir del parámetro δT_1 , definido como la diferencia en magnitud entre el “*red clump*” y el punto de desvío de la secuencia principal en el diagrama $(T_1, C - T_1)$ (Geisler et al. 1997). Esta determinación de edad es aplicable sólo a cúmulos típicamente más viejos que 10^9 años. Finalmente, cuando resultó posible, aplicamos el método de las “Ramas Gigantes Estándar” de Geisler & Sarajedini (1999) para estimar metalicidades. Los valores de [Fe/H] fueron corregidos por edad siguiendo las prescripciones consignadas en Geisler et al. (2003). La Tabla 2 resume los resultados preliminares obtenidos. Nótese el muy buen acuerdo existente entre las edades y metalicidades estimadas por los distintos métodos. Todos los cúmulos estudiados tienen edades intermedias entre $(1.0-1.8) \times 10^9$ años y son todos relativamente pobres en metales.

Referencias

- Burstein D., Heiles C., 1982, AJ, 87, 1165
 Geisler D., et al., 1997, AJ, 114, 1920
 Geisler D., et al., 2003, MNRAS, 341, 771
 Geisler D., Sarajedini A., 1999, AJ, 117, 308
 Lejeune T., Schaerer D., 2001, A&A, 366, 538
 Piatti A. E., Bica E., 2012, MNRAS, 425, 3085
 Saha A., et al., 2010, AJ, 140, 1719
 Schlegel D. J., Finkbeiner D. P., Davis M., 1998, ApJ, 500, 525
 Stetson P. B., 1987, PASP, 99, 191

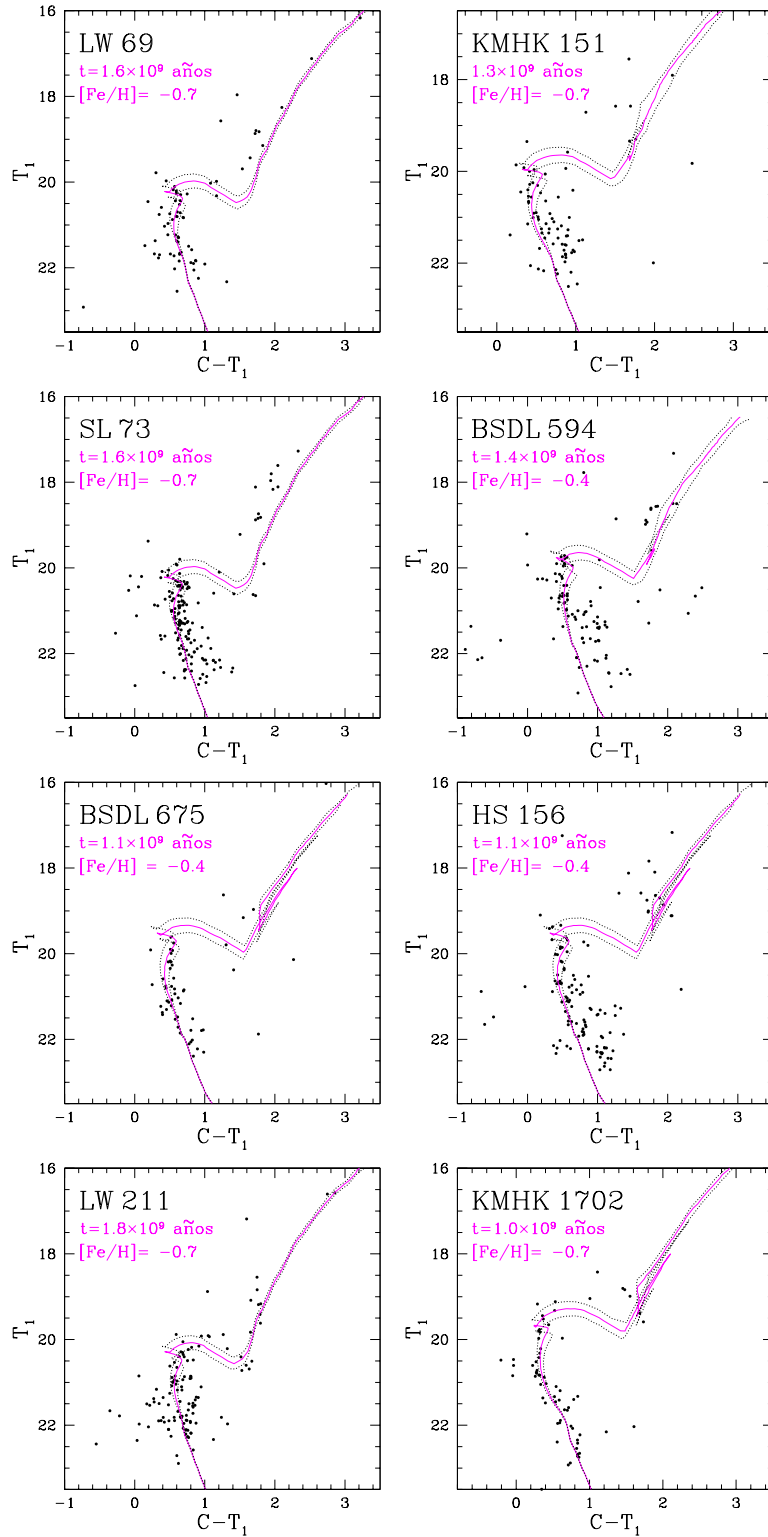


Figura 2. Isócronas de Lejeune & Schaerer (2001) que mejor ajustan el diagrama CM descontaminado de los cúmulos observados (líneas llenas). Las líneas a trazos corresponden a las isócronas cuyas edades fueron obtenidas teniendo en cuenta los errores asociados.

PRESENTACIÓN MURAL

New field decontamination method based on variable cells in the cluster Colour-Magnitude Diagrams

A.E. Piatti

Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE-CONICET)

Abstract. We have designed a procedure for cleaning the cluster CMDs from the unavoidable star field contamination which makes use of variable cells in the CMDs. The cells are adjusted in such a way that they result bigger in CMD regions with a scarce number of field stars, and viceversa. This way, we reproduce the field CMD as closely as possible to the cluster CMD. The method does not need to know whether a star is placed close to the cluster centre nor the cluster radial density profile to infer a membership probability. However, it takes into account the star field density, since the more populous a star field the larger the number of stars subtracted from the cluster CMD. As a result, the intrinsic spatial star distribution is uncovered within the object region. Once the field CMD is adopted, the method defines a free path for each field star as the distance to the closest star in the field CMD. The method has shown to be able to eliminate stochastic effects in the cluster CMDs caused by the presence of isolated bright stars, as well as, to make a finer cleaning in the most populous CMD regions.

Resumen. Presentamos un nuevo procedimiento para limpiar los Diagramas Color-Magnitud (DCM) de cúmulos estelares de la contaminación de estrellas del campo, que hace uso de celdas variables. Las celdas son ajustadas de tal modo que ellas resultan más grandes en regiones del DCM con escaso número de estrellas, y viceversa. De esta manera, conseguimos reproducir mejor los DCM del campo en los DCM de los cúmulos, y extraer los DCM intrínsecos de éstos. El nuevo método no requiere conocer si una estrella se encuentra próxima al centro del cúmulo ni la distribución espacial para inferir una probabilidad de pertenencia al cúmulo. Sin embargo, tiene en cuenta la densidad estelar del campo, ya que mientras más poblado es un campo más estrellas son subtraídas del DCM del cúmulo. Como resultado de ello la genuina distribución espacial del cúmulo queda revelada. Una vez adoptado el DCM del campo, el método define un camino libre para cada estrella como la distancia a la estrella más cercana en el DCM del campo. Este procedimiento ha mostrado ser muy eficaz en eliminar estrellas brillantes aisladas y realizar una limpieza más fina en las regiones más pobladas del DCM.

Description of the new method and results

From our experience in cleaning the field star contamination in the cluster Colour-Magnitude Diagrams (CMDs), we have identified some situations which still need our attention. It frequently happens that some parts of the CMDs are more populated than others, so that fixing the size of the cells in the CMDs becomes a difficult task. Small cells do not usually carry out a satisfactory job in CMD regions with a scarce number of fields stars, while big cells fail in populous CMD regions.

We propose a new method which, once the field CMD is adopted, it defines a free path for each star as the distance to the closest star in the field CMD. Magnitude and colour directions are separately considered, so that $(\Delta(\text{colour}))^2 + (\Delta(\text{magnitude}))^2 = (\text{free path})^2$, where $\Delta(\text{colour})$ and $\Delta(\text{magnitude})$ are the distances from the considered star to the closest one in abscissa and ordinate in the field CMD. The method has shown to be able to eliminate stochastic effects in the cluster CMDs caused by the presence of isolated bright stars, as well as, to make a finer cleaning in the most populous CMD regions. In order to prevent from large non-meaningful free paths, the method imposes a reasonably large free path limit. The free path of a field star accounts for a zone of influence (rectangle) of that star in the CMD, in the sense that only the closest star inside that area in the cluster CMD is eliminated.

We selected a list of LMC star clusters with CT_1 data from Piatti (2012), for which we cleaned circular regions centred on them with radii twice as big as those estimated by Bica et al. (2008), i.e, we cleaned areas four times bigger than those of the circle of Fig. 1. This figure depicts a schematic finding chart for all the measured stars in the field of BS 265. The size of the plotting symbol is proportional to the star brightness.

The method was run four times for each object, each time using a different reference field area. As can be expected, the more reference field areas used, the more the field variations considered. Fig. 2 shows one of the four field CMDs used to clean the cluster region of BS 265. It was built from an equal cluster area extraction. Each open box is centred on a measured field star, and its size was fixed by the respective computed free-path. Notice that the boxes are bigger in regions with a scarce number of fields stars, and result smaller in more populous regions. The figure also shows the effect of considering T_1 and $C - T_1$ axes independently, since some boxes are rectangles instead of squares, i.e., the boxes are variables.

Thus, we obtained four different cleaned CMDs per object. When comparing those CMDs, one may find stars that have kept unsubtracted in most of the times, while other stars were subtracted in most of the program executions. The different number of times that a star keeps not subtracted can then be converted in a measure of the probability of being a fiducial feature of the candidate cluster field. Thus, we are able to distinguish stellar populations projected on to the cluster fields that have a probability $P < 25\%$ of being a genuine candidate cluster population, i.e., a typical foreground population; stars that could indistinguishably belong to the star field or to the studied object ($P = 50\%$); and stars that are predominately found towards the candidate cluster field ($P > 75\%$) rather than in the star field population.

In order to illustrate how the method works, we have plotted with different symbols the stars in Fig. 1, as follows: filled circles correspond to stars with a probability of being a feature of the cluster field higher than 75% (black), equals to 50% (dark-grey), and lower than 25% (light-grey), respectively. For stars inside the candidate cluster radius, three different CMDs are shown in Fig. 3, distinguishing those stars that have chances of being a candidate cluster field feature $< 25\%$, equal to 50%, and $> 75\%$, respectively. The ZAMS (solid line) and the isochrones from Girardi et al. (2002) for the age derived by Glatt et al. (2010) are superimposed with solid and dashed lines, respectively.

1. Bibliografía

- Bica E., Bonatto C., Dutra C. M., Santos J.F.C., 2008, MNRAS, 389, 678
 Girardi L., Bertelli G., Bressan A., Chiosi C., Groenewegen M.A.T., Marigo P., Salasnich B., Weiss A., 2002, A&A, 391, 195
 Glatt K., Grebel E. K., Koch A., 2010, A&A, 517, A50
 Piatti A.E., 2012, MNRAS, 422, 1109

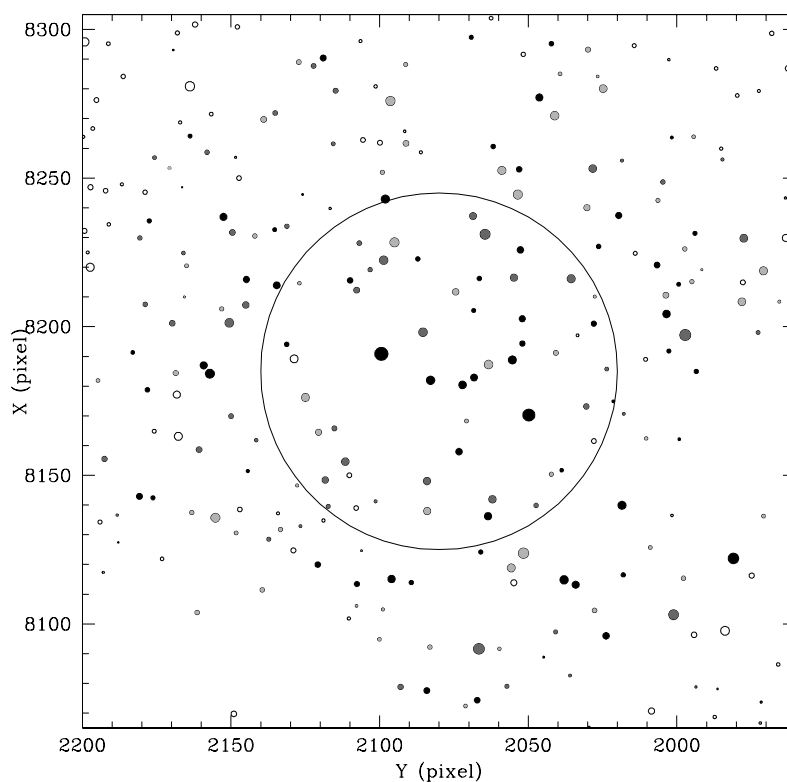


Figure 1. Schematic finding chart of stars measured in the field of BS 265. North is up and east is to the left.

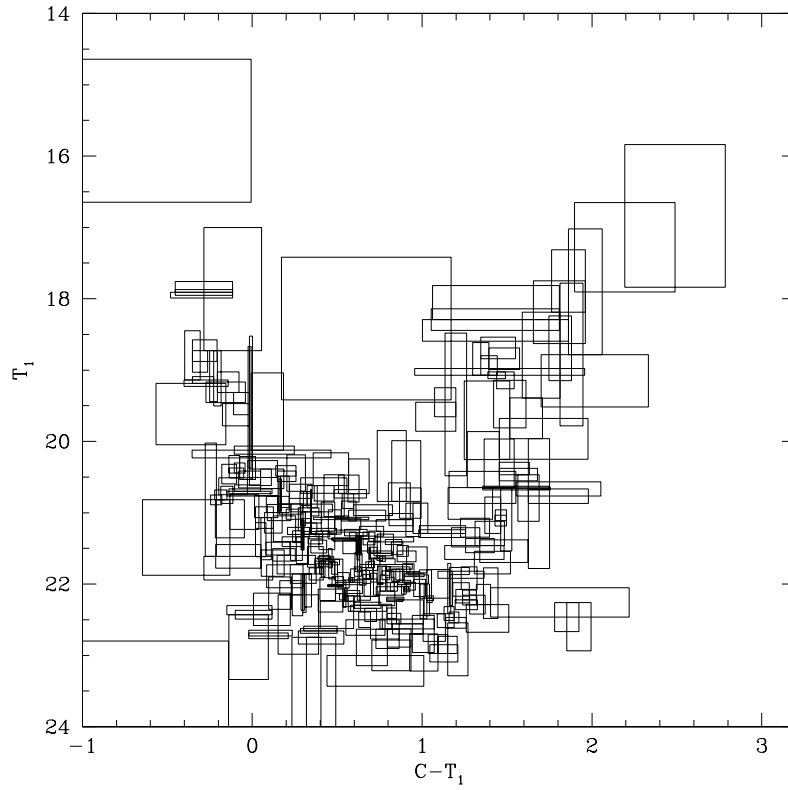


Figure 2. Field CMD for BS 265. Open boxes are centred on measured field stars and their dimensions were fixed by the free-path defined for the respective stars.

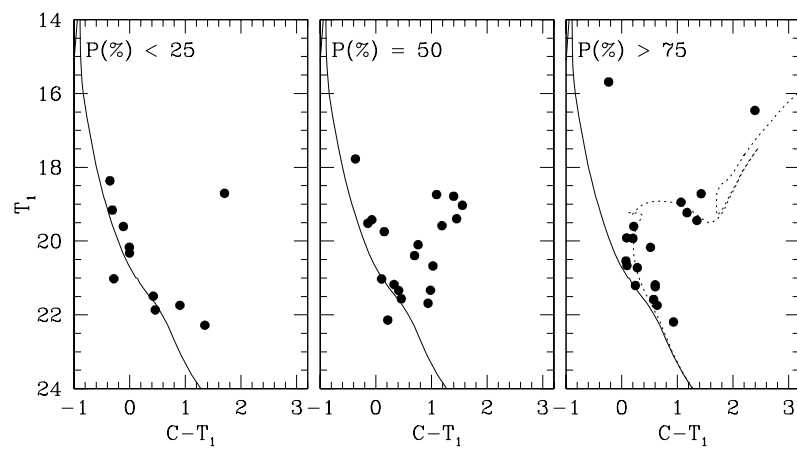


Figure 3. BS 265 CMDs for different membership probabilities.

PRESENTACIÓN MURAL

CCD CT_1 photometry of small angular size candidate star clusters projected on to crowded Small Magellanic Cloud star fields

A.E. Piatti¹, E. Bica²

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

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

Abstract. We present for the first time CCD CT_1 photometry for 11 unstudied or poorly studied candidate star clusters. The selected objects are of small angular size, contain a handful of stars, and are projected towards the innermost regions of the Small Magellanic Cloud (SMC). To clean their Colour-Magnitude Diagrams (CMDs) from the unavoidable star field contamination, we use a method which has shown to be able to eliminate stochastic effects in the cluster CMDs caused by the presence of isolated bright stars, as well as, to make a finer cleaning in the most populous CMD regions. The resulting cleaned cluster CMDs suggest that most of the studied candidate star clusters would not appear to be genuine physical systems. Furthermore, we confirm that the ages previously derived for some of them mostly reflect those of the composite stellar populations of the SMC field. On the other hand, if we use the spatial distribution of possible non-clusters to statistically decontaminate that of the cataloged clusters, we find that there is no clear difference between the expected and the observed cluster spatial distributions. However, if we double the amount of possible non-clusters the difference becomes bigger than 2σ between $a \approx 0.3^\circ$ and 1.2° (a = the semi-major axis of an ellipse parallel to the SMC bar and with $b/a = 1/2$).

Resumen. Presentamos por vez primera fotometría CCD CT_1 de 11 objetos no estudiados o poco estudiados, catalogados como cúmulos estelares de la Nube Menor de Magallanes (NMM). Los objetos seleccionados son de pequeño tamaño angular, contienen un puñado de estrellas, y se encuentran proyectados en dirección a las regiones interiores de la NMM. Para limpiar sus diagramas color-magnitud (DCM), utilizamos un método que ha mostrado ser capaz de eliminar efectos estocásticos en los DCM, como así también realizar una limpieza más fina en las regiones más pobladas del DCM. Los DCM de estos objetos, previamente limpiados de la contaminación de estrellas del campo, muestran que no se trata en la mayoría de genuinos sistemas físicos. Encontramos que las edades estimadas previamente para algunos objetos corresponden más bien a la composición de poblaciones estelares del campo. Finalmente, teniendo en cuenta la distribución espacial de los objetos que no resultaron ser cúmulos y la de los cúmulos catalogados, encontramos que no existen diferencias claras entre la distribución observada y la derivada de sustraer

los objetos que no son cúmulos. Sin embargo, si duplicamos la cantidad de objetos que posiblemente no son cúmulos, la diferencia resulta mayor que 2σ entre $a \approx 0.3^\circ$ and 1.2° (a = semi eje mayor de una elipse paralela a la barra de la NMM y con $b/a=1/2$)

1. Cleaning cluster CMDs

We collected CCD CT_1 images obtained at the CTIO 4m telescope and the MOSAIC II camera attached ($36' \times 36'$ field onto a $8K \times 8K$ CCD detector array) for 11 objects cataloged as star clusters (Bica et al. 2008, hereafter B08), namely: B 119, BS 20, BS 25, BS 35, BS 251, BS 265, H86-70, H86-78s, H86-86, H86-88, and H86-197. Once the photometric data were standardized, we built Colour-Magnitude Diagrams (CMDs) for the selected objects. They are available from the authors upon request. Since the objects are relatively small and are projected towards dense SMC fields, cleaning procedures of field stars in the CMDs result critical for any further analysis.

When applying a field star cleaning procedure to decontaminate the cluster, a compromise between minimizing the residuals left after the subtractions of field stars from the cluster CMDs and maximizing the cleaning of field stars is always desirable. Since the size of the (mag, colour) bins used to count field stars in the CMDs should also reflect the photometric errors involved, which are bigger at fainter magnitudes, previous procedures have tried with different bin sizes as a general budget which, in turn, depends on the sizes of the spatial regions used to build the extracted CMDs. Sometimes the radial density profile of a star cluster is taken into account to assign statistical membership probabilities. This constrains the star field cleaning procedure to those clusters for which it is possible to satisfactorily trace their stellar radial distributions.

In our case, we have used of a method which employs variable cells in the field CMDs. We selected four different regions per object with the same area as for the candidate clusters as reference star fields. These circular field areas were placed towards the North, the East, the West and the South of the candidate cluster at a distance of four times the radii. This was done in order to take into account variations in the spatial density, magnitudes, and colours of field stars. Note that the candidate star clusters are of small angular sizes, typically $\sim 0.1'$ - $0.3'$. Whenever an excess of stars remains in the cleaned CMDs, we assume that we are dealing with an enhancement of stars caused by the presence of a possible star cluster or by a stellar fluctuation in the SMC field or by a chance grouping of stars. When applying the cleaning procedure to the CMDs of the 11 selected candidate star clusters, we found that nearly 1/3 of them would not appear to be genuine physical systems (i.e. B119, BS251, H86-78s, H86-88).

Figs. 1 and 2 illustrate as example the results for BS 25 and H86-78s. The top-left panels depict schematic finding charts for all the measured stars. The size of the plotting symbol is proportional to the star brightness. We have plotted the stars with different symbols in order to show the different membership probabilities provided from the cleaning procedure employed, as follows: filled circles correspond to stars with a probability of being a feature of the cluster field higher than 75% (black), equals to 50% (dark-grey), and lower than 25% (clear-

grey), respectively. North is up and East is to the left. The top-right panels shows field CMDs. They were built from an equal cluster area extraction. Each open box is centred on a measured field star, and its size was fixed by the respective computed free-path, i.e., the boxes are variables. These boxes were used to count the number of stars to subtract in the respective cluster CMD boxes. The bottom panels show three different CMDs, distinguishing those stars that have chances of being a candidate cluster field feature $< 25\%$, equal to 50% , and $> 75\%$, respectively. The ZAMS and the isochrones from Girardi et al. (2002) for the age derived by Glatt et al. (2010) are superimposed with solid and dashed lines, respectively.

Finally, we used the spatial distribution in the SMC of possible non-clusters to statistically decontaminate that of the SMC cluster system. By assuming that the area covered by 11 studied fields ($36' \times 36'$ each) represents an unbiased subsample of the SMC as a whole and by using an elliptical framework centred on the SMC centre ($b/a = 1/2$), we found that there is no significant difference between the expected and the observed cluster spatial distributions (see Fig. 3). However, a difference at a 2σ level would become visible between $a \approx 0.3^\circ$ and 1.2° , if we doubled the amount of possible non-clusters.

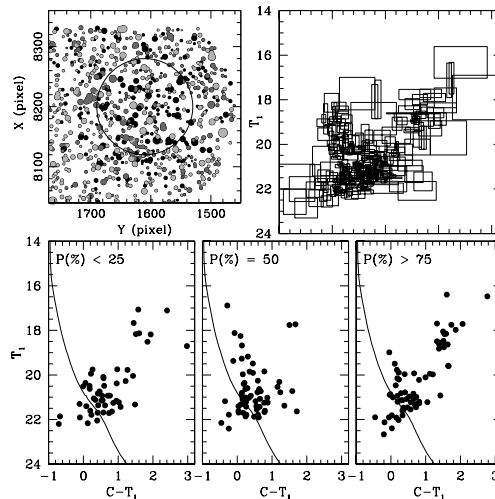


Figure 1. A schematic finding chart with the cluster radius from B08 (top-left), the field CMD (top right) and three different membership probabilities CMDs for BS 25 (bottom).

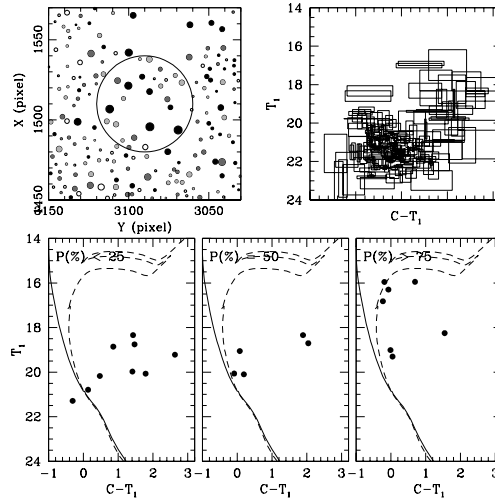


Figure 2. A schematic finding chart with the cluster radius from B08 (top-left), the field CMD (top right) and three different membership probabilities CMDs for H86-78s (bottom).

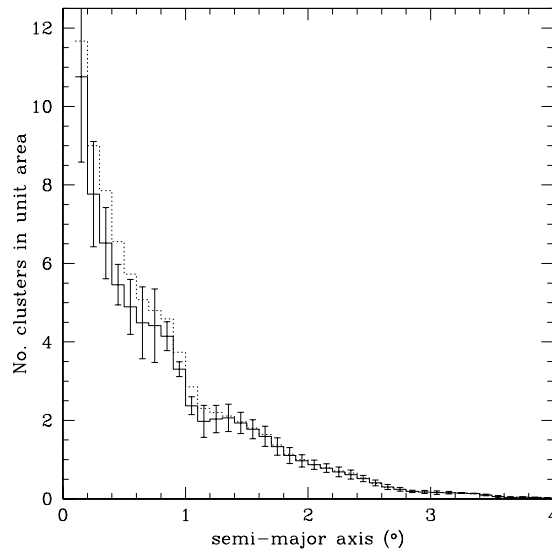


Figure 3. Spatial distribution of SMC clusters: observed (dotted line) and expected (solid line) curves are shown.

References

- Bica E., Bonatto C., Dutra C. M., Santos J.F.C., 2008, MNRAS, 389, 678 (B08)
 Girardi L., Bertelli G., Bressan A., Chiosi C., Groenewegen M.A.T., Marigo P., Salasnich B., Weiss A., 2002, A&A, 391, 195
 Glatt K., Grebel E. K., Koch A., 2010, A&A, 517, A50

PRESENTACIÓN ORAL

Magnetic tongues properties in solar active regions

M. Poisson^{1,2}, M. López Fuentes^{1,2}, C.H. Mandrini^{1,2} & P. Démoulin³

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

(2) Facultad de Cs. Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires

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

Abstract. We study the emergence of solar active regions (ARs) to determine how their magnetic helicity properties affect the evolution of the photospheric flux observed in longitudinal magnetograms. We characterize the so called “magnetic tongues”, which appear due to the line of sight projection of the azimuthal component of the magnetic field in twisted emerging flux-tubes forming ARs. We determine and study the evolution of a series of parameters, such as: the tilt angle, the polarity inversion line (PIL) orientation, the magnetic flux, the size and shape of the polarities and of their tongues for 25 ARs observed between 2004 and 2010. We model the emergence of a toroidal flux-tube with different amounts of twist and we test different methods to determine the PIL. Finally, from the obtained PIL evolution we are able to infer the sign of the flux-tube twist by comparing the results with our model predictions.

Resumen. Estudiamos la emergencia de regiones activas solares (RAs) para determinar cómo la helicidad magnética afecta la evolución fotosférica del flujo observado en magnetogramas longitudinales. Caracterizamos las llamadas “lenguas magnéticas” que se deben a la proyección en la dirección de la visual de la componente azimutal del campo magnético en tubos de flujo con *twist* que forman las RAs. Determinamos y estudiamos la evolución de una serie de parámetros, tales como: el ángulo de *tilt*, la orientación de la línea de inversión de polaridad (PIL), el flujo magnético y el tamaño y forma de las polaridades y de sus lenguas para un conjunto de 25 RAs observadas entre 2004 y 2010. Modelamos la emergencia de un tubo de flujo toroidal con distintos grados de *twist* y pusimos a prueba diferentes métodos de medición de la PIL. Finalmente, de la evolución de la PIL, inferimos el signo de la helicidad magnética de las regiones comparando nuestros resultados con las predicciones del modelo.

1. Introduction

Simulations of magnetic flux-tube emergence (see Fan 2009) show that the structures need a significant amount of twist in order to survive the transit through the convection zone and form active regions (ARs). The line of sight projection of the azimuthal component of the magnetic field in emerging twisted toroidal flux-tubes produce the so called magnetic tongues, which are observed in the

field distribution in photospheric magnetograms. Luoni et al. (2011) studied the effect of magnetic tongues in MDI magnetograms by measuring the elongation of the magnetic polarities of several ARs. This procedure provided inconclusive results to detect the presence of magnetic tongues in very disperse or deformed polarities. In this work, we compute the orientation of the polarity inversion line (PIL) as a new parameter to characterize magnetic tongues and, therefore, the amount of magnetic helicity in ARs. Since ARs with high content of magnetic helicity are in general the most productive, in terms of flares and CMEs, the possible determination of the magnetic helicity properties of ARs from the very beginning of their emergence can be a powerful forecast tool for solar activity.

2. Observations and methods

To compute the relevant AR parameters, we use longitudinal magnetograms from the Michelson-Doppler Imager on board the Solar and Heliospheric Observatory (SOHO/MDI) with a 96-minutes cadence. We only select ARs from which the full emergence process is observable on the solar disk. In order to minimize the background field contribution we select cases that emerge in areas devoid of remnant flux from older ARs. We first compute the tilt angle, the distance between the centers of the main polarities, and the mean size of the polarities (as described in López Fuentes et al. 2003).

We define the PIL as the intersection of the plane of the magnetogram with the plane that best fits the magnetic field distribution (see Figure 1). The parameters that define that plane can be obtained from the minimization of the function:

$$I = \iint_S |\text{sign}(ax + by + c)B(x, y) - B(x, y)|^2 dS, \quad (1)$$

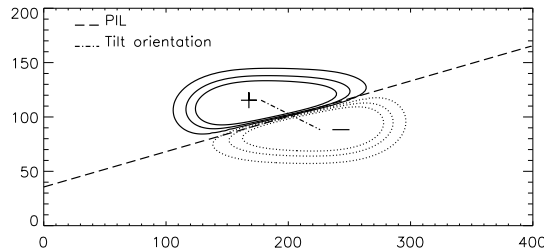


Figure 1. Map of a model AR showing the computed PIL (dashed line) and the distance between the centroids of the main magnetic polarities (dot dashed line).

where $B(x, y)$ is the observed field in coordinates x, y of the magnetogram and the integration is done over these coordinates. The free parameters a, b, c are determined from the minimum value of I and the PIL is defined as $ax + by + c = 0$.

3. Model

We model the emergence of a twisted toroidal flux-tube as described in Luoni et al. (2011). To test the performance of our procedure and to understand its

dependence on the background field, we add to the synthetic magnetograms a random noise in the range $(-10\text{G}, 10\text{G})$.

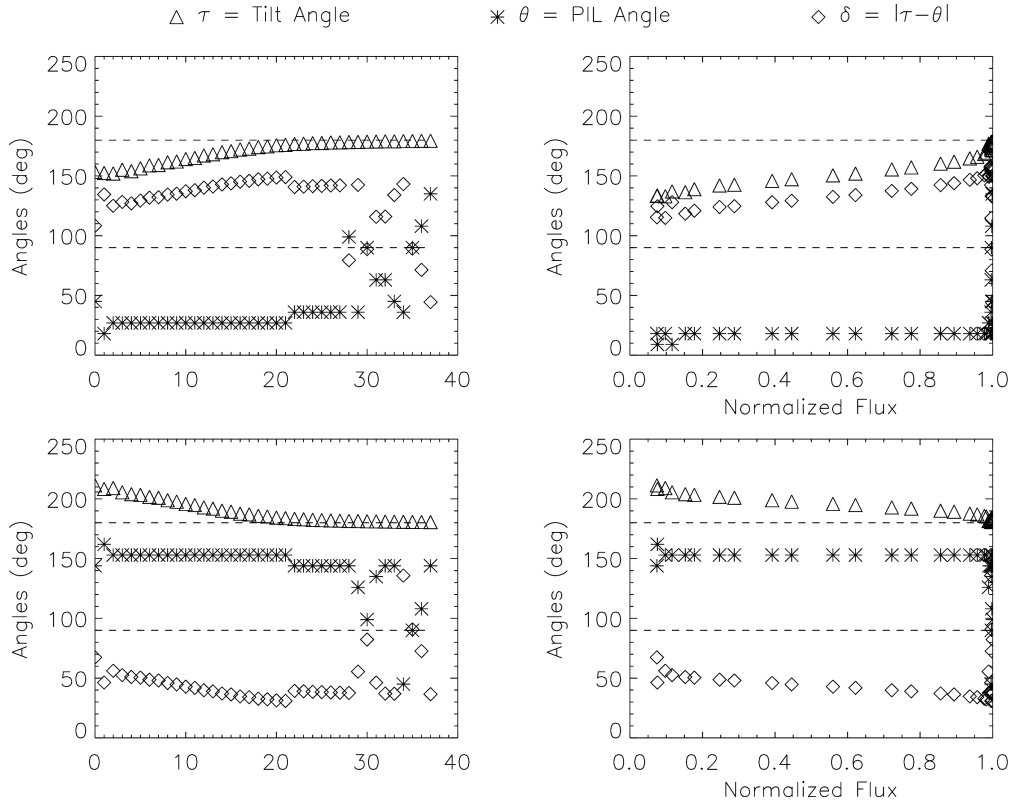


Figure 2. Computed Tilt (Δ) and PIL angles ($*$), and difference between both (\diamond) for model ARs with positive (top panels) and negative twist (bottom panels).

In the left panels of Figure 2, we show the evolution of the tilt angle (θ), the PIL angle (τ), and the difference between both (δ) in function of time steps of the model for flux-tubes with positive and negative twists. In the right panels we plot θ , τ , and δ in function of the normalized magnetic flux.

4. Results

We apply the PIL determination method described in the previous section to a set of 25 ARs observed between 2004 and 2010. In Figure 3 we show the evolution of θ , τ , and δ for two different ARs.

Comparing Figure 3 with the results from the model flux-tube (Figure 2), we can infer the sign of the twist for both ARs; it is positive for AR 10664 and negative for AR 10547. Following the same procedure for the whole set of ARs, we are able to infer the sign of the twist in 84% of the studied cases.

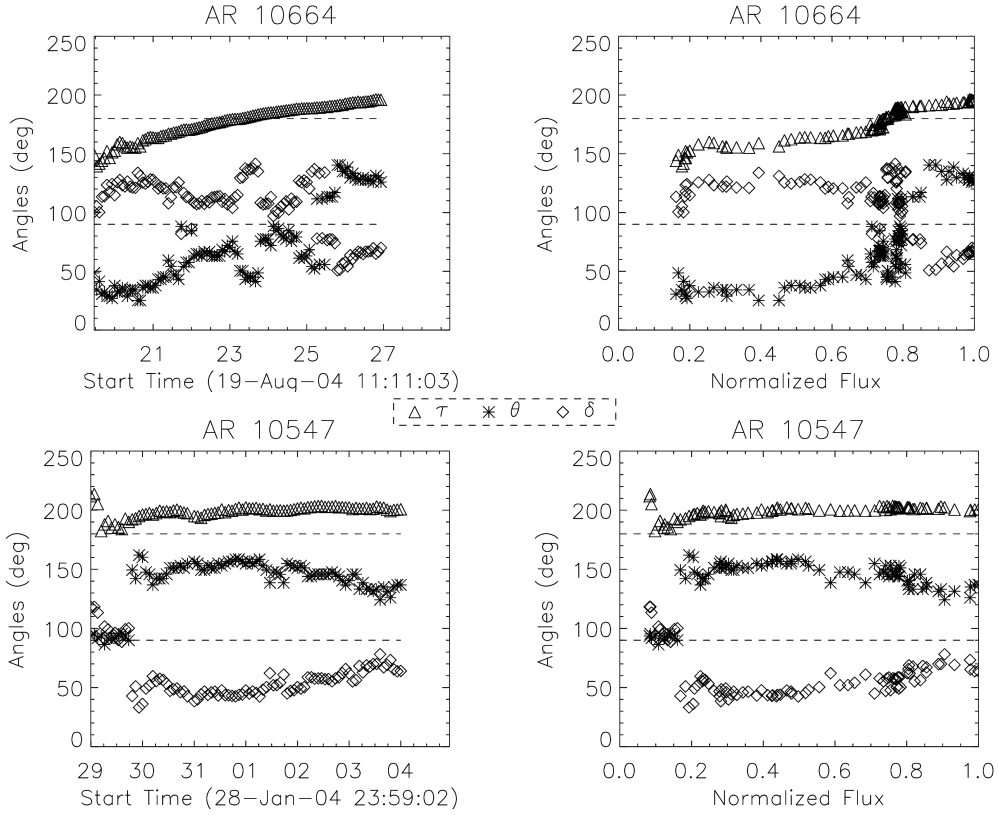


Figure 3. Computed Tilt and PIL angles, and their difference for ARs 10547 (top panels) and 10664 (bottom panels). We use the same symbols as in Figure 2.

5. Conclusion

We study the effect of the twist in the evolution of emerging ARs observed in photospheric magnetograms. To understand the relation between the polarity inversion line (PIL) evolution and the twist sign, we model the emergence of a twisted magnetic flux-tube. We analyze the evolution of the tilt and the PIL angles for a set of observed ARs and, comparing with the model, we are able to infer their corresponding magnetic helicity signs. From our investigation we conclude that the characterization of the magnetic tongues can be used as an early proxy of the magnetic helicity content of emerging ARs.

References

- Fan Y., 2009, Living Reviews in Solar Physics, 6, 4
 López Fuentes M. C., et al., 2003, A&A, 397, 305
 Luoni M. L., et al., 2011, Solar Phys., 270, 45

PRESENTACIÓN MURAL

Detection of OB associations in the VVV survey

M. Soto¹, R. Barbá^{1,2}

(1) *Departamento de Física, Universidad de La Serena, Benavente 980, La Serena, Chile*

(2) *Instituto de Ciencias Astronómicas, de la Tierra y del Espacio (ICATE-CONICET), Av. España Sur 1512, J5402DSP, San Juan, Argentina*

Abstract. We report on the development of a systematic procedure aimed to the detection of OB associations in the ESO public Near Infrared survey VISTA Variables in the Vía Láctea (VVV). Our strategy consists in the combination of a numerical algorithm, such as the *Voronoi Tessellations*, and a suitable color classification. In order to test the suitability of our procedures we have analysed the area corresponding to the VVV field *d084* which harbors the well known associations Danks 1 and Danks 2.

Resumen. En este trabajo se muestran los avances orientados hacia el desarrollo de una serie de procedimientos sistemáticos para la detección de asociaciones OB en el marco del proyecto VISTA Variables in the Vía Láctea (VVV). Nuestros procedimientos combinan algoritmos numéricos como las *Teselaciones de Voronoi*, con una selección apropiada de colores en el sistema fotométrico de VISTA y 2MASS. A fin de evaluar la efectividad de nuestros algoritmos de detección hemos analizado el área correspondiente al campo de VVV *d084*, el cual contiene las asociaciones Danks 1 y Danks 2.

1. Introduction

The new public NIR survey VVV (Minniti et al. 2010) samples 562^2 deg. of the Galactic Bulge and southern disk in 5 broadband filters (i.e. Z , Y , J , H , and K_s). The observations, carried out in the VISTA telescope, allow the characterization of a large number of open clusters (Borissova et al. 2011; Bica et al. 2008), and associations. This wealth of information, provided by VVV, will outdate many of the traditional detection techniques for young stellar objects (YSOs). Customarily, detection techniques are based on a combination of visual inspection and a suitable color selection. Thus, IR galactic surveys, such as VVV (Minniti et al. 2010), in which each image samples 1.65^2 deg of the sky, will require automatic tools, as the one presented in this paper.

2. Procedures

Our technique combines a suitable color selection and a numeric algorithm. The photometric selection is based on colors and distances when available, and it allows to discard as much as 90% of the initial sample. Figure 1 illustrates the photometric selection for the VVV field *d084*. We have selected stars in the VVV catalogues that for a given distance modulus have spectral types from O3 to B3. In addition, we have avoided saturated magnitudes in the VVV catalogues by implementing photometric transformations to the 2MASS photometric system (Skrutskie et al. 2006). Thus, stars brighter than a limiting magnitude (typically $K_s < 13.8$ mag.) have been obtained from the 2MASS point source catalogue.

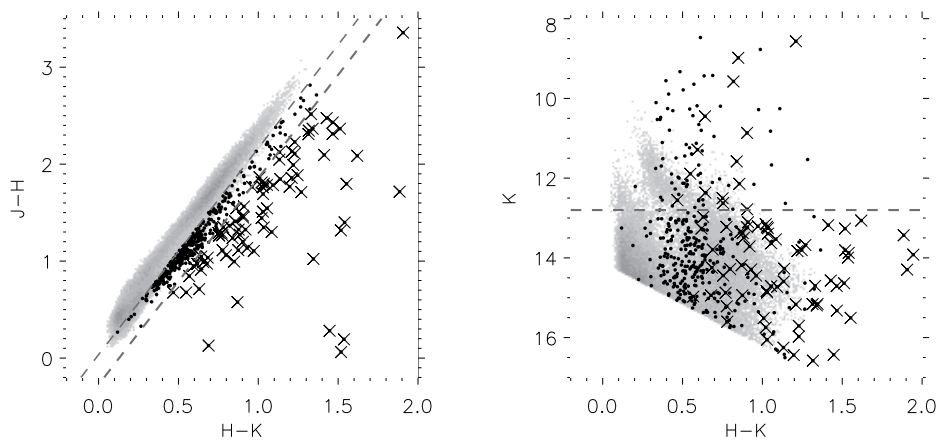


Figure 1. Photometric selection of cluster candidates for the combined VVV+2MASS sample in field *d084*. We have performed a photometric transformation for the complete VVV field to the 2MASS system and combined these transformed magnitudes with the 2MASS survey, in order to avoid saturated magnitudes in VVV. (*Left*), color-color diagram, the photometrically selected stars (the strip between the dashed lines, and those stars to the right, with infrared excess) are then used as the input for the Voronoi Tessellations. The stars satisfying the clustering properties required for the Voronoi algorithm appear in the diagrams as black dots for stars between the two dashed lines, and black crosses for those with infrared excess. (*Right*), respective CMD for our cluster detection procedure. The magnitude $K_s = 12.8$ has been used as the brighter limit for VVV stars, magnitudes above that value (gray dashed line) are obtained from the 2MASS catalogue.

Once we have selected the stellar populations which satisfy our photometric criteria, we can study the spatial distribution using a numeric algorithm. The Voronoi Tessellations corresponds to an unique plane partition (in the 2-dimensional case) in convex cells (Ramella et al. 2001), for which each point is assigned to a cell, and the limits of the latter are such that each cell encloses the area nearer to its respective point (Icke et al. 1987, and references therein). Thus, the Voronoi tessellations allow the detection of overdensities by means of the analysis of the cell area. Our algorithm, compares the cumulative distribu-

tion of cell areas with a modified Kiang cumulative distribution (Kiang 1966; Soto et al. 2013).

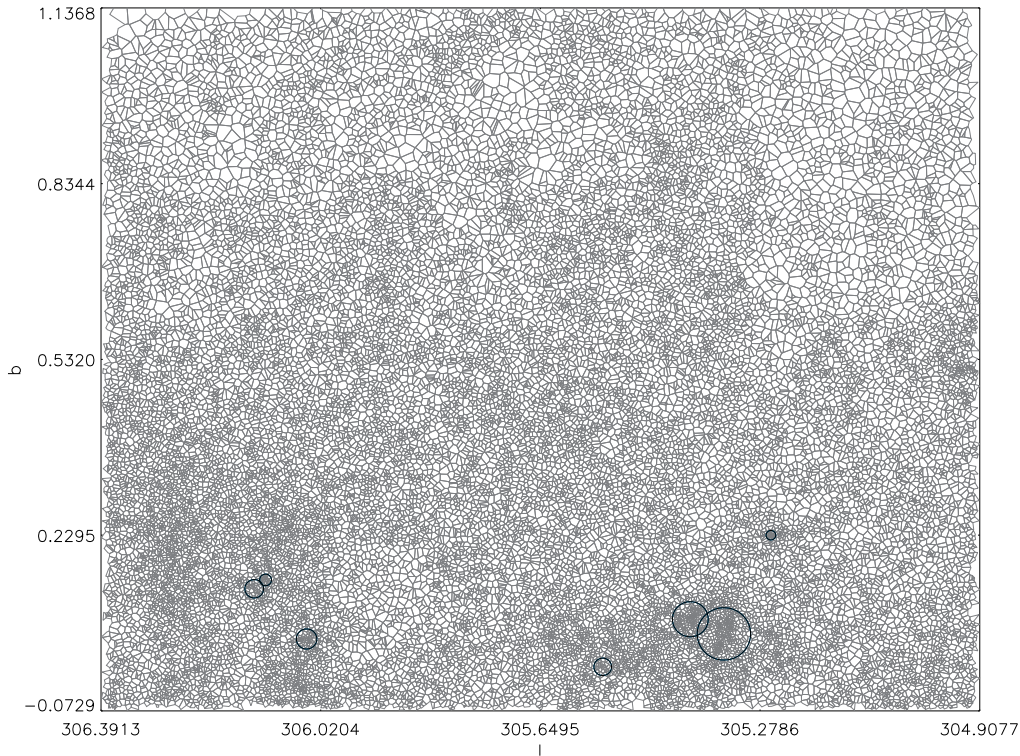


Figure 2. Voronoi Tessellations, obtained from the (l, b) positions, for a selection of stars in the VVV tile $d084$. The algorithm performs a classification of the stars according to their corresponding cell area in the Voronoi tessellation; clusters of stars are then identified (black circles) and later on the cell area distribution is used to calculate the contamination by random fluctuations of the background of each detected cluster.

Figure 2 shows the Voronoi tessellations for the area corresponding to the VVV field $d084$. Using the distance to the known clusters Danks 1 and Danks 2, we can identify several prominent cluster candidates in this field which are consistent with previous characterization in the same field (e.g. Baume et al. 2009)

3. Conclusions

We have developed a systematic procedure for the detection of OB associations and open clusters in the VVV survey. Our methods include a photometric selection, which has required a detailed characterization of the photometry in the VVV catalogues, and a numerical algorithm which allow us to separate our cluster candidates from fluctuations of the background. This procedure has been

calibrated using VVV observations in well known associations, such as Danks 1 and Danks 2, and will allow in the near future a homogeneous characterization of the cluster candidates for all the VVV fields analyzed.

Agradecimientos. M.S. acknowledges support from Fondecyt Project 3110188. R. Barbá is member of CONICET, Argentina.

References

- Baume, G., Carraro, G., Momany, Y. 2009, A&A, 398, 221
Bica, E., Bonatto, C., & Camargo, D. 2008, MNRAS, 385, 349
Borissova, J., Bonatto, C., Kurtev, R., Clarke, J. R. A., Peñaloza, F., Sale, S. E., Minniti, D., Alonso-García, J., Artigau, E., Barbá, R., Bica, E. et al. 2011, A&A, 532, 131
Cartwright, A., & Whitworth, A. 2004, MNRAS, 348, 589
Icke, V., van de Weygaert, R. 1987, A&A, 184, 16
Kiang, T. 1966, Zeitschrift fur Astrophysik, 64, 433
Minniti, D., Lucas, P.W., Emerson, J.P., Saito, R.K., Hempel, M. et al. 2010, New Astronomy, 15, 433
Ramella, Boschin, W., Fadda, D., Nonino, M. 2001, A&A, 368, 776
Skrutskie, M.F., Cutri, R.M., Stiening, R., Weinberg, M.D., Schneider, S., Carpenter, J.M., Beichman, C., Capps, R., Chester, T., Elias, J., Huchra, J., et al. 2006, AJ, 131, 1163
Soto, M., Barbá, R. 2013, (*in prep.*)

PRESENTACIÓN MURAL

Spectroscopic study of the B[e] supergiant LHA 120-S 35

A. F. Torres^{1,2}, M. E. Oksala³, L. S. Cidale^{1,2}, M. Kraus³, M. Borges Fernandes⁴ & R. Barbá⁵

(1) *Departamento de Espectroscopía, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata, La Plata, Argentina*

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

(3) *Astronomický ústav, Akademie věd České Republiky, Ondřejov, Czech Republic*

(4) *Observatório Nacional, Rio de Janeiro, Brasil*

(5) *Instituto de Ciencias Astronómicas, de la Tierra y del Espacio (ICATE - CONICET), San Juan, Argentina*

Abstract. LHA 120-S 35 is a poorly studied supergiant of the Large Magellanic Cloud which displays the B[e] phenomenon. In this work, we present a spectroscopic description of this star based on high-resolution optical spectra (3600 to 9200 Å), taken with the Du Pont Telescope at Las Campanas Observatory (LCO), Chile. In addition, we obtained medium resolution *K*-band near infrared spectra for this object with SINFONI on the VLT UT4 telescope at the European Southern Observatory (ESO). The near infrared spectra show strong CO band emission. This is the first detection of molecular emission in this peculiar star.

Resumen. LHA 120-S 35 es una estrella supergigante de la Nube Mayor de Magallanes, pobremente estudiada, que presenta el fenómeno B[e]. En este trabajo presentamos una descripción espectroscópica de esta estrella basada en espectros ópticos de alta resolución (3600 a 9200 Å), tomados con el Telescopio Du Pont en el Observatorio de Las Campanas (LCO), Chile. Además, obtuvimos espectros de resolución media de este objeto en la banda *K* en el cercano infrarrojo con el espectrógrafo SINFONI acoplado al telescopio VLT UT4 del Observatorio Europeo Austral (ESO). Los espectros en el cercano infrarrojo muestran una fuerte emisión en la banda de CO. Esta es la primera detección de emisión molecular en esta peculiar estrella.

1. Introduction

B[e] supergiants are luminous, massive post-main sequence stars exhibiting rich low-excitation emission-line spectra dominated by Balmer lines and by narrow permitted and forbidden emission lines of singly ionized metals. They are characterized by the presence of non-spherical winds and a strong mid-IR excess at-

tributed to thermal radiation of circumstellar dust (Zickgraf et al. 1986; Lamers et al. 1998). Disk or ring-like structures, which provide ideal conditions for the condensation of molecules and dust particles, have been confirmed by polarimetry and interferometry (Magalhães 1992; Melgarejo et al. 2001; Domiciano de Souza et al. 2007). The physical properties of their circumstellar environments are not well understood, so the study of B[e] supergiants is of great importance for a deeper understanding of these rich and complex circumstellar structures.

Very little is known about the peculiar star LHA 120-S 35. Located in the Large Magellanic Cloud, it was first identified as an emission-line star by Henize (1956) and classified as a B[e] supergiant by Gummertsbach et al. (1995) based on the analysis of its optical spectrum (3800-5200 Å). They reported the presence of strong and complex P Cygni-type Balmer lines and permitted and forbidden emission lines of singly ionized metals, mainly of Fe II, which are typical features observed in stars with the B[e] phenomenon. These authors also derived the following stellar parameters: $T_{eff} = 22\,000$ K, $\log g = 3.0$, $E(B-V) = 0.06$, $L_{\star} = 1.6 \times 10^5 L_{\odot}$, $R_{\star} = 28 R_{\odot}$, and a ZAMS mass of $M \sim 22 M_{\odot}$, from fitting atmospheric models to the observed continuum energy distribution between the ultraviolet and infrared spectral regions. Recently, Bonanos et al. (2009) presented its spectral energy distribution from 0.3 to 24 μm , showing infrared features that confirmed the presence of dust.

2. Observations

We obtained high-resolution optical spectra with the echelle spectrograph attached to the 2.5-m DuPont Telescope at LCO, Chile. The observations were performed on 2008 November 15. The chosen instrumental configuration gave a spectral resolution of $R \sim 45\,000$ and a spectral coverage from 3600 to 9200 Å. The data were reduced using standard IRAF tasks.

We also acquired high-quality, medium resolution ($R = 4500$) *K*-band (1.95-2.45 μm) spectra using the Spectrograph for Integral Field Observation in the Near Infrared (SINFONI) on the ESO VLT UT4 telescope on 2012 February 16. Data reduction was performed with the SINFONI pipeline. The IRAF task *telluric* was applied and radial velocity corrections were performed.

3. Results

We present here for the first time the spectral appearance of LHA 120-S 35 in the red part of the optical spectral range (5200-9200 Å) and in the near infrared *K*-band. Some preliminary results of our work in progress are reported.

Up to 5200 Å, the spectral description coincides with the one reported by Gummertsbach et al. (1995). Towards the longer wavelengths, the $H\alpha$ line is one of the most conspicuous features. The spectrum also shows prominent emission lines of [O I] $\lambda\lambda$ 5577, 6300, which present a single-peaked profile. The emission of the infrared triplet of Ca II $\lambda\lambda$ 8498, 8542, 8662 is clearly strong and the [Ca II] $\lambda\lambda$ 7291, 7324 emission lines are also detected. Hydrogen lines of the Paschen series are observed in emission. On the contrary, the He I $\lambda\lambda$ 5876, 6678 and 7065 lines are seen in absorption.

We determined the systemic velocity of LHA 120-S 35 from the permitted and forbidden Fe II lines to $V_{sys} = +(310 \pm 6)$ km s $^{-1}$ in good agreement with the value of +308 km s $^{-1}$ derived by Gummertsbach et al. (1995). The FWHM of Fe II and [Fe II] lines is about 85 km s $^{-1}$ and 25 km s $^{-1}$, respectively.

Figure 1 (left panel) shows the H α line, which displays a very complex profile where the blue-shifted P Cygni absorption seems to be filled-in by emission. This profile accounts for a complex structure of the wind, which is mainly characterized by a fast component causing the blue-shifted P Cygni absorption with blue edges up to about -400 km s $^{-1}$ and the slow component producing the -20 km s $^{-1}$ blue-shifted central absorption.

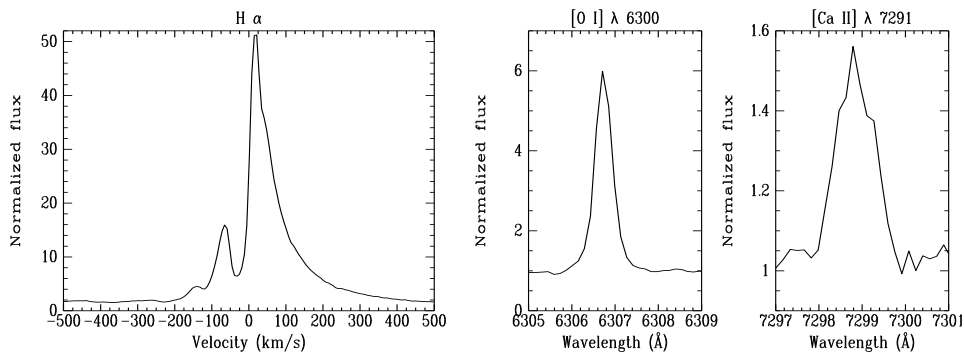


Figure 1. Left panel: Observed H α -line profile on a velocity scale relative to V_{sys} in km s $^{-1}$. Center and right panels: Observed profiles of the [O I] λ 6300 and [Ca II] λ 7291 lines.

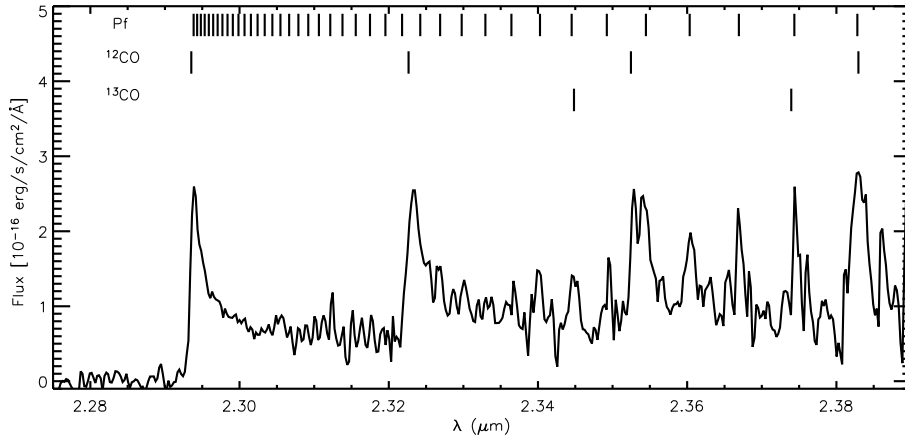


Figure 2. The first detection of CO band head emission in the flux calibrated SINFONI spectrum of LHA 120-S 35. The location of the ^{12}CO and ^{13}CO band heads and the lines of the H I Pfund series are indicated.

The K -band near infrared spectrum of LHA 120-S 35 covers the upper series of the hydrogen Pfund lines, which appear in emission. The data also reveal

strong CO band emission redwards of $2.29\mu\text{m}$, which had not been reported earlier (see Figure 2). The band heads display similar strengths, pointing to cool molecular gas. The location of the ^{12}CO and ^{13}CO emission lines are indicated in the figure.

A future deep analysis of our spectra obtained in different wavelength regions will allow us to get valuable information on the structure and especially the kinematics within the circumstellar disk. The sets of optical forbidden lines of [O I] and [Ca II] have been recently discovered as relevant disk tracers of B[e] supergiants (Kraus et al. 2007, 2010; Aret et al. 2012). From visual inspection of the spectrum of LHA 120-S 35, the [Ca II] λ 7291 line and the [O I] λ 5577 line appear to have similar widths, both of which are broader than the [O I] λ 6300 line (see Figure 1, center and right panels). This would be in agreement with what Aret et al. (2012) found for other B[e] supergiants and might be interpreted with a Keplerian rotating disk, in which the order of location (with increasing distance from the star) of the different line forming regions (FR) would be as follows: 1) the [Ca II] λ 7291 FR, 2) the [O I] λ 5577 FR, 3) the [O I] λ 6300 FR.

Furthermore, the modeling of CO bands will provide important complementary information helping to determine the global structure of the disk of this B[e] supergiant.

Acknowledgments

L.C. acknowledges financial support from the Agencia de Promoción Científica y Tecnológica (BID 1728 OC/AR PICT 0885), from CONICET (PIP 0300), and the Programa de Incentivos G11/089 of the Universidad Nacional de La Plata, Argentina. M.E.O. and M.K. acknowledge financial support from GAČR under grant number P209/11/1198. The Astronomical Institute Ondřejov is supported by the project RVO:67985815. Financial support for International Cooperation of the Czech Republic (MŠMT, 7AMB12AR021) and Argentina (Mincyt-Meys, ARC/11/10) is acknowledged. M.B.F. acknowledges Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq-Brazil) for the post-doctoral grant.

References

- Aret A., et al., 2012, MNRAS, 423, 284
- Bonanos A. Z., et al., 2009, AJ, 138, 1003
- Domiciano de Souza A., et al., 2007, A&A, 464, 81
- Gummersbach C. A., Zickgraf F.-J., Wolf B., 1995, A&A, 302, 409
- Henize K. G., 1956, ApJS, 2, 315
- Kraus M., Borges Fernandes M., de Araújo F. X., 2007, A&A, 463, 627
- Kraus M., Borges Fernandes M., de Araújo F. X., 2010, A&A, 517, A30
- Lamers H. J. G. L. M., et al., 1998, A&A, 340, 117
- Magalhães A. M., 1992, ApJ, 398, 286
- Melgarejo R., et al., 2001, A&A, 377, 581
- Zickgraf F.-J., et al., 1986, A&A, 163, 119

PRESENTACIÓN MURAL

Efectos de la presión magnética en estrellas B peculiares en helio

R. Vallverdú^{1,2}, L. Cidale^{1,2} & R. Rohrmann³

(1) Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata, Argentina

(2) Instituto de Astrofísica de La Plata, CCT-La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

(3) ICATE-CONICET, San Juan, Argentina

Abstract. Helium-peculiar stars display periodic variations in their helium line spectrum, being the variations of the forbidden components larger than the permitted ones.

We model the atmosphere of helium-peculiar stars considering the presence of a magnetic field. For this, we introduce the Lorentz force term into the equation of hydrostatic equilibrium. This model enables us to explain partially the observed intensity variations of helium lines. In this work we improve our model by including the helium forbidden components and analyze the effect of the magnetic pressure on the line profiles.

Resumen. Las estrellas peculiares en helio presentan variaciones periódicas en las intensidades de las líneas de He y estas variaciones son más pronunciadas en las componentes prohibidas.

Modelamos la atmósfera de las estrellas peculiares en helio considerando la presencia de campos magnéticos. Para ello, introducimos el término de la fuerza de Lorentz en la ecuación de equilibrio hidrostático, lo cual nos permite explicar, en parte, las variaciones observadas. En el presente trabajo mejoramos nuestro modelo al incluir el cálculo de las componentes prohibidas de helio. Analizamos el efecto del campo magnético en estas líneas.

1. Introducción

Algunas estrellas de tipo espectral B, muestran intensas líneas prohibidas de helio, superpuestas a líneas de He permitidas. Algunos ejemplos de estas líneas son: He I $\lambda\lambda$ 4026, 4471, 4922 y 4009 Å. Estas transiciones, en realidad, no son componentes prohibidas propiamente dichas, como las que presentan las nebulosas planetarias y que se originan en plasmas poco densos, sino líneas de intercombinación que se producen en plasmas de alta densidad como lo son las fotosferas de las estrellas B peculiares (Bp).

Algunos de estos objetos pueden presentar campos magnéticos intensos ($\approx 1KG$) y variables, con períodos del orden de unos pocos días (Bohlender et al.

1987; Borra et al. 1983)). Las variaciones magnéticas en general presentan el mismo período que las variaciones fotométricas y espectroscópicas.

Nuestro trabajo está orientado a analizar cómo la presencia de un campo magnético variable puede favorecer la formación de regiones de alta densidad, lo cual explicaría en parte las variaciones de intensidad de las líneas de helio observadas.

2. Modelos

Los efectos de la fuerza de Lorentz en las líneas de H han sido estudiados teóricamente por Carpenter (1985); LeBlanc et al. (1994); Valyavin et al. (2004), y observacionalmente reportados en estrellas Ap por Kroll (1989); Valyavin et al. (2005); Shulyak et al. (2007).

En este trabajo modelamos particularmente la atmósfera de una estrella Bp. Los parámetros fundamentales que hemos usado son: temperatura efectiva, 22000 K; abundancia de helio, 28 %; $\log g$, 4.0 dex, radio estelar, $5,6 R_{\odot}$. Consideramos al campo magnético como generado por un dipolo ubicado en el centro de la estrella. Calculamos la distribución de densidad de masa para distintas intensidades de campo magnético, entre 100 y 3000 G, con la fuerza de Lorentz dirigida hacia el interior y hacia el exterior de la estrella.

Para modelar la atmósfera utilizamos el código desarrollado por Rohrmann (2001); Rohrmann et al. (2002), al que hemos adaptado para incluir los efectos de la presión magnética (Vallverdú et al. 2007) en la gravedad efectiva (g_{eff}) (Valyavin et al. 2004).

La componente prohibida de la línea de He fue modelada con la expresión dada por Griem (1968) y Gieske & Griem (1969):

$$I(\lambda) = \frac{P_P}{\pi} \frac{w}{w^2 + (\lambda - \lambda_p)^2} + \frac{P_R}{\pi} \frac{w}{w^2 + (\lambda - \lambda_p)^2 - d}$$

donde w es el ensanchamiento de la línea por efecto Stark, λ_p la longitud de onda de la línea permitida, y d es el desplazamiento de la línea prohibida respecto de la permitida. P_P y P_R son los pesos de las líneas permitida y prohibida, respectivamente.

Los w son calculados por interpolación lineal, mientras que los pesos P_P y P_R son estimados para reproducir la relación de intensidades entre las líneas permitidas y prohibidas observadas en este tipo de objetos. Para determinarlos hemos usado espectros de la estrella HD 125823 (a Cen).

3. Resultados

A modo de ejemplo mostramos los perfiles obtenidos para la línea He I 4922 Å y su componente prohibida. En la figura 1 se muestra el perfil normalizado calculado con ausencia de campo magnético y con un campo de 1000 G. Se consideró la fuerza de Lorentz dirigida en dirección hacia el interior y el exterior de la estrella.

En la figura 2 se muestra la diferencia entre la línea calculada con campo magnético y sin campo magnético. En este gráfico se hace más notorio el efec-

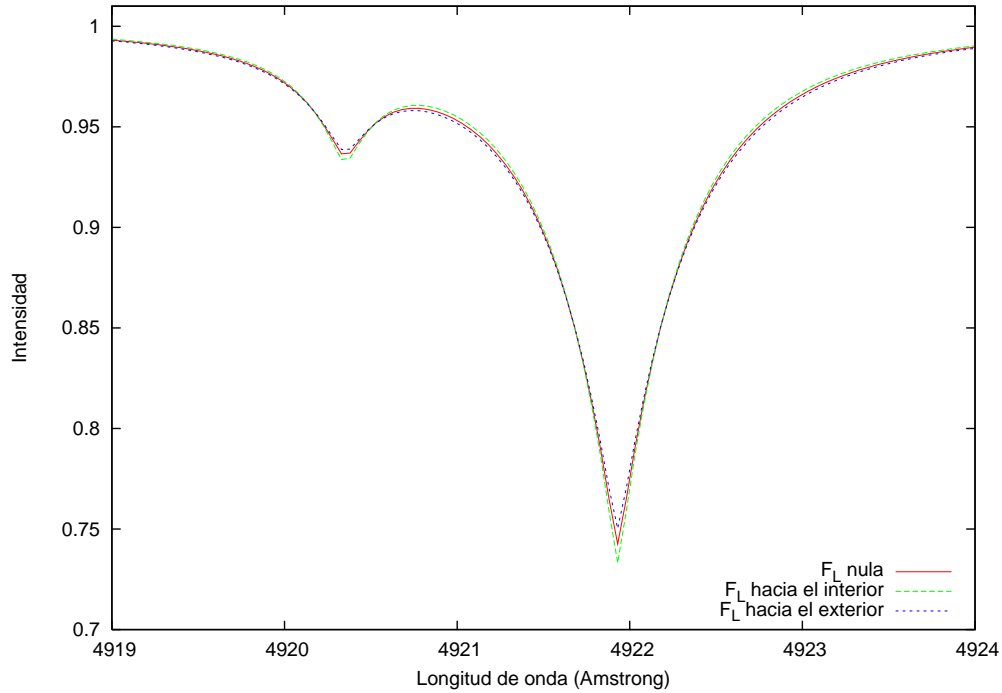


Figura 1. Perfil normalizado de la línea HeI 4922 y su componente prohibida. La línea sólida corresponde a un modelo sin campo magnético, y las punteadas a modelos con la fuerza de Lorentz dirigida hacia el exterior de la estrella y hacia el interior.

to del campo magnético sobre el núcleo y las alas del perfil, y como varía el comportamiento según la dirección de la fuerza de Lorentz. Se observa que las variaciones son mayores cuando la fuerza de Lorentz apunta hacia el interior de la estrella.

4. Conclusiones y trabajo futuro

La presencia de un campo magnético explica en parte la variación de intensidad en las líneas de helio, pero estas variaciones parecen estar más afectadas por cambios en las abundancias químicas (Vallverdú et al. 2007).

Por otra parte, la intensidad de una línea y la de su componente prohibida depende de la intensidad de oscilador de cada transición. En un futuro pensamos estudiar como los campos magnéticos afectan la composición química de la atmósfera y las fuerzas de oscilador a fin de modelar mejor la relación de intensidades entre las componentes de las líneas.

Agradecimientos. Este trabajo fue parcialmente subsidiado por FONCYT (Préstamo BID, PICT 2011/0885), CONICET (PIP 0300), y el Programa de Incentivos G11/089 de la UNLP, Argentina.

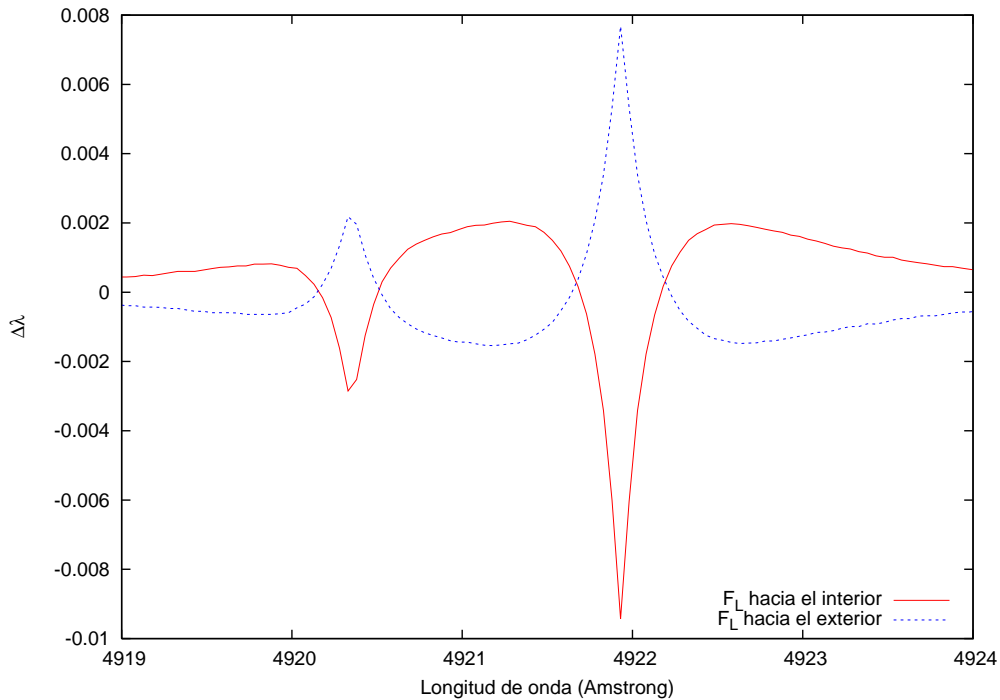


Figura 2. Diferencia entre la línea calculada con y sin campo magnético. La línea sólida corresponde cuando la fuerza de Lorentz está dirigida hacia el interior y la punteada cuando apunta en la dirección contraria.

Referencias

- Bohlender D. A., et al., 1987, *ApJ*, 323, 325
 Borra E. F., Landstreet J. D., Thompson I., 1983, *ApJS*, 53, 151
 Carpenter K. G., 1985, *ApJ*, 289, 660
 Gieske H. A., Griem H. R., 1969, *ApJ*, 157, 963
 Griem H. R., 1968, *ApJ*, 154, 1111
 Kroll R., 1989, in Klare G., ed., *Reviews in Modern Astronomy Vol. 2 of Reviews in Modern Astronomy, Atmospheric Variations in Chemically Peculiar Stars..* pp 194-204
 LeBlanc F., Michaud G., Babel J., 1994, *ApJ*, 431, 388
 Rohrman R. D., 2001, *MNRAS*, 323, 699
 Rohrman R. D., et al., 2002, *MNRAS*, 335, 499
 Shulyak D., et al., 2007, *A&A*, 464, 1089
 Vallverdú R. E., Cidale L. S., Rohrman R. D., 2007, in Okazaki A. T., Owocki S. P., Stefl S., eds, *Active OB-Stars: Laboratories for Stellar and Circumstellar Physics Vol. 361 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, The Influence of the Lorentz Force on Line Profiles in Early-Type Magnetic Stars.* p. 103
 Valyavin G., Kochukhov O., Piskunov N., 2004, *A&A*, 420, 993
 Valyavin G., et al., 2005, *Journal of Korean Astronomical Society*, 38, 283

Parte II

Astrofísica del Medio Interestelar e Intergaláctico

TRABAJO INVITADO

Runaway stars: their impact on the interstellar medium

P. Benaglia^{1,2}, I. R. Stevens³, C. S. Peri^{1,2}

(1) Instituto Argentino de Radioastronomía, CCT-La Plata, CONICET

(2) Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata

(3) School of Physics and Astronomy, University of Birmingham, Edgbaston, Birmingham, B15 2TT, UK

Abstract. Runaway, massive stars are not among the most numerous. However, the bow shocks built by their supersonic movement in the interstellar medium have been detected in the infrared range in many cases. Most recently, the stellar bow shocks have been proposed as particle acceleration sites, as radio data analysis at high angular resolution have shown. We present results of different manifestations of the stellar bow-shock phenomenon, revealed from modern IR databases.

Resumen. Las estrellas masivas fugitivas no son de las más numerosas. Sin embargo, los *bowshocks* formados debido a su movimiento supersónico en el medio interestelar han sido detectados en el rango infrarrojo en muchos casos. Muy recientemente, estos *bowshocks* estelares fueron propuestos como sitios de aceleración de partículas, como lo sugiere el análisis de datos de alta resolución angular a bajas frecuencias de radio. Se presentan aquí resultados de distintas manifestaciones relacionadas con *bowshocks* estelares, revelados a partir de las bases de datos IR más modernas.

1. Runaway stars

The seminal studies on stars with high velocities ($v_* \gtrsim$ tens of km s^{-1}) were carried out during the '50s by A. Blaauw and collaborators. Among other findings, they pointed out that an important number of early-type stars (O-B5) move faster than the surrounding objects. The motion of some of them could be interpreted as if the stars are escaping from their parental associations: see Blaauw & Morgan (1954) and the case of the stars AE Aur and μ Col. The name 'runaway stars' was thus coined by Blaauw (1961), who, together with Zwicky (1957), suggested that the velocity kick could be given by a supernova companion in an originally binary system. In those first studies, the velocity distribution of OB stars with v_* up to $\sim 30 \text{ km s}^{-1}$ was reasonably fitted by a gaussian, but an important number of stars with greater velocities failed the fit. After compiling proper motion information of O stars up to 2 kpc, Stone (1979) concluded that there were two stellar populations: one of low spatial velocities (below 25 km s^{-1}) and the rest with higher velocities (see Figure 1). He fitted

both velocity distributions with gaussian functions. Very recently, Tetzlaff et al. (2010) carried out a comprehensive study on Hipparcos stars, and built a catalogue of runaway stars. Following former ideas, the authors fit spatial velocity distributions to the catalogued objects¹.

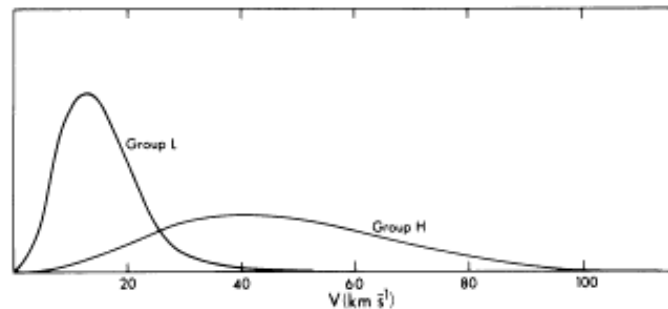


Figure 1. Velocity frequency functions for the two groups of O stars up to 2 kpc; L: low velocity stars, H: high velocity stars (Stone 1979).

The input sample of Tetzlaff et al. (2010) consisted of a database of thousands of stars up to 3 kpc from the Sun. By computing runaway star probabilities, the authors catalogued a 27% of runaways throughout the sample. The importance of this study lies on the extent and uniformity of the sample, which is not biased by spectral type or visual magnitude, like previous ones.

Conclusive evidences that at least two different mechanisms operate in nature to ‘kick’ a star have been presented (e.g., Hoogerwerf et al. 2000). The processes are referred as the Binary Supernova Scenario (BSS) and the Dynamical Ejection Scenario (DES). In the last years, extensive N-body simulations have been carried out, that could explain the observed ejection rate solely by the action of close gravitational encounters (see Perets & Subr 2013 and references therein). The knowledge of the exact multiplicity status of the runaway star is crucial to test its origin². More realistic results will be obtained as long as forthcoming instruments allow deeper studies.

Runaway stars can be used as tools to trace galactic structure. Silva & Napiwotzki (2013) have shown, with a local sample of high-latitude runaway stars, that an analysis of the birthplaces help to map the spiral arms and determine galactic dynamics. The method will be terribly powerful when instruments like *Gaia* come to play.

¹We will not consider here the so-called *hypervelocity stars*, which are originated in three-body encounters that include a high mass black hole as the Galactic center one.

²As Virpi Niemela likes to say: “with evidence at hand, it is usually straightforward to state that a star is a binary, but it is more than difficult to ensure that is single”.

2. Stellar bow shocks: theory and observations

A star moving through a slower interstellar medium will form a thin layer of swept-up gas. An early-type star, that has developed strong stellar winds (OB or Wolf-Rayet star) will stack matter on a thicker layer.

If the stellar motion is supersonic with respect to the ambient gas velocity, shock waves are produced. A discontinuity surface is formed, and two shock fronts in opposite directions. A ‘forward’ shock in the direction of the stellar motion travels with a velocity similar to the stellar velocity. A ‘reverse’ shock from the discontinuity to the star has a velocity of the order of the stellar wind terminal velocity, which can be, in some cases, a few thousands of km s^{-1} . In Figure 2 we show a simplified scheme of the situation. The width of the discontinuity will depend on the cooling process: adiabatic, radiative or a mixed case. Ideally, four regions can be identified: the closer to the star with free wind, that of shocked wind (where the reverse shocked has passed), the shocked ambient matter region and the not-yet-disturbed ISM region.

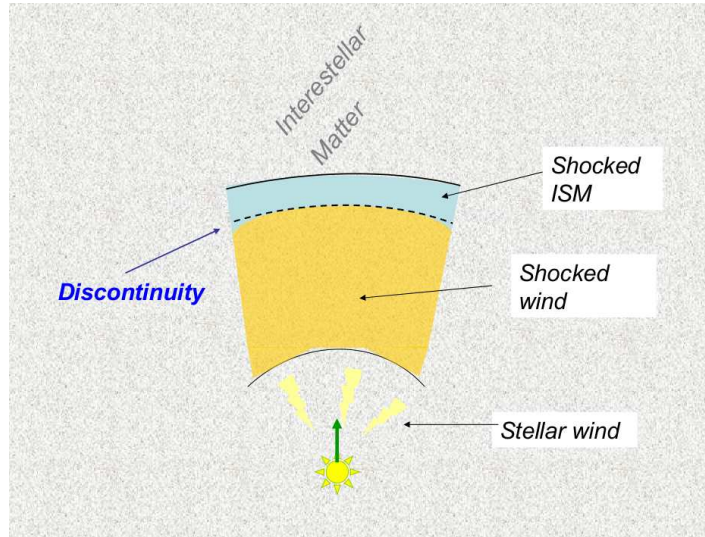


Figure 2. Scheme of a stellar bow shock generated by a star with supersonic motion related to the ambient media. The different regimes are shown. The green vector represents the stellar velocity.

The matter surrounding the stars is piled-up in a feature that resembles the sea foam which is pushed by the bow of a ship, from where the stellar bow shock takes its name. For the faster stars, it resembles a cometary tail.

The arc-shaped structure moves in the same direction of the stellar velocity vector. The stellar winds are confined by the ISM pressure. The point where the momentum of the wind balances that of the ISM is defined as the stagnation point R_0 .

The shocked ISM heats the swept-up matter, and the dust re-radiates strongly as an excess at MID and FIR wavelengths. Consequently, stellar bow shocks of massive, early type stars are revealed at infrared frequencies. In Figure 3 we present the infrared emission from a stellar bow shock produced by the run-

away star HD 77581, better known as Vela-X1, a HMXB formed by a B0.5 Iae star (Prinja & Massa 2010) and a compact object. The IR images are part of the Wide-field Infrared Survey Explorer (WISE, Wright et al. 2010). The structure is detected at the observed bands 1 to 4 (respectively centred at 3.4, 4.6, 12, and 22 μm). Since the heat can be enough to ionise the gas, some bow shocks are also seen at the $\text{H}\alpha$ emission line (like this one, Kaper et al. 1997) and radio continuum. The dust contains polycyclic aromatic hydrocarbons (PAHs) with emission features at some WISE bands (1 and 3). The features are excited by non-ionizing UV photons from the stellar radiation field and the dust becomes bright. The stellar UV field also ionizes the interstellar gas, which de-excites via recombination lines like $\text{Br}\alpha$ (WISE band 2). The WISE band 4 is sensitive to emission from warm dust.

From the IR images it is possible to derive the density of the ISM, by measuring the distance from the star to the shock, once the stellar velocity, the mass loss rate and the wind terminal velocity are known.

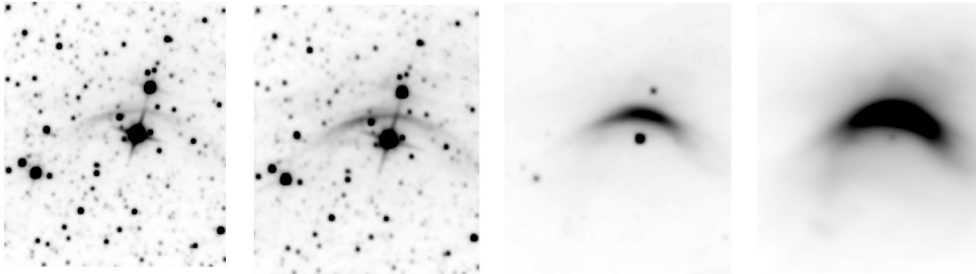


Figure 3. Field of HD 77581 (Vela-X1): emission in WISE bands 1 (3.4 μm), 2 (4.6 μm), 3 (12 μm) and 4 (22 μm), from left to right. The bow shock feature and the star HD 77581 are seen at all bands. The star can be better identified at band 3, close to the bow shock and to the south.

There is much theoretical work carried out on bow shock dynamics (see references in Peri et al. 2012, and del Valle and Romero 2012, for instance). The first attempts considered 1-D modelling, a thin-shell, uniform density. Gradually, they included density gradients, misaligned winds, slow and fast winds, fluid instabilities, clumped winds, (non-uniform) magnetic fields, rotating flows, etc. To cite a few, Gustafsson et al. (2010) built 3D models of interstellar bow shocks propagating in a homogeneous molecular medium with a uniform magnetic field. The authors found that the bow shock shape depends strongly on the orientation of the magnetic field, and could reproduce H_2 emission lines detected from the bow shock of the source OMC1.

Cox et al. (2012) carried out 2D hydrodynamical simulations of interactions between the ISM and the circumstellar medium to analyze how the morphology of the bow shock varies with stellar wind and ISM parameters. They used a model to describe bow shocks around AGB stars as seen by data obtained with the Herschel space telescope.

Acreman, Stevens and Harries (2013) made use of hydrodynamical modelling and Monte-Carlo radiative transfer calculations to find the radiation influenced region around a runaway early-type star. The authors generated IR,

H α and radio observables and obtained a good match between synthetic and real images.

Despite detailed studies on individual 'famous' stars with bow shocks, or clusters rich in early-type stars (i.e. Vela X-1: Kaper et al. 1997; Cyg OB2: Kobulnicky et al. 2010; BD+43 $^{\circ}$ 3654: Comerón & Pasquali 1998, to quote a few), one can still ask basic questions like in which scenarios (ISM and star) a bow shock is formed, how it evolves or under which conditions it is detected. A crucial issue is how observations fill in theoretical developments or, more precisely, how models fit the data? Undoubtedly, the study of a large-enough sample of such objects will bring the answers closer, and allow to perform real statistics.

3. Stellar bow shock surveys

After the outstanding view of the sky by the IRAS satellite, Noriega-Crespo et al. (1997) analyzed the infrared emission from the surrounding field of about 60 early-type stars. The angular resolution of the data was $\sim 1'$. The emission was classified as diffuse, bubble- or bow-shock like. The authors presented results of around 20 stellar bow shock candidates among the total sample.

Following IR space telescopes improved the data angular resolution, like the case of the Midcourse Space eXperiment (MSX, $18''$, Egan et al. 2003). The IRAS (all-sky covering) successor was the Wide-field Infrared Survey Explorer³. WISE observing bands resolutions were 6.1, 6.4, 6.5, $12''$ respectively. The sensitivity resulted in hundreds of times better than that of IRAS. The telescope was active from December 2009 to February 2011. In early 2011 the WISE team published a first data release encompassing observations towards 57% of the sky.

At the same time, a large database of runaway stars was made publicly available: the catalogue of young runaway Hipparcos stars within 3 kpc from the Sun already mentioned (Tetzlaff et al. 2010). From an initial sample of 7663 stars, the authors compiled information on proper motions, parallaxes, spectral types, radial velocities and estimate distances, ages, spatial velocities, and aggregate membership. After a probabilistic study, by means of mainly computed velocities, they converged on a catalogue of runaway stars candidates of about 2400 objects.

Taking into account two kinds of samples, the one of Noriega-Crespo et al. (1997), and the Tetzlaff et al. (2011) catalogue, Peri et al. (2012) conducted a systematic search of stellar bow shocks. The first list had already detected IR stellar bow shocks, so the main goal was to compare IRAS data with WISE data. In many cases the classification of stellar bow shock remained, and also new bow shocks were discovered. For the second sample, the authors sought to test the theoretical assumption that the runaway stars generate observable stellar bows shocks. For the first list, that of Noriega-Crespo et al., they found 14 of the IRAS bow shocks in WISE, and 4 more mixed, through WISE and MSX data; the rest had no new IR data, or no bow shock. For the second

³Funded by NASA; contributing institutions: UCLA, JPL, IPAC/Caltech, UC Berkeley, SDL, BATC.

sample (only stars of spectral types from O to B2, in total 244), they found 17 bow shocks, 80 objects with no data on WISE, and 147 with no bow shock. Results on the first list confirm the already observed bow shocks, and brought some new examples. Those of the second list showed that about a 10% of the sources had an associated bow shocks. But probably the most important result was the confirmation that the stellar bow shocks can form or not, and if they form they can have different structures. This conclusion can be analyzed looking at the IR images and the several parameters that characterize all the stellar bow shocks candidates. This issue has been studied through numerical simulations by Comerón and Kaper (1998) and seems so far that the observations correlate with the existing models very well.

E-BOSS bow shocks are depicted in Figure 4. On March 2012 the WISE team published IR images and data of the remaining sky (43%). The second version of E-BOSS is under way, and it will include results on the search at the WISE second release database.

4. Bow shocks as particle acceleration regions

Nearby windy stars with supersonic motion relative to the ISM, particles can be accelerated up to relativistic velocities via first order Fermi mechanism by repeatedly crossing the discontinuity surface (Bell 1978). It can be demonstrated that protons easily diffuse towards the 'tail' of the bow shock, but that is not the case for the -less-massive- electrons.

The shock wave compresses the gas. The magnetic field is coupled with the gas, and increases its energy density. Consequently, the magnetic field is much amplified at the post-shock region, where the shock wave is stronger (\propto wind terminal velocity) (e.g. Longair 1997). The interaction of the relativistic electrons with the post-shock B field will give rise to synchrotron radiation, detectable at radio wavelengths. In Figure 5 we represent the scenario: the ISM magnetic field B_{ISM} , the amplified field at the post-shocked region (B'), the electrons gaining energy by crossing the discontinuity surface, and the protons diffusing outwardly.

To look for signatures of synchrotron emission we carried out radio interferometric observations toward the field of the O4 supergiant BD +43° 3654 (Benaglia et al. 2010). Comerón & Pasquali (2007) had proposed that this is a runaway star from the Cyg OB2 association, and found a bow shock feature at MSX images. The radio data were taken at two bands: 1.4 and 4.8 GHz, and the bow shock was detected at both of them. A spectral index map and its corresponding error map were then built (see Figure 6). The average value of the spectral index resulted in ~ -0.4 , consistent with non-thermal emission. Conclusive evidence of pure synchrotron emission will confirm the presence of a relativistic electrons population. These particles will also be involved in high energy processes.

Later observations with the Giant Metrewave Radio Telescope at 0.61 and 1.25 GHz by Brookes et al. (2013) confirmed the former results.

If the radio emission is mainly produced by synchrotron processes, one can use the measured radio flux and spectral index as input for a model of the SED. Del Valle & Romero (2012) showed that the bow shock of a star like ζ Oph,

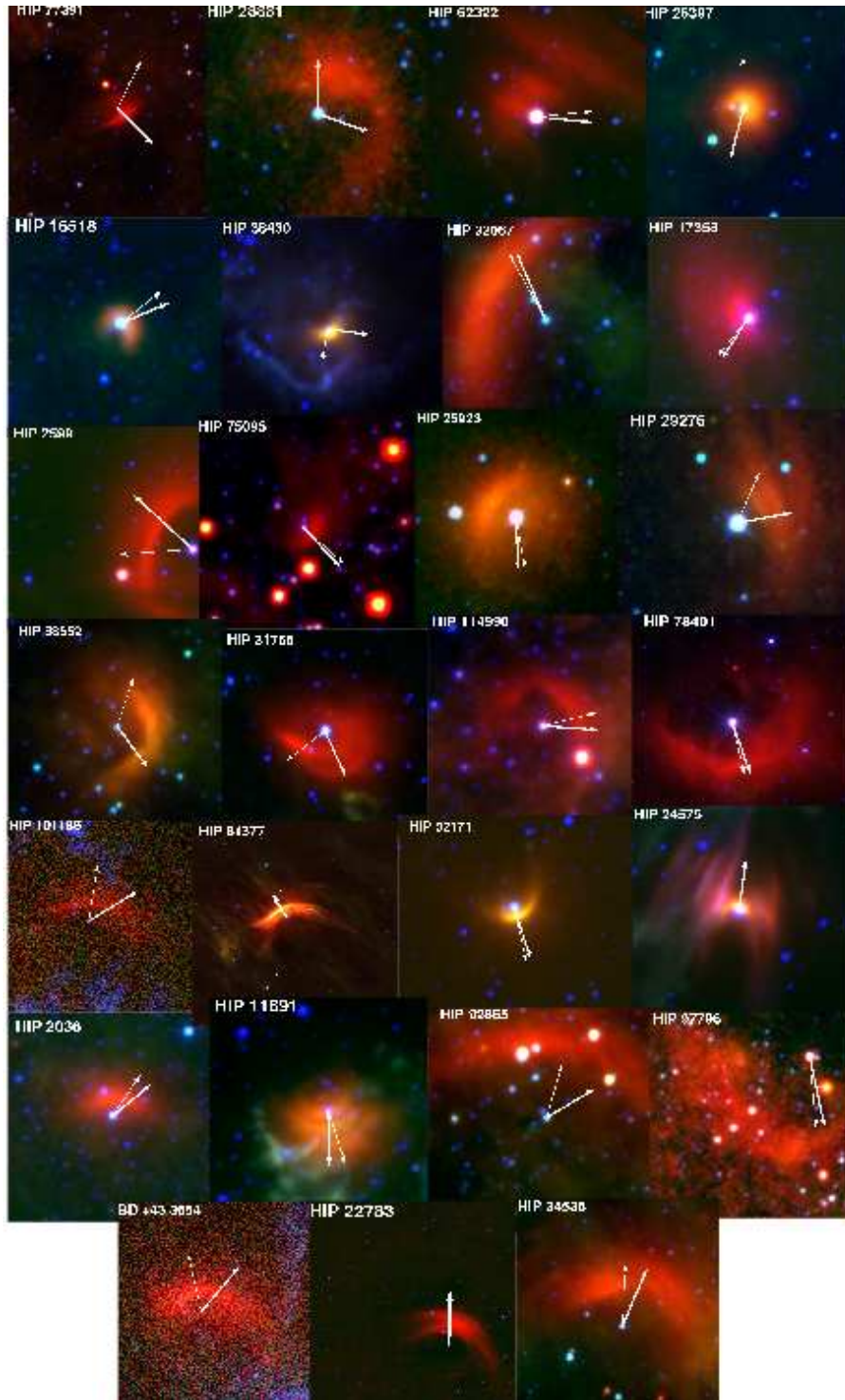


Figure 4. WISE images of the E-BOSS.v1 members (Peri et al. 2012). Vectors: proper motions from Hipparcos (thicker) and corrected for the ISM Galactic rotation. The star name is given in the top right corner.

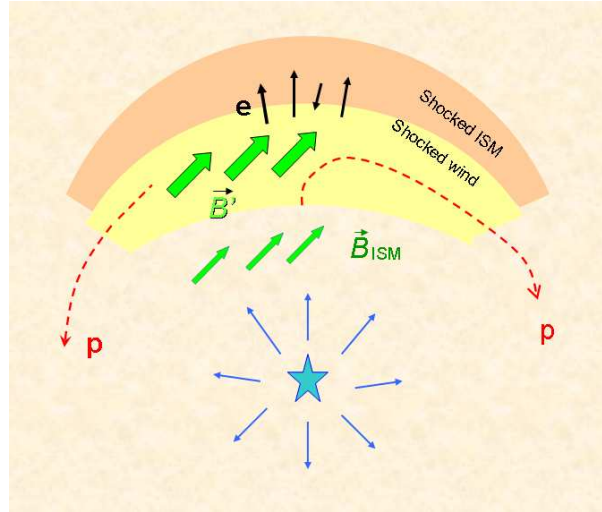


Figure 5. Regions of particle acceleration up to relativistic energies: the star (in blue), the free stellar wind (blue arrows); the shocked wind region (light yellow), the shocked ISM region (pale orange). 'p' is for protons, and 'e' for electrons. The interstellar magnetic field \vec{B}_{ISM} is represented by the smaller green arrows. This magnetic field is amplified at the post-shocked region, as \vec{B}' .

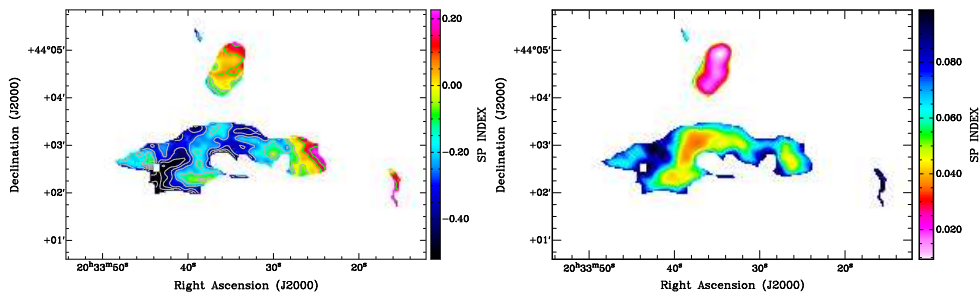


Figure 6. Spectral index map and spectral index error map of the radio emission associated with the stellar bow shock of BD+43°3654 (see Benaglia et al. 2010).

detected at WISE bands, could produce, under certain conditions, high energy emission measurable by forthcoming instruments like the Cerenkov Telescope Array (see Figure 7).

Another way to look for non-thermal emission is by means of X-ray data analysis. Lopez-Santiago et al. (2012) studied the fields of the E-BOSS candidates through XMM-Newton observations. They detected the star HIP 24575 (AE Aur), but also an XMM source, BS, on the position of the bow shock (see Figure 8). They showed that the BS emission could be fitted by a non-thermal component.

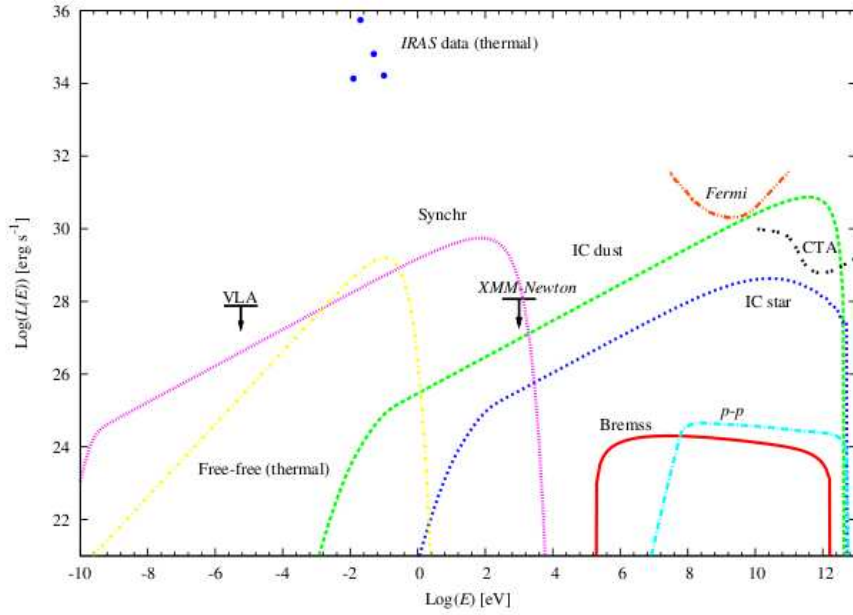


Figure 7. Spectral energy distribution of ζ Oph (see del Valle & Romero 2012). Various mechanisms for high energy production have been modelled.

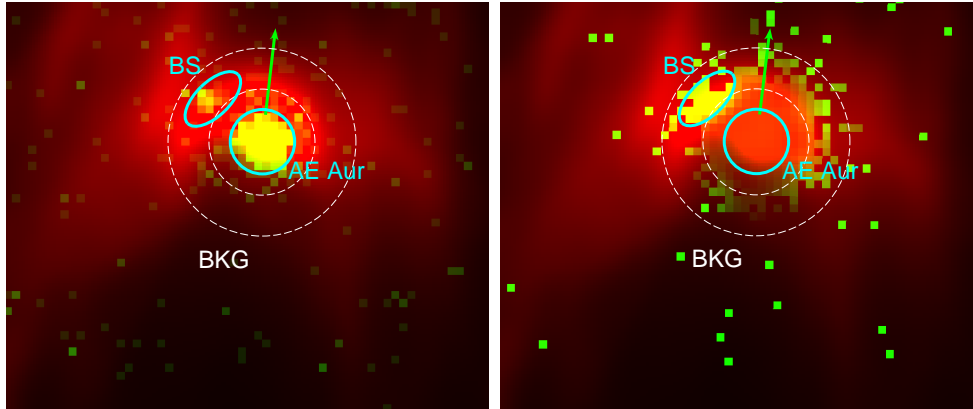


Figure 8. In red: WISE $12.1\mu\text{m}$ image. In yellow: XMM-Newton EPIC emission in the keV bands 1 – 8 (right), and 0.3 – 8 (left).

5. Further studies

Detailed studies on stellar bow shocks, either planned or under way, include the followings:

- Carry out bow shock searches around stars with spectral types different from O-B2;
- Perform statistics over the full (final) bow shock candidate catalogue;

- Improve 3D modelling adding magnetohydrodynamics, thermal radio emission, and wind and ISM inhomogeneities;
- Implement dedicated observations toward the bow shocks with signs of non-thermal radio emission;
- Look for polarised radio emission from bow shocks to confirm synchrotron origin.

Acknowledgments. P.B. acknowledges the LOC and SOC of the Annual Meeting of the Asociación Argentina de Astronomía. PB and CSP were partially supported by FONCyT, PICT 00848.

References

- Acreman, D.M., Stevens, I.R., Harries, T.J. 2013, in press
Bell, A.R. 1978, MNRAS 182, 443
Benaglia, P., Romero, G.E., Martí, J., Peri, C.S., Araudo, A.T. 2010, A&A, 517, L10
Blaauw, A. & Morgan 1954, ApJ, 119, 625
Blaauw, A. 1961, BAN, 15, 265
Brookes, D., et al. 2013, in preparation
López-Santiago, J., Micheli, M., del Valle, M.V., et al. 2012, ApJ, 757
Comerón, F. & Pasquali, A. 2007, A&A, 467, L23
Cox, N.L.J., Kerschbaum, F., van Marle, A.J., et al. 2012, A&A, 543,1
del Valle, M.V. & Romero, G.E. 2012, A&A, 543, 56
Egan, M.P., Price, S.D., Kraemer, K.E. 2003, AAS, 203, 5708
Gustafsson, M., Ravkilde, T., Kristensen, et al. 2010, A&A 513, 5
Hoogerwerf, R., de Bruijne, J.H.J, de Zeeuw, P.T. 2000, ApJ, 544, L133
Kaper, L., Van Loon, J.Th., Augusteijn, T. et al. 1997, ApJ, 479, L153
Kobulnicky, H.A., Gilbert, I.J., Kiminki, D.C. 2010, ApJ, 710, 549
Longair, M. 1997, “High Energy Astrophysics”, Cambridge University Press
Noriega-Crespo, A., Van Buren, D., Dgani, R. 1997, AJ, 113, 780
Perets, H.B. & Subr, L. 2012, ApJ, 751, 133
Peri, C.S., Benaglia, P., Brookes, D.P., et al. 2012, A&A, 538, 108
Prinja, R.K. & Massa, D.L. 2010, A&A, 521, 55
Silva, M.D.V. & Napiwotzki, R. 2013, MNRAS, in press
Stone, R.C. 1979, ApJ, 232, 520
Tetzlaff, N., Neuhäuser, R., Hohle, M.M. 2010, MNRAS 410, 190
Wright, E.L., Eisenhardt, P.R.M., Mainzer, A.K. et al. 2010, AJ, 140, 6, 1868
Zwicky, F. 1957, *Morphological Astronomy*, SpringerVerlag, Berlin

PRESENTACIÓN ORAL

IR dust bubbles: molecular gas linked to S 21, S 22, and S 23

C.E. Cappa^{1,2}, J. Vazquez^{1,2}, G.A. Romero² and M. Rubio³

(1) IAR, Conicet CCT-La Plata, Argentina

(2) FCAG, UNLP, La Plata, Argentina

(3) Universidad de Chile, Chile

Abstract. Based on $^{12}\text{CO}(2-1)$ and $^{13}\text{CO}(2-1)$ line observations obtained with the APEX telescope, we investigate the molecular gas distribution in the environs of the infrared dust bubbles S 21, S 22, and S 23 identified by Churchwell et al. (2006) (ApJ 649, 759, 2006). This study allowed us to find molecular shells linked to the bubbles, and to estimate their distances, excitation conditions, masses, and ambient densities. A search for young stellar objects in IR point source catalogs applying specific criteria, revealed active areas of star formation coincident with the molecular envelope.

Resumen. Utilizando observaciones de las líneas $^{12}\text{CO}(2-1)$ y $^{13}\text{CO}(2-1)$ obtenidas con el telescopio APEX, analizamos la distribución del gas molecular en el entorno de las burbujas infrarrojas de polvo S 21, S 22, y S 23 de la lista de Churchwell et al. (2006) (ApJ 649, 759, 2006). Este estudio nos permitió identificar cáscaras moleculares asociadas a las burbujas, y estimar sus distancias, condiciones de excitación, masas y densidades ambientales. Una búsqueda de objetos estelares jóvenes en catálogos de fuentes puntuales infrarrojas, aplicando criterios específicos, reveló áreas de formación estelar activa coincidentes con la envoltura molecular.

1. Introduction

Churchwell et al. (2006) identified more than 300 full or partial bubbles in the GLIMPSE images at $8\ \mu\text{m}$. These *infrared dust bubbles* are highly concentrated towards the Galactic Plane, have sizes of $1'-3'$, show a filamentary appearance, and display smaller IR bubbles in their borders (Churchwell et al. 2006, Deharveng et al. 2010). About half of them coincide with classical and ultracompact HII regions, and massive stars.

We report on a molecular line study towards the IR dust bubbles S 21, S 22, and S 23. Our work aims to investigate the characteristics of the molecular gas linked to the bubbles, estimate their distances, and look for the presence of young stellar objects.

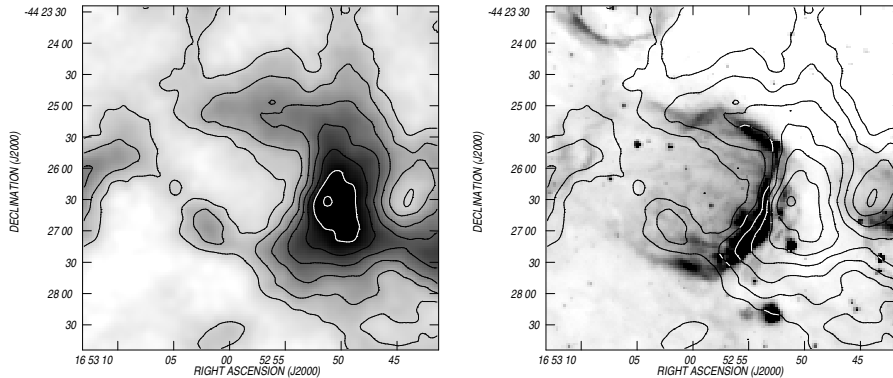


Figure 1. *Left panel:* $^{13}\text{CO}(2-1)$ line emission averaged in the interval $[-48.2, -42.5]$ km s^{-1} showing the molecular gas linked to S 22. Intensities are expressed as main-beam brightness-temperatures T_{mb} . Contour lines are 2.5, 4, 6, 8, 10, 12, and 14 K. *Right panel:* Overlay of the emission at $8 \mu\text{m}$ (color scale) and ^{13}CO (contours).

2. Line data

To accomplish this study we mapped the molecular emission in the $^{12}\text{CO}(2-1)$ and $^{13}\text{CO}(2-1)$ lines in a region of $8'.0 \times 11'.0$ in size centered at RA., Dec.(J2000) = $(16^h 53^m, -44^\circ 27'30'')$, using the Atacama Pathfinder EXperiment (APEX), located in the north of Chile. The data were taken in the *on the fly* mode. The data have an angular resolution of about $28''$, a velocity resolution of 0.33 km s^{-1} , and an rms noise of 0.5 K. Data cubes at each transition were obtained. Only $^{13}\text{CO}(2-1)$ images are shown here since $^{12}\text{CO}(2-1)$ images display quite similar spatial distributions.

3. Results and conclusions

To investigate the molecular gas distribution we analyzed the data cubes.

S 22. This open bubble is $1'.02$ in radius. Mercer et al. (2005) identified an IR stellar cluster which may be responsible for the formation of the bubble. The left panel of Fig. 1 shows the emission distribution of the ^{13}CO line in the range $[-48.2, -42.5]$ km s^{-1} . The right panel displays an overlay of the IRAC/GLIMPSE emission at $8 \mu\text{m}$ in color scale and the same ^{13}CO contours. The ^{13}CO emission, as seen in the left panel, reveals a shell structure encircling the IR emission. The strongest CO emission limits with the bright $8 \mu\text{m}$ emission border.

S 23. This complete bubble, $1'.94$ in radius, includes the bubble S 22 in its northern border. The analysis of the CO data reveals that molecular gas linked to the bubble is present in the interval $[-49.7, -44.3]$ km s^{-1} . The left image of Fig. 2 shows the emission at -46.8 km s^{-1} , where the eastern and southern sections of a molecular shell-like structure are better defined. S 22 coincides with the northern section of the shell and probably developed in the northern part of the S 23's partial shell. The correlation of the CO gas with the $8 \mu\text{m}$ IRAC emission is shown in the right panel. There is an excellent spatial coincidence

in the eastern and southern section of S 23. On the contrary, the agreement in the western section is poor.

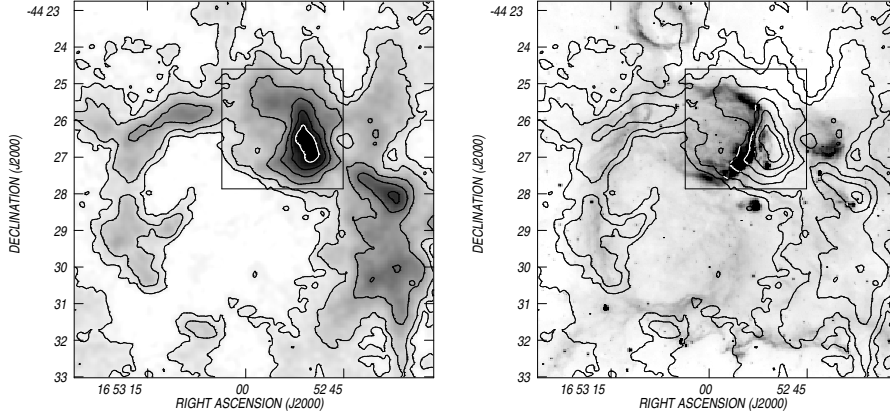


Figure 2. *Left panel:* $^{13}\text{CO}(2-1)$ line emission at -46.8 km s^{-1} in contours and color scale showing the gas linked to S 23. Contour lines are 1.1, 2, 4, 6, 8, and 10 K. The square indicates the location of S 22. *Right panel:* Overlay of the $^{13}\text{CO}(2-1)$ contours and the emission at $8 \mu\text{m}$ (color scale).

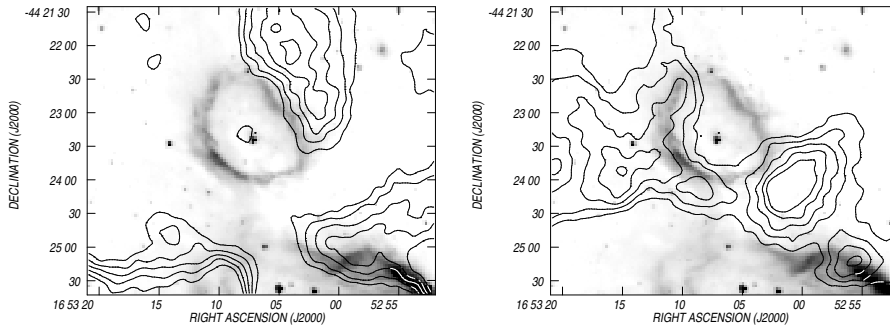


Figure 3. *Left panel:* Overlay of the $^{13}\text{CO}(2-1)$ line emission at -45.2 km s^{-1} in contours indicating the gas related to S 21 and the emission at $8 \mu\text{m}$ (color scale). ^{13}CO intensities are expressed as T_{mb} . Contour lines are 4, 5, 6, 7, and 8 K. *Right panel:* Overlay of the $^{13}\text{CO}(2-1)$ line emission at -43.4 km s^{-1} in contours and the emission at $8 \mu\text{m}$ (color scale). Contour lines are 4, 5, 6, 7, and 8 K.

S 21. This complete bubble is $0'.74$ in radius. The B3-star HD 329056 appears projected onto its center. CO emission linked to the bubble was identified in the velocity range $[-47.0, -42.5] \text{ km s}^{-1}$, and conforms an almost complete shell structure. The emission at $v < -44.6 \text{ km s}^{-1}$ surrounds the northwestern section of the bubble, while emission at $v > -44.5 \text{ km s}^{-1}$ encircles the southern and eastern section. Fig. 3 displays overlays of the ^{13}CO contours at -45.2 and -43.4 km s^{-1} and the emission at $8 \mu\text{m}$ in color scale.

Emission at $24 \mu\text{m}$ from MIPS GAL (Carey et al. 2005) is present inside the bubbles, indicating the existence of warm dust (e.g. Watson et al. 2008).

Adopting a mean velocity of -46 km s^{-1} for the molecular gas associated with the three bubbles, the circular galactic rotation model by Brand & Blitz (1993) predicts kinematical distances of 3.7 or 12.3 kpc. Bearing in mind that the detection rate for bubbles at $8 \mu\text{m}$ peaks at a distance of 4.2 kpc, within an horizon of 8 kpc, we adopt the near kinematical distance of 3.7 ± 0.8 kpc for these bubbles.

Table 1 lists the H_2 column densities, molecular masses and original ambient densities estimated for the bubbles adopting a distance of 3.7 kpc and using standard methods.

These bubbles are conspicuous structures surrounded by massive and dense environments. Their molecular shells make them interesting sites to look for signposts of triggered star formation activity (e.g. Deharveng et al. 2008). To investigate the presence of active star formation in these bubbles, we applied specific criteria to the IR point sources listed in the IRAS, MSX, 2MASS, and Spitzer catalogs to extract young objects. Examples of recent star formation signposts identified towards S 22 are the source IRAS 16492-4421, classified as an UCHII and detected at $v = -45.5 \text{ km s}^{-1}$ in CS (Bronfman et al. 1996), an MSX source, and 7 Spitzer sources classified as MYSO and YSOs, respectively. These sources are projected onto the molecular envelope that encircles the bubble.

Bubble	Mean N_{H_2} 10^{22} cm^{-2}	M_{H_2} $10^3 M_0$	n cm^{-3}
S 21	3.0	5.0	4000
S 22	3.0	7.0	5000
S 23	2.5	10.0	2800

Table 1. Molecular masses and ambient densities.

Acknowledgments. This project was partially financed by CONICET of Argentina under project PIP 02488 and UNLP under project 11/G120, and CONICYT of Chile through FONDECYT grant No. 1080335.

References

- Brand J., Blitz L., 1993, *A&A*, 275, 67
 Bronfman L., Nyman L.-A., May J., 1996, *A&AS*, 115, 81
 Carey S. J., et al., 2005, in *American Astronomical Society Meeting Abstracts Vol. 37* of *Bulletin of the American Astronomical Society*, MIPS GAL: A Survey of the Inner Galactic Plane at 24 and 70 microns, Survey Strategy and Early Results. p. 1252
 Churchwell E., et al., 2006, *ApJ*, 649, 759
 Deharveng L., et al., 2008, *A&A*, 482, 585
 Deharveng L., et al., 2010, *A&A*, 523, A6
 Mercer E. P., et al., 2005, *ApJ*, 635, 560
 Watson C., et al., 2008, *ApJ*, 681, 1341

PRESENTACIÓN MURAL

First EVLA radio observations towards two TeV sources: HESS J1809–193 and HESS J1825–137

G. Castelletti¹, E. Giacani^{1,2} & G. Dubner¹

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

(2) *Facultad de Arquitectura, Diseño y Urbanismo, Universidad
Nacional de Buenos Aires*

Abstract. We report on the first Jansky (Expanded) Very Large Array (JVLA) radio observations at 1.4 GHz towards two γ -ray sources: HESS J1809–193 and HESS J1825–137. These TeV sources have been associated with two young pulsars PSR J1809–1917 and PSR J1826–1334, which in turn power pulsar wind nebulae (PWNe) detected in the X-ray domain. For HESS J1825–137, the new radio image reveals faint extended emission around the pulsar, which might be interpreted as the radio counterpart of the PWN observed in X-ray. On the contrary, for HESS J1809–193 the radio image does not show any evidence of a radio PWN down to a noise level of 0.09 mJy/beam.

Resumen. Presentamos las primeras observaciones realizadas con el interferómetro Jansky (Expanded) Very Large Array (JVLA) en la frecuencia de 1.4 GHz en dirección a dos fuentes de radiación γ : HESS J1809–193 y HESS J1825–137. Estas fuentes han sido asociadas con dos jóvenes pulsares PSR J1809–1917 y PSR J1826–1334, los cuales a su vez dan origen a nebulosas de viento de pulsar (NVPs) que han sido detectadas en rayos X. En el caso de HESS J1825–137, la imagen de radio muestra la existencia de emisión extendida alrededor del pulsar, la cual podría representar la contraparte en radio de la NVP observada en el rango de los rayos X. Para HESS J1809–193 los nuevos datos en radio no muestran ninguna evidencia de NVP por encima del nivel de ruido de 0.09 mJy/beam.

1. Introduction

HESS J1809–193 and HESS J1825–137 are two extended and asymmetric TeV sources detected in the vicinity of two young pulsars (age ≤ 50 kyrs), namely PSR J1809–1917 and PSR J1826–134 (Aharonian & HESS coll. 2005, 2007), both of which are possibly associated with spatially resolved X-ray pulsar wind nebulae (PWNe) (Kargaltsev & Pavlov 2007; Pavlov et al. 2008). These pulsars are energetic enough to power the very high energy sources. It was therefore proposed that HESS J1809–193 and HESS J1825–137 are plausible candidates for TeV γ -ray PWNe. However, their association with the X-ray nebular emission is not firmly determined yet. If it were the case, the HESS J1809–193/PSR J1809–1917 and HESS J1825–137/PSR J1826–134 systems would constitute

two new cases in which the centroid of the γ -ray emission is offset from the pulsar. Recently, HESS J1825–137 has been detected by the Fermi-Large Area telescope in the GeV energy range showing both, morphological similarity and spectrum continuity with the H.E.S.S. data (Grondin & FERMI Coll. 2011).

For both sources the offset and the asymmetric nature of the emission have been attributed to inhomogeneities in the interstellar medium (ISM), in both cases denser to the north of the pulsars. Thus, an asymmetric reverse shock from still undetected supernova remnants (SNRs), may have compressed and distorted the PWN, resulting in a crushed PWN (Blondin et al. 2001).

Up to date no clear counterparts to the high energy emission have been identified in the radio domain.

In this paper we report on new deep radio observations carried out with the Jansky Very Large Array (JVLA) of the whole region spanned by both HESS sources. The goal of this work is either to detect the synchrotron emission from the relic electrons of the crushed PWN or to discover other potential energetic objects as alternative candidates to accelerate particles. In addition, we analyze the molecular material searching for inhomogeneities that may have affected the expansion of the still undetected SNR shocks and/or would be good targets to produce γ -ray emission through hadronic mechanisms.

2. Observations

The radio observations towards HESS J1809–193 and HESS J1825–137 sources were performed with the Jansky (Expanded) Very Large Array at 1.4 GHz in its C configuration using 1 GHz of bandwidth and recording four polarization products. The data were obtained on 5 and 18 February 2012 for a total of 1.5 hours observing time on each TeV source. The final angular resolution of both images is about $15''$ and the rms noise is 0.09 mJy/beam.

The molecular gas around the TeV sources has been analyzed on the basis of data extracted from the ^{12}CO survey by Dame et al. (2001) and from the ^{13}CO data of the Galactic Ring Survey (Jackson et al. 2006).

3. Results

3.1. HESS J1809–193

Figure 1 shows the EVLA image in the region of the TeV source. The best fit position and 68% significance circle of HESS J1809–193 are indicated by a plus sign and a circle, respectively. These new radio observations improve by more than an order of magnitude the sensitivity of previous radio images. However, no trace of radio emission associated with the X-ray PWN is evident.

The fact that this γ -ray source is located in a complex region, where several SNRs and HII regions are present, led us to inspect the distribution of the molecular gas looking for high-density clouds as an effective target for relativistic electrons to generate γ -ray emission through an hadronic mechanism. We found a molecular cloud in the vicinity of HESS J1809–193 at a kinematic distance compatible with that of the pulsar (4 kpc, as estimated from the dispersion measure). Assuming that all objects not only are close in the plane of

the sky, but also at a comparable distance, we can roughly estimate the density of the molecular cloud in $\sim 100 \text{ cm}^{-3}$. From the observed γ -ray flux of HESS J1809–193, the required density of matter in the γ -ray production for an hadronic origin is $\sim 200 \text{ cm}^{-3}$ (with an acceleration efficiency of hadrons $\sim 2\%$ and a SN power of 10^{51} erg.). Therefore, the identified molecular feature does not seem to be a good target responsible for the very high energy emission.

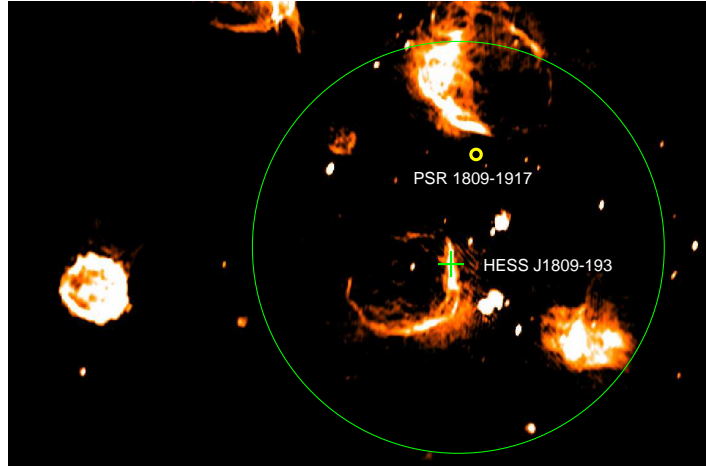


Figure 1. EVLA image towards HESS J1809–193. The green circle indicates the 68% significance TeV emission and the plus sign the best position of the source centroid. The PSR 1809–1917 is marked with a yellow point.

3.2. HESS J1825–137

Figure 2 right shows a large field in direction of HESS J1825–137. Also in this case, the circle and the plus sign indicate the 68% significance and the best fit position of the TeV source. From this figure it can be seen that the only bright radio source in the region is the HII region G11.03+0.06, to the north of the field of view. A close-up of the region towards PSR J1826–1334 reveals extended faint radio emission to the east and a broken tail towards the south. Future observations with higher angular resolution are planned to further analyze the nature of this emission.

From the inspection of the molecular gas distribution in the region, we found a molecular clump located in the vicinity of HESS J1825–137 at a distance compatible with that of PSR J1826–1334 (4 kpc, estimated from the dispersion measure). We derived for this molecular cloud a density of $\sim 400 \text{ cm}^{-3}$, dense enough to generate the very high energy emission hadronically, since the required density matter for the γ -ray flux production for this TeV source is about 100 cm^{-3} .

4. Summary and future work

For HESS J1825–137, the JVLA radio image has revealed faint extended emission towards the east and south of the pulsar, which can be interpreted as the

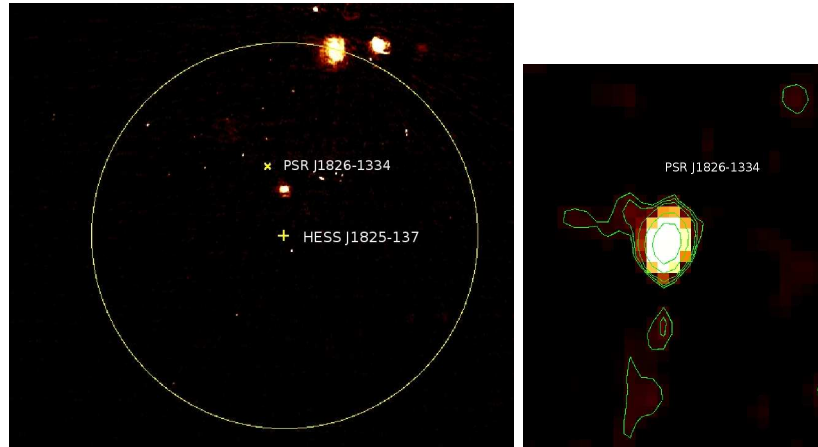


Figure 2. Left: EVLA image towards HESS J1825–137. The circle (68% significance) and the plus sign indicate the extension and the best fit position of the TeV source, respectively. The PSR J1826–1334 position is marked with a cross. Right: A close-up of the region around the PSR J1826–1334.

radio counterpart of the PWN observed in X-ray. Its nature will be confirmed with planned higher angular resolution JVLA observations.

For HESS J1809–197, the high sensitivity of our new radio images have not revealed any evidence of a radio PWN as a counterpart of the X-ray emission down to a noise level of 0.09 mJy/beam. From the analysis of the environmental conditions in its surroundings, we find that the density of the interstellar matter is not enough to generate the very high emission of this TeV source through an hadronic mechanism. The origin of the TeV emission is, therefore, still an open question.

Acknowledgments. G. Castelletti, E. Giacani and G. Dubner are members of the *Carrera del Investigador Científico* of CONICET, Argentina. This research was partially funded by Argentina Grants awarded by ANPCYT, CONICET and UBACYT.

References

- Aharonian F., HESS coll. 2005, *Science*, 307, 1938
- Aharonian F., HESS coll. 2007, *A&A*, 472, 489
- Blondin J. M., Chevalier R. A., Frierson D. M., 2001, *ApJ*, 563, 806
- Dame T. M., Hartmann D., Thaddeus P., 2001, *ApJ*, 547, 792
- Grondin M. H., FERMI Coll. 2011, *ApJ*, 738, 42
- Jackson J. M., et al., 2006, *ApJS*, 163, 145
- Kargaltsev O., Pavlov G. G., 2007, *ApJ*, 670, 655
- Pavlov G. G., Kargaltsev O., Brisken W. F., 2008, *ApJ*, 675, 683

PRESENTACIÓN MURAL

Triggered star formation in the CO shell G 126.1–0.8–14

S. Cichowolski¹, M. E. Ortega¹, L. A. Suad² & E. M. Arnal^{2,3}

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

(2) *Instituto Argentino de Radioastronomía (CONICET)*

(3) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas (UNLP)*

Abstract. G 126.1–0.8–14 is a molecular shell located in the Orion arm, at a distance of about 1 kpc. The HII region Sh2-187 is located over the border of this shell. Previous works show that Sh2-187 is a small ($\sim 9'$) and young ($\sim 2 \times 10^5$ yr) ionized region that shows signs of recent star formation in its surroundings. On the other hand, based on color criteria, we have found several infrared (MSX and IRAS) sources candidates of being young stellar objects (YSO) or ultracompact HII regions (UCHII) located projected onto the shell. In this work we present an analysis of the possible origin of G 126.1–0.8–14 and its possible roll in the formation of new stars.

Resumen. G 126.1–0.8–14 es una cáscara de gas molecular ubicada en el brazo de Orión, a aproximadamente 1 kpc de distancia. Sobre el borde de la cáscara se encuentra la región HII Sh2-187. Trabajos previos muestran que esta región es pequeña ($\sim 9'$) y joven ($\sim 2 \times 10^5$ años), y presenta evidencia de formación estelar activa en sus alrededores. Por otro lado, a partir de un análisis de fuentes infrarrojas IRAS y MSX, hemos detectado que sobre la cáscara se localizan varias fuentes candidatas a objetos estelares jóvenes y regiones HII ultracompactas. En este trabajo presentamos un estudio de la cáscara de CO, su posible origen, y su rol como generadora de nuevas estrellas.

1. Introduction

The interstellar medium (ISM), far from being homogeneous, it is riddle with loops, shells and cavities. The origin of most of these structures is related to the action of massive stars, which, via their strong winds, high radiation fields, and supernova explosions, strongly perturb their surroundings. As a consequence of this interaction, shell-like expanding structures are created around these stars. As these structures evolve, gravitational instabilities can take place in the swept-up gas, which can fragment creating condense clumps that eventually may become new stars (Elmegreen & Lada 1977). In this work we present an analysis of a shell-like structure observed in the area of the HII region Sh2-187.

2. Results and discussion

2.1. Main parameters of the CO shell

An inspection of the $^{12}\text{CO}(1-0)$ emission distribution in the area of the HII region Sh2-187 shows that besides the cloud where the region is embedded (Joncas et al. 1992), Sh2-187, located at $(l, b) = (126^\circ.68, -0^\circ.82)$, is seen projected onto the densest part of a well defined larger shell. Figure 1 shows the CO emission distribution in the velocity interval from -8.9 to -17.9 km/s. The data was taken from the Five College Radio Astronomical Observatory (FCRAO) CO Survey of the Outer Galaxy (Heyer et al. 1998), and have an angular resolution of $1'$. We adopt for the region the distance given for Sh2-187 in the work presented by Russeil et al. (2007), $D = 1440 \pm 260$ pc. The effective radius of the shell is $0^\circ.5$, or 12.5 pc at the adopted distance. The systemic velocity of the structure, defined as the velocity where the shell is best defined, is $V_{\text{sys}} = -13.8 \pm 0.8$ km s $^{-1}$. The expansion velocity, given by $V_{\text{exp}} = \Delta v/2$, where Δv is the velocity interval covered by the structure, is $V_{\text{exp}} = 4.1 \pm 0.8$ km s $^{-1}$. The mass was estimated by integrating the CO line intensity as $W_{\text{CO}} = \int T(\text{CO})dv$, where $T(\text{CO})$ is the average temperature of the molecular gas over the velocity interval considered. To calculate the H_2 column density, the relationship $X = N(\text{H}_2)/W_{\text{CO}}$ of 1.9×10^{20} cm $^{-2}(\text{K kms}^{-1})^{-1}$ (Grenier & Lebrun 1990) was considered. The molecular mass was derived from $M_{\text{shell}}[M_\odot] = 4.2 \times 10^{-20} N(\text{H}_2)D^2 A$, where D is the distance in pc and A is the area in stereoradians. We obtained $M_{\text{shell}}[M_\odot] = (6.5 \pm 3.1) \times 10^4 M_\odot$. The kinetic energy stored in the shell was estimated as $E_{\text{kin}} = 0.5 M_{\text{shell}} V_{\text{exp}}^2 = (1.1 \pm 0.7) \times 10^{49}$ erg. A rough estimate for the age of G 126.1-0.8-14 was obtained using a simple model to describe the expansion of a shell created by a continuous injection of mechanical energy, $t_{\text{dyn}} = 0.6 R/V_{\text{exp}}$ (Weaver et al. 1977), which in this case yields $t_{\text{dyn}} = (1.6 \pm 0.5) \times 10^6$ yr.

2.2. Origin of the structure.

The origin of the shell is unknown. To analyze if it was created by the action of massive stars, we search the available O star catalogues (Garmany 1983; Reed 2003; Maíz-Apellániz et al. 2004) looking for the massive star candidates. We have found eight stars in the catalog of Reed (2003), their location are indicated in Fig.2 and their main properties are presented in Table 1. The visual absorption A_v was estimated considering the hydrogen column density measured towards each star. The absolute magnitudes were obtained assuming a distance $D = 1440$ pc and the corresponding values of A_v . As can be inferred from Table 1, some of these stars could be O stars located at the adopted distance, and hence they could be responsible for the shell. However, it is important to mention that, given the poor spectral classification of the OB stars Reed's catalogue, to get an accurate spectral classification of these eight stars would be an important step. Another possibility for the origin of G 126.1-0.8-14 is a supernova explosion, which could have perturbed its surrounding molecular gas and create the observed CO shell. This scenario, as well as the presence of massive stars, is still in process of analysis.

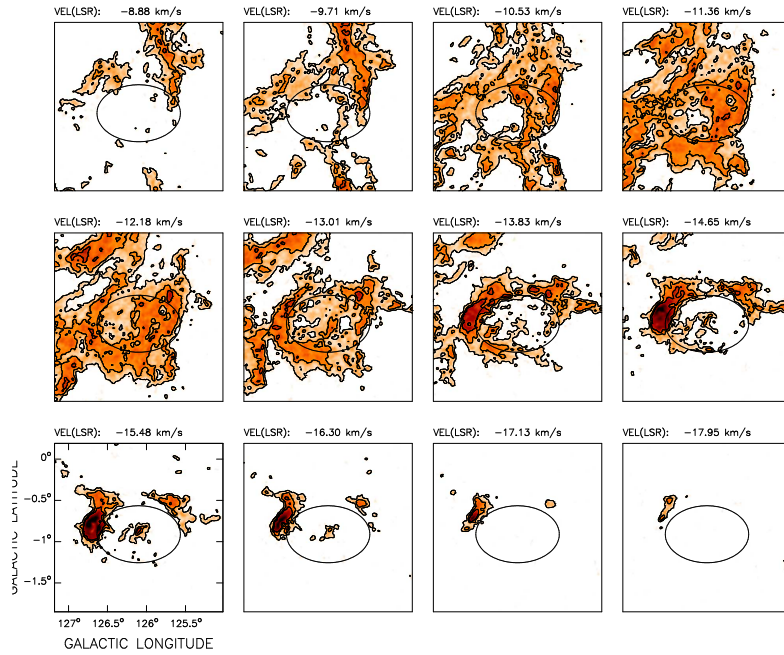


Figure 1. CO emission in the velocity range from -8.9 to -18 km s^{-1} . Contours are at 1, 3, and 5 K. The ellipse shows the position of G126.1–0.8–14.

	Identification	m_v	A_v	M_v (D = 1440 pc)
1	ALS 6520	8.86	2.5	-4.4
2	ALS 6511	10.31	3	-3.5
3	ALS 6544	9.07	2.6	-4.3
4	ALS 6542	9.29	3.7	-5.2
5	ALS 6498	10.26	5.1	-5.7
6	ALS 6549	11.12	3.7	-3.4
7	ALS 6515	9.99	3.3	-4.1
8	ALS 6555	10.9	3.3	-3.2

Table 1. Massive stars candidates of being responsible for the shell formation.

2.3. Triggered star formation

The most evident signature of recent star formation activity in the area is the presence of the young ($\sim 2 \times 10^5$ yr) HII region Sh2-187 located onto the densest part of the CO shell. This region was extensively studied by Joncas et al. (1992). In addition, applying color criteria to the IRAS and MSX catalogued point sources located projected onto the shell, we have found 5 infrared sources candidates of being ultra compact HII regions (UCHII) and 3 young stellar object candidates (YSOs). Their location are indicated in Fig. 2. The fact that towards the direction of these sources there is molecular gas observed only at the radial velocity where G 126.1–0.8–14 is detected suggests that they are at

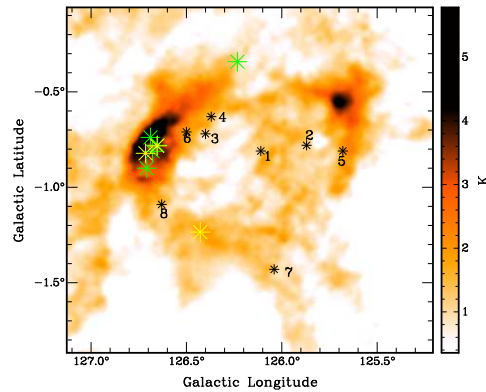


Figure 2. Averaged CO emission in the velocity range from -8.9 to -17.9 km/s. The massive stars candidates are indicated by black asterisks. Green and yellow asterisks indicate UCHII region and YSO candidates, respectively.

the same distance and hence embedded in the CO shell. As can be seen in Fig. 2, most of these sources are located in the area of Sh2-187, where, in addition, Bally & Lada (1983) detected a high-velocity molecular flow near the core of the molecular cloud and Lo & Burke (1973) and Henkel et al. (1986) observed a multicomponent H_2O maser, indicating that the Sh2-187 gas complex is still undergoing star formation.

3. Conclusions

In this work we present a new CO shell which clearly shows signatures of hosting active star formation. We have identified several young stellar objects projected towards the shell as well as several massive stars candidates of being responsible for its formation. A more detail analysis of all these sources is needed to better understand this object.

Acknowledgments. This work was supported by CONICET PIP 112-200801-01299 and UBACYT 20020090200039 grants.

References

- Bally J., Lada C. J., 1983, *ApJ*, 265, 824
- Elmegreen B. G., Lada C. J., 1977, *ApJ*, 214, 725
- Garmany C. D., 1983, *Astronomical Data Center Bulletin*, 1, 172
- Grenier I. A., Lebrun F., 1990, *ApJ*, 360, 129
- Henkel C., Haschick A. D., Guesten R., 1986, *A&A*, 165, 197
- Heyer M. H., et al., 1998, *ApJS*, 115, 241
- Joncas G., Durand D., Roger R. S., 1992, *ApJ*, 387, 591
- Lo K. Y., Burke B. F., 1973, *A&A*, 26, 487
- Maíz-Apellániz J., et al., 2004, *ApJS*, 151, 103
- Reed B. C., 2003, *AJ*, 125, 2531
- Russeil D., Adami C., Georgelin Y. M., 2007, *A&A*, 470, 161
- Weaver R., et al., 1977, *ApJ*, 218, 377

PRESENTACIÓN MURAL

X-ray structures from outflowing Young Stellar Objects interacting with the Interstellar Medium

Mariana Orellana^{1,2}, Rosaria Bonito³, Javier López-Santiago⁴,
J. Facundo Albacete Colombo⁵, Marco Miceli³

(1) Instituto Argentino de Radioastronomía CCT La Plata (CONICET), C.C.5, (1894) Villa Elisa, Buenos Aires, Argentina.

(2) Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP

(3) Dipartimento di Fisica, Università di Palermo, INAF Osservatorio Astronomico di Palermo, P.zza del Parlamento, 1 90134 Palermo, Italy

(4) Departamento de Astrofísica y Ciencias de la Atmósfera, Universidad Complutense de Madrid, E-28040, Madrid, España

(5) Centro Universitario Regional Zona Atlántica (CURZA) Universidad Nacional del COMAHUE, Argentina

Abstract. Young stellar objects (YSOs) are strongly related to winds and outflows. Changes in the morphology and emission properties of those outflows can be the result of their interaction with the Interstellar Medium. The available tools developed into the computational field put at hand a better understanding of the structures that may form on scenarios with growing degrees of complexity. In this work we consider the propagation of a continuously driven supersonic protostellar jet through an inhomogeneous ambient described as an isothermal medium at the base of the launching site and a denser layer far from the YSO. The hydrodynamic evolution, including thermal conduction and radiative cooling is solved, and from the obtained temperature and density distributions we synthesize the outcoming emission in the X-ray band. We then consider the interstellar absorption and the response of the current X-ray telescopes in order to investigate the conditions leading to detectable X-rays.

Resumen. Los objetos estelares jóvenes suelen presentar vientos y flujos colimados. A partir de su interacción con el medio interestelar pueden resultar cambios en su morfología y propiedades de emisión. Las herramientas computacionales actuales ponen a nuestro alcance el estudio de situaciones como esta, con creciente complejidad. En este trabajo consideramos la propagación de un flujo protoestelar continuo y supersónico a través de un medio con una discontinuidad, siendo más denso en una región lejana a la base desde donde se lanza el flujo. Seguimos su evolución hidrodinámica incluyendo enfriamiento radiativo y conducción térmica, y de las distribuciones obtenidas para la densidad y temperatura, derivamos la emisión saliente en rayos X. Luego consideramos la absorción interestelar y respuesta instrumental de los telescopios de rayos X para indagar las condiciones necesarias para detectar dicha emisión.

1. The model and simulation scheme

We consider the propagation of a continuously driven supersonic protostellar jet with density $n_j = 500 \text{ cm}^{-3}$ and temperature $T_j = 10^4 \text{ K}$ through an isothermal medium at the base of the launching site and a dense layer far from the YSO. This system can be a realistic representation of the observed medium around the protostar L1630MIR-51 that seems to have blown material in direction of the ionization front IC 434. The latter appears as a bright *wall* in the deep Wide Field Camera 3 images, while the origin of the Herbig Haro objects in the vicinity could be ejections from this YSO.

The initial conditions in our model are set to describe pressure equilibrium between the jet and the ambient, and between the ambient and the wall. The basic parameters for this configuration are three:

$$\begin{aligned} M_j & : \text{initial jet Mach number,} \\ \nu_a = n_a/n_j & : \text{initial ambient-to-jet density contrast, and} \\ \nu_w = n_w/n_j & : \text{the initial wall-to-jet density contrast,} \end{aligned}$$

while for other flow properties defining the scenario we have used characteristic values, similar to Bonito et al. (2004).

The hydrodynamic evolution, including thermal conduction and radiative cooling is solved assuming a perfect, fully ionized, gas with specific heats ratio $\gamma = 5/3$. The usual mass and momentum equations of conservation are considered along with the following energy equation

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho E + p)\mathbf{v} = -\nabla \cdot \mathbf{q} - n_e n_H P(T) \quad (1)$$

with

$$p = (\gamma - 1)\rho\epsilon, \quad E = \epsilon + \frac{1}{2}|\mathbf{v}|^2, \quad (2)$$

where p is the pressure, E the total gas specific energy (internal energy, ϵ , and kinetic energy) respectively, ρ is the mass density, t the time, \mathbf{v} the plasma velocity, \mathbf{q} the heat flux, and $P(T)$ is the radiative losses function per unit emission measure which takes into account free-free, bound-free, bound-bound and 2 photons emission (Raymond & Smith 1977, Mewe et al. 1985, Kaastra & Mewe 2000). The other quantities have the typical meaning. An interpolation expression for the thermal conductive flux allows for a smooth transition between the Spitzer and saturated conduction regimes (Dalton & Balbus 1993).

Any magnetic field is regarded as negligible. We have fixed the initial jet radius $r_j = 100 \text{ AU}$. The wall is located at $z = 10^4 \text{ AU}$, and the computational domain is axisymmetric with $(r \times z) \simeq (1500 \times 15000) \text{ AU}$. Reflection boundary conditions are imposed along the jet axis, inflow boundary conditions at the base for $r < r_j$, and outflow boundary conditions elsewhere. The calculations are performed with the FLASH code (Fryxell et al. 2000), which incorporates an adaptive grid scheme to handle compressible plasmas with shocks, and uses the message passing interface library to achieve parallelization.

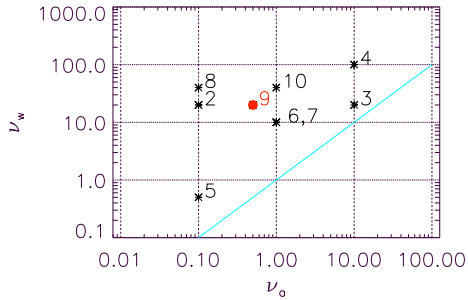


Figure 1. One plane of the explored parameter space. From the resulting temperature the configurations 7 and 10 produce too hot front shocks.

2. Results and emission properties

In order to explore the parameter space we have followed the evolution of the jet for several configurations designed to represent realistic HH flows and keeping $n_w > n_a$ through different combinations. A variety of temperature distributions¹ are achieved after a time interval between ~ 100 and ~ 300 yr, depending on the set of parameters, when the shock front has advanced inside the wall upto a half of its height. We then consider the interstellar absorption for a column density $N_H \sim 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, and the response of the last generation X-ray telescopes to obtain the focal plane image. Specifically, we use Chandra to compare images and XMM-Newton to compare the results from the spectral analysis, in order to take advantage of the high spatial resolution of the former and the large effective area of the latter.

The best suited case to produce an X-ray source detectable at the assumed distance, $d \sim 400$ pc, is given by $M_j = 40$, $\nu_a = 0.5$, and $\nu_w = 20$. These values correspond to run 9 indicated in red in Figure 1 where we show one of the parameter planes explored. In Figure 2 we show the synthetic image, and the spectrum. The obtained luminosity is $L_X \sim 10^{30}$ erg/s. For the run 9 configuration and ~ 100 yr of advance the X-ray source is located inside the wall and has an almost pointlike morphology.

Acknowledgments: This research has been supported by the Argentine agency ANPCyT through Grant PICT 2010-0213.

References

- Dalton, W.W. & Balbus, S.A. 1993, ApJ, 404, 625
 Bonito, R., Orlando, S., Peres, G., Favata, F., Rosner, R. 2004, A&A, 424, L1
 Fryxell, B., Olson, K., Ricker, P., et al. 2000, ApJS, 131, 273, <http://flash.uchicago.edu>
 Kaastra, J.S. & Mewe, R. 2000, *Atomic Data Needs for X-ray Astronomy*

¹The distributions are not shown here but the authors will be pleased to shown them as they were included in the poster for the meeting. Contact: morellana@fcaglp.unlp.edu.ar

Mewe R., et al. 1985, A&AS, 62, 197

Raymond, J.C. & Smith, B.W., 1977, ApJS, 35, 419

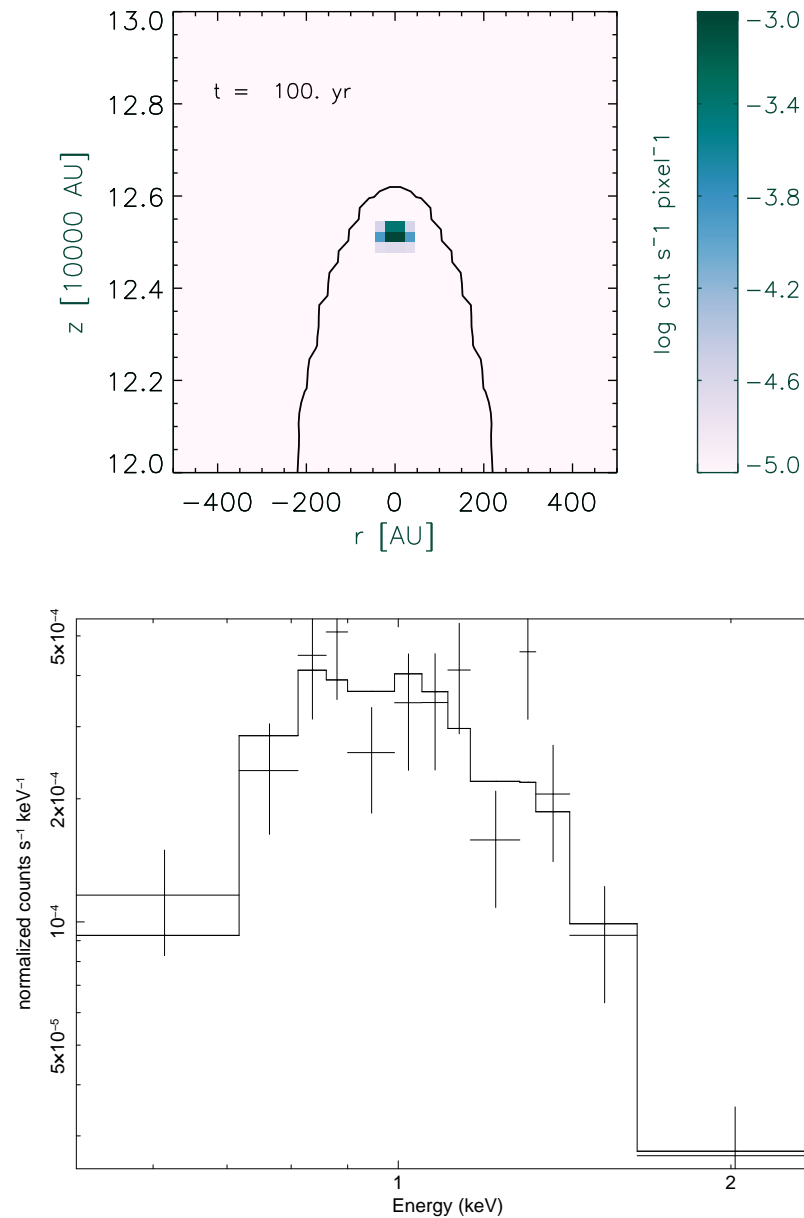


Figure 2. Top: Synthetic X-ray map. Detail showing the source is located behind the shock. The black contour indicates the place of not perturbed gas of the wall. Bottom: The X-ray spectrum using an exposure time 500 ks, binning to have at least 10 counts per bin. The model shows the C-statistic fit, which resulted in $kT = 0.28$ keV.

PRESENTACIÓN MURAL

Studying a galactic HII region/SNR complex

S. Paron^{1,2}, W. Weidmann³ & M. E. Ortega¹

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

(2) *FADU, Universidad de Buenos Aires*

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

Abstract. The supernova remnant (SNR) G018.1-00.1 lies in a very interesting and rich galactic region. It is surrounded by several HII regions, some of them catalogued as infrared dust bubbles, and molecular gas. In this work we present some results about the study of the interstellar medium towards this HII region/SNR complex. Additionally, we present results obtained from optical spectroscopic observations performed with the 2.15 m telescope at CASLEO, looking for exciting stars of the HII regions. We found several OB-type stars.

Resumen. El remanente de supernova (RSN) G018.1-00.1 se encuentra en una interesante y compleja región de la galaxia. En sus alrededores hay varias regiones HII, algunas de ellas catalogadas como burbujas infrarrojas, y abundante gas molecular. En este trabajo se presentan resultados del estudio del medio interestelar en torno al complejo de regiones HII/RSN. Además se presentan los resultados de observaciones espectroscópicas en el óptico realizadas con el telescopio de 2.15 m en CASLEO con el objetivo de identificar las estrellas excitatrices de las regiones HII. Se han encontrado varias estrellas de tipo espectral O y B relacionadas a dichas regiones.

1. Introduction

As massive stars are born predominantly in clusters within the dense cores of giant molecular clouds (e.g. McKee & Ostriker 2007), it is common to find several HII regions in different evolutionary stages and also supernova remnants (SNRs) in a same Galactic neighborhood.

In this work we study an HII region/SNR complex located in a very rich region. SNR G18.1-0.1 is a poorly studied supernova remnant that was firstly observed at 57.5 MHz by Odegard (1986). This author also mentions the presence of the source Sharpless 2-53 (Sharpless 1959), which is related to the HII complex composed by G018.14-00.29 and the infrared dust bubbles N21 and N22 as seen in Fig. 1 (left). All these objects have systemic velocities within the range $44 - 54 \text{ km s}^{-1}$, being very likely located at a same distance, around 4.5 kpc.

2. The interstellar medium

To study the interstellar medium (ISM) towards the HII region/SNR complex we use ^{13}CO J=1–0 data extracted from the Galactic Ring Survey (GRS) with an angular resolution of $46''$ (Jackson et al. 2006). We find molecular gas very likely related to the sources within the velocity range between 40 and 57 km s^{-1} . Figure 1 (right) shows the radio continuum emission with contours of the molecular emission. By assuming local thermodynamic equilibrium (LTE) we calculate the mass of the molecular structure delimited by the 3 K km s^{-1} contour level (see Fig. 1 right), obtaining $\sim 2.5 \times 10^5 M_{\odot}$.

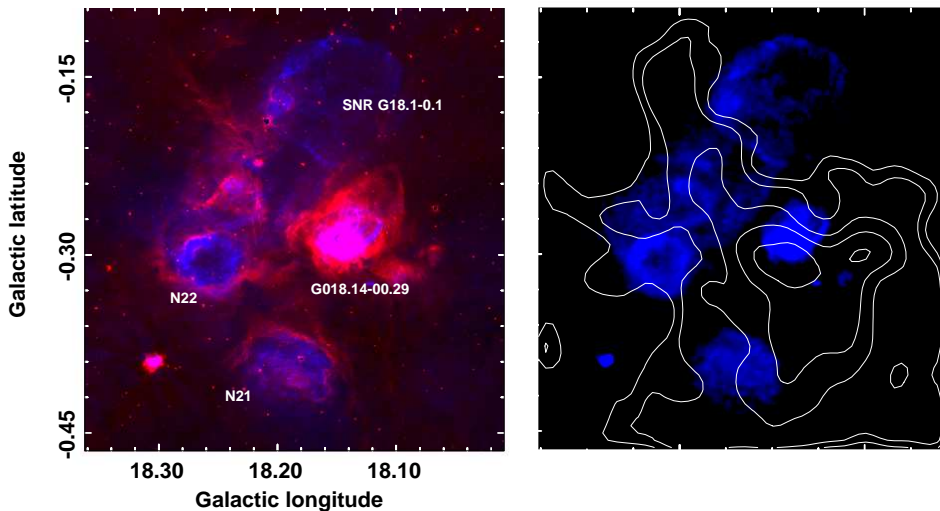


Figure 1. Left: two-color image where the radio continuum emission at 20 cm is displayed in blue and the IRAC-*Spitzer* $8 \mu\text{m}$ emission in red. Right: in blue it is shown the radio continuum emission at 20 cm, and the white contours are the ^{13}CO J=1–0 emission integrated from 39 to 59 km s^{-1} with levels of 3, 4, 7, 10, and 13.5 K km s^{-1} .

3. Looking for OB-type stars

With the goal of finding the HII region exciting sources (or some of them), we performed spectroscopic optical observations towards a sample of stars. The sample was selected based on the position of the stars (lying inside the HII regions or towards its borders) and on their location in a typical near-IR color-magnitude diagram (H-Ks vs. Ks; not presented here), constructed by using the magnitudes extracted from the 2MASS All-Sky Point Source Catalog, suggesting that they may be OB-type stars. The selected sources were observed with the REOSC spectrograph attached to the 2.15 m telescope at CASLEO (Argentina). The spectra were taken with a 300 and $600 \text{ grooves mm}^{-1}$ grating, which provides a dispersion of 3.4 and 1.6 \AA px^{-1} , with a wavelength range of $3500\text{--}7000 \text{ \AA}$ and $5220\text{--}6830 \text{ \AA}$, respectively.

Figure 2 shows the IRAC-*Spitzer* 8 μm emission, which define the borders of the HII regions, with crosses that represent the stars that were successfully observed with the 2.15 m telescope at CASLEO. Analyzing their spectra, we find absorption lines of HeI and HeII in some of them. Following Walborn & Fitzpatrick (1990) we can infer that the stars with HeII absorption lines are O-type stars (S3, S5, and S15), while those sources with only HeI absorption lines (sources S6, S8, S13 and S16) should be B0-5 stars. We show in Figure 3 the spectra of the O-type stars.

One important result is that we confirm the presence of an uncatalogued HII region: the region that surrounds source S15, an O-type star.

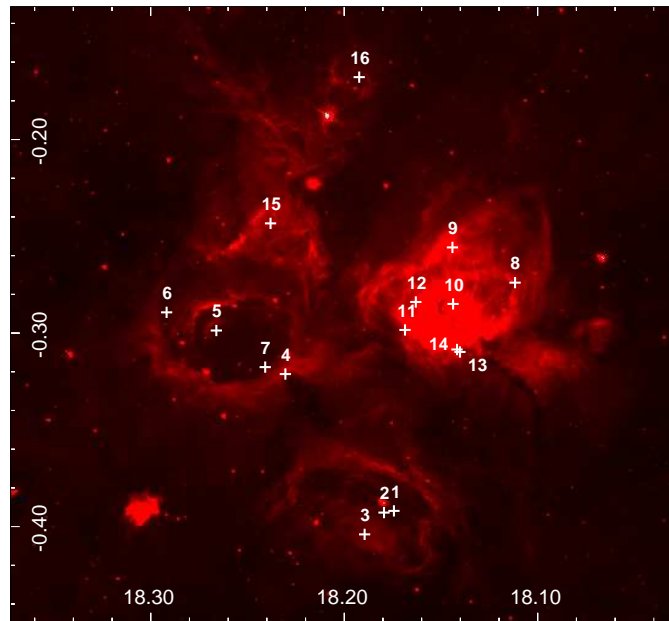


Figure 2. The IRAC-*Spitzer* 8 μm emission is presented in red. The crosses show the position of the stars that were successfully observed with the 2.15 m telescope at CASLEO, Argentina.

4. Summary

We investigated the ISM towards the HII region/SNR complex composed by the SNR G018.1-00.1 and the HII regions G018.14-00.29, N21 and N22. We found molecular gas very likely related to the complex, which may be the remains of the molecular cloud were the stars that generated the objects of this complex have born.

Additionally, using optical spectroscopic observations performed with the 2.15 m telescope at CASLEO, we looked for the exciting stars of the HII regions (or some of them). From the observed sample we found four B-type stars: three towards the HII region G018.14-00.29 and one towards the HII region N22. We also found three O-type stars: two towards the HII regions N22 and

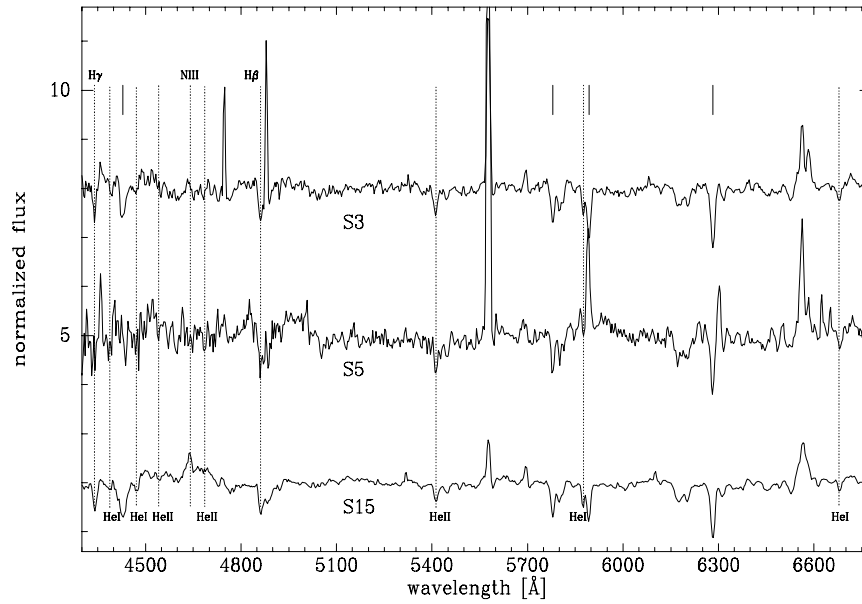


Figure 3. Spectra of the O-type stars obtained from our optical observations. All detected stellar lines are indicated (dotted lines), short solid lines indicate interstellar absorption.

N21, respectively and the other one towards the north of N22 defining another uncatalogued HII region.

Acknowledgments. S.P., W.W. and M.O. are members of the *Carrera del investigador científico* of CONICET, Argentina. This work was partially supported by Argentina grants awarded by UBA (UBACyT), CONICET and ANPCYT. The CCD and data acquisition system at CASLEO has been financed by R. M. Rich through U.S. NSF grant AST-90-15827.

References

- Jackson J. M., et al., 2006, *ApJS*, 163, 145
 McKee C. F., Ostriker E. C., 2007, *ARA&A*, 45, 565
 Odegard N., 1986, *AJ*, 92, 1372
 Sharpless S., 1959, *ApJS*, 4, 257
 Walborn N. R., Fitzpatrick E. L., 1990, *PASP*, 102, 379

PRESENTACIÓN MURAL

Interaction of the supernova remnant G20.0-0.2 with a molecular cloud

A. Petriella^{1,2}, S. Paron^{1,2,3} & E. Giacani^{1,3}

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

(2) *CBC, UBA*

(3) *FADU, UBA*

Abstract. The supernova remnant G20.0-0.2 shows in the radio band a polarized filled center with a flat spectral index. Based on these characteristics, it was classified as a Crab-like remnant. At 20 cm, it displays a flat border and a radio filament, which point to a probable interaction between the shock front and the interstellar medium. In this work, we study the environment of G20.0-0.2 to investigate the influence of the surrounding medium in the observed morphology. We find a molecular cloud toward the flat border very likely related to the supernova remnant. From this relation, we suggest that the remnant is located at a distance of 4.5 kpc.

Resumen. El remanente de supernova G20.0-0.2 presenta en la banda de radio un centro lleno de emisión polarizada e índice espectral chato. Debido a estas características, ha sido clasificado como de tipo pleriónico. En la banda de 20 cm, se observa un borde chato y un filamento que sugieren una posible interacción entre el frente de choque del remanente y el medio interestelar. En este trabajo, se realizó un estudio del entorno de G20.0-0.2 con el objetivo de investigar la influencia del medio circundante en la morfología observada. Se halló una nube molecular posiblemente relacionada con el remanente de supernova. A partir de esta relación, se estableció una distancia de 4.5 kpc para el remanente.

1. Introduction

Core-collapse supernova remnants (SNRs) are the result of the explosion of massive stars ($M > 8 M_{\odot}$) at the end of their lives. As a consequence, a strong shock front forms, which propagates into the interstellar medium (ISM). The interaction of SNRs and the surrounding ISM can modify the morphology and evolution of the remnant and can induce several physical processes in the ambient, such as excitation and/or destruction of dust particles, dissociation and/or ionization of molecular and atomic species, maser emission, and probably triggered star formation.

The SNR G20.0-0.2 (hereafter G20) shows in the radio band a filled center, polarized emission and a flat spectral index (Becker & Helfand 1985). Based on these characteristics, it was classified as a Crab-like SNR, suggesting the presence

of a pulsar powering the emission. In Fig. 1, we show the best radio image at 20 cm available up to the present and the BOLOCAM 1.1 mm continuum emission (both extracted from the MAGPIS, Helfand et al. 2006). From this figure, it can be seen that the central radio core is surrounded by diffuse emission. In the southern direction, a clear flat border arises in coincidence with a filament of radio emission (yellow arrow in Fig. 1). This region appears adjacent to the millimeter continuum source BGPS 019.926-00.257. In the opposite direction, it lies the ultra-compact (UC) HII region G20.08-0.14, whose systematic velocity referred to the local standard of rest (LSR) is 42 km s^{-1} . According to Anderson & Bania (2009), this HII region lies at its far distance, namely $\sim 12.6 \text{ kpc}$. The SNR lies partially inside the error box of the Fermi-LAT source J1828.3-1124c (Nolan et al. 2012), which could point to a connection between the remnant and the γ -ray emission.

In this work, we investigated the surroundings of G20 to look for signatures of interaction between the SNR and the ISM, which could help us to understand the peculiar morphology of this source.

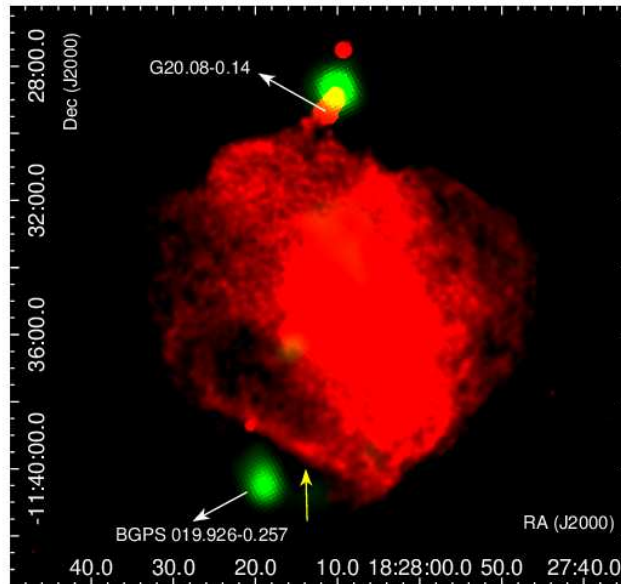


Figure 1. Two-color image toward the SNR G20.0-0.2: In red: radio continuum emission at 20 cm. In green: 1.1 mm continuum emission. We have marked the UC HII region G20.08-0.14 and the Bolocam millimeter source BGPS 019.926-00.257. The yellow arrow indicates the flat border of the SNR.

2. Results

To study the ISM around G20, we used molecular data extracted from the Galactic Ring Survey (GRS, Jackson et al. 2006), which maps the Galactic plane in the ^{13}CO J=1-0 line, with angular and spectral resolutions of $46''$ and 0.2 km s^{-1} , respectively. After a visual inspection of the cube in the whole

velocity range, we noted the presence of an interesting molecular feature at a velocity of $\sim 66 \text{ km s}^{-1}$. In Fig. 2, we show the emission of the ^{13}CO integrated every 1.05 km s^{-1} in the velocity range between 63 and 69 km s^{-1} .

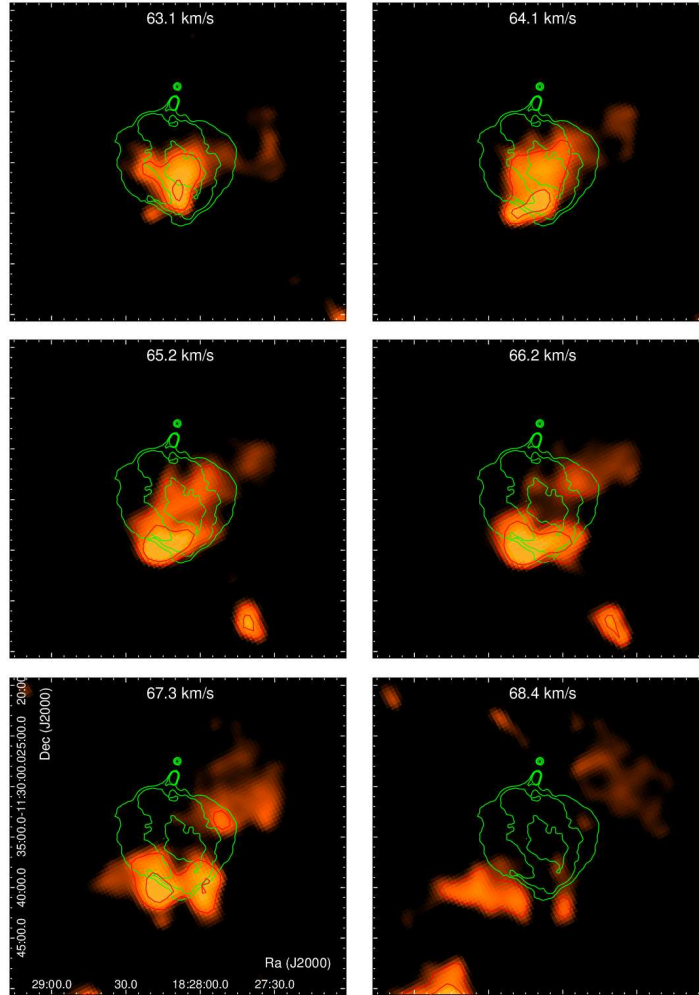


Figure 2. ^{13}CO J=1-0 emission integrated every 1.05 km s^{-1} . The green contours are the radio continuum emission at 20 cm.

From Fig. 2, we noted the presence of a molecular cloud right upon the flat border. This may indicate that the shock front of the SNR has encountered a dense medium, determining the flat morphology and the increase of radio emission, as revealed by the bright filament. For a systematic velocity of 66 km s^{-1} , the Galactic rotation model of Fich et al. (1989) predicts the near and far kinematic distances of $\sim 4.5 \text{ kpc}$ and $\sim 11.5 \text{ kpc}$, respectively. To resolve the distance ambiguity, we referred to the paper of Schlingman et al. (2011). The most intense emission from the molecular gas spatially coincides with the Bolocam millimeter continuum source BGPS 019.926-00.257 (Rosolowsky et al. 2010, see Fig. 1), which lies within the ellipse of the infrared dark cloud (IRDC)

019.928-0.257 (Peretto & Fuller 2009). The spatial agreement between the peak of the ^{13}CO emission, the IRDC, and the BGPS source suggests a physical connection between them. According to Schlingman et al. (2011), BGPS sources within IRDCs are more likely at the near kinematic distance. This makes the near distance of 4.5 kpc the most favorable for the millimeter source and for the molecular gas associated with G20. To derive the physical parameters of the molecular gas, we assumed local thermodynamical equilibrium (LTE), a gas temperature of 20 K, and a relative abundance $N(\text{H}_2)/N(^{13}\text{CO}) = 5 \times 10^5$. For a distance of 4.5 kpc, we obtained a mass and density of $13000 M_\odot$ and 550 cm^{-3} , respectively.

3. Discussion

Nowadays, there is compelling observational evidence of the interaction between SNRs and molecular clouds (Jiang et al. 2010). Taking into account that core-collapse SNRs are the result of the explosion of short-lived massive stars, it is common to find these SNRs near or within the molecular cloud from which the progenitor star was born. When massive stars form inside molecular clouds, they dissociate and ionized the ambient gas creating an HII region. For this reason, several SNR are found adjacent to regions of ionized hydrogen. Regarding the SNR G20.0-0.2 and the HII region G20.08-0.14, we suggest that they are two unrelated sources, which appear adjacent in the sky due to a projection effect. This conclusion is supported by the difference in the distances between G20 (~ 4.5 kpc) and the HII region (~ 12.6 kpc). Our study has revealed that G20 may be interacting with a molecular cloud, which spatially coincides with an IRDC and a continuum millimeter source. The presence of dense molecular material, an IRDC (considered the precursor of protostars, see Rathborne et al. 2007) and abundant dust (revealed by the millimeter source) suggest that this region may be an active star forming site, probably triggered by the expanding SNR and/or the stellar winds of the progenitor massive star. Regarding the production of the high energy emission, the molecular cloud probably shocked by G20.0-0.2 lies far outside the error box of the Fermi-LAT source J1828.3-1124, ruling out an hadronic origin of the γ -ray emission.

Acknowledgments. This work was partially supported from Argentina grants awarded by UBA (UBACyT), CONICET and ANPCYT.

References

- Anderson L. D., Bania T. M., 2009, ApJ, 690, 706
- Becker R. H., Helfand D. J., 1985, ApJ, 297, L25
- Fich M., Blitz L., Stark A. A., 1989, ApJ, 342, 272
- Helfand D. J., et al., 2006, AJ, 131, 2525
- Jackson J. M., et al., 2006, ApJS, 163, 145
- Jiang B., et al., 2010, ApJ, 712, 1147
- Nolan P. L., et al., 2012, ApJS, 199, 31
- Peretto N., Fuller G. A., 2009, VizieR Online Data Catalog, 350, 50405
- Rathborne J. M., Simon R., Jackson J. M., 2007, ApJ, 662, 1082
- Rosolowsky E., et al., 2010, VizieR Online Data Catalog, 218, 80123
- Schlingman W. M., et al., 2011, ApJS, 195, 14

PRESENTACIÓN ORAL

Fragmentation in Massive Star-Forming Regions

J.A. Rodón¹, H. Beuther², P. Schilke³ & Q. Zhang⁴

(1) *European Southern Observatory, Santiago, Chile*

(2) *Max-Planck-Institut für Astronomie, Heidelberg, Germany*

(3) *I. Physikalisches Institut, Universität zu Köln, Köln, Germany*

(4) *Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, Cambridge, MA, USA*

Abstract. The core mass function of a high-mass star forming region is one of the key elements for the understanding of the formation of massive stars, since its slope could suggest the processes involved in the formation.

We have observed 3 massive star-forming regions with interferometers in the dust continuum at 1.4 mm and 3 mm, obtaining their core mass functions. We find the slopes are different among them, and we suggest one reason that could explain that result.

Resumen. La función de masa preestelar de las regiones de formación estelar de alta masa es uno de los elementos claves al momento de comprender la formación de estrellas masivas, dado que la pendiente de la función puede dar una idea de los procesos involucrados en el proceso de formación propiamente dicho.

Hemos observado 3 regiones de formación estelar de alta masa utilizando interferómetros en el continuo a 1,4 mm y 3 mm, obteniendo la función de masa preestelar de las mismas. Encontramos que las pendientes de las funciones son diferentes entre sí, y sugerimos una razón que podría explicar este resultado.

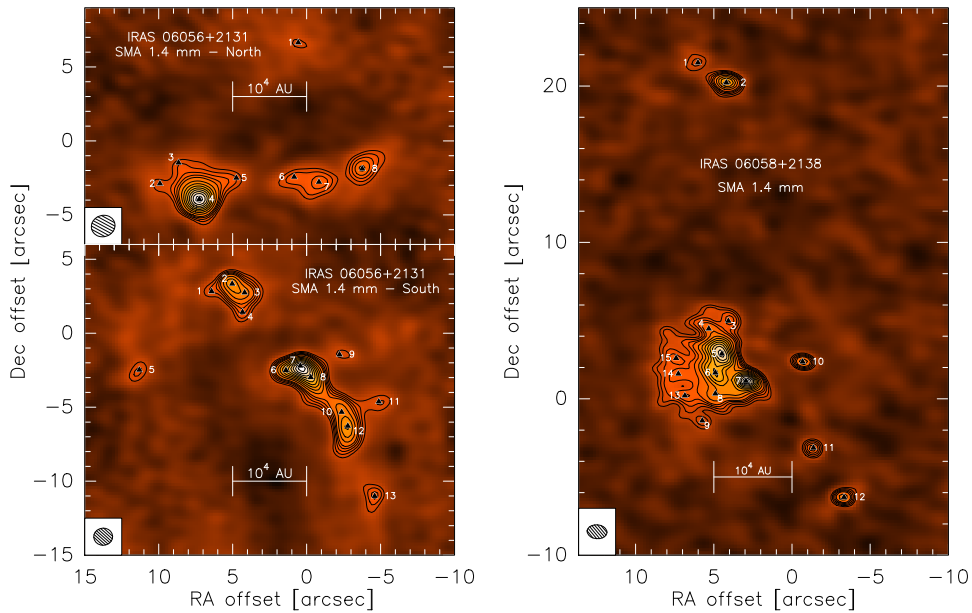
1. Introduction

In the last decade, we have started to spatially resolve the relatively small gas and dust condensations in high-mass star-forming regions that will eventually become a massive star or system. We call these condensations of sizes on the order of 0.01 pc “cores”, and by estimating their masses we can construct the so-called Core Mass Function (CMF) of a region, to compare with the Initial Mass Function (IMF) and try to determine the evolutionary process from core to star. For massive star-forming regions (MSF), the relationship between the CMF and the IMF is not yet well understood. This is, among other factors, due to the fact that there are not many massive CMF determined. Even then, some of those few CMF seem to tell a story of evolution, by presenting different slopes than that of the Salpeter IMF, while others seem to be very similar to the IMF. In this work we show CMFs obtained for a group of massive star-forming regions

with Submillimeter Array¹ (SMA) and Plateau de Bure Interferometer (PdBI) observations. These CMFs show different slopes, and we explain the possible significance this has on the evolution of the cores.

2. The Sample

We observed the IRAS regions 06056+2131, 06058+2138, and 19410+2336 (Beuther & Schilke 2004; Klein *et al.* 2005; Rodón 2009; Rodón *et al.* 2012). All of them show signs of massive star-formation, are at similar distances (~ 2 kpc), and have similar luminosities ($\sim 10^4 L_{\odot}$). IRAS 06056+2131 was observed at 1.4 mm with the SMA, and in its filamentary structure we detect 21 cores within two subregions (North and South, Fig. 1(a)). The region IRAS 06058+2138 was also observed at 1.4 mm with the SMA. We detect 15 cores, most of them in a single cluster, with a few isolated ones (Fig. 1(b)). In turn, IRAS 19410+2336 was observed at 1.4 mm and 3 mm with the PdBI. We detect 30 cores, with 4 of them detected only at 3 mm. The cores are distributed in two subregions (North and South), both of them with a clustered distribution (Fig. 2). In all cases the cores were identified by eye.



(a) IRAS 06056+2131. 21 cores detected within two subregions.

(b) IRAS 06058+2138. 15 cores detected, most of them in a single cluster, with some isolated ones.

Figure 1. SMA Continuum maps at 1.4 mm. Triangles mark the detected cores. See Rodón (2009) for the contouring criterion and source nomenclature.

¹The Submillimeter Array is a joint project between the Smithsonian Astrophysical Observatory and the Academia Sinica Institute of Astronomy and Astrophysics and is funded by the Smithsonian Institution and the Academia Sinica.

3. The Core Mass Function

We constructed the cumulative CMF of each region, with masses calculated from the dust continuum. The expression for the cumulative CMF we used contemplates the upper mass cutoff M_{max} of the sample (Reid & Wilson 2006):

$$N(> M) \propto \begin{cases} \frac{1}{1+\beta} (M_{max}^{1+\beta} - M^{1+\beta}), & M < M_{max} \\ 0, & M \geq M_{max} \end{cases} \quad (1)$$

For IRAS 06056+2131 we obtain a CMF slope $\beta = -1.7 \pm 0.2$, and for IRAS 06058+2138 the slope is $\beta = -1.6 \pm 0.2$ (Fig. 3(b)). These two values are similar between them, but flatter than the Salpeter value for the high-mass end of the IMF ($\beta = -2.35$). For these two regions we also calculated a CMF for the combined sample, obtaining a slope $\beta = -1.4 \pm 0.1$, similar to the previous results (Fig. 3(b)). On the other hand, for IRAS 19410+2336 we obtain a slope $\beta = -2.2 \pm 0.1$ (Fig. 3(a)). This is not only different than the previous results, but also similar to the Salpeter value.

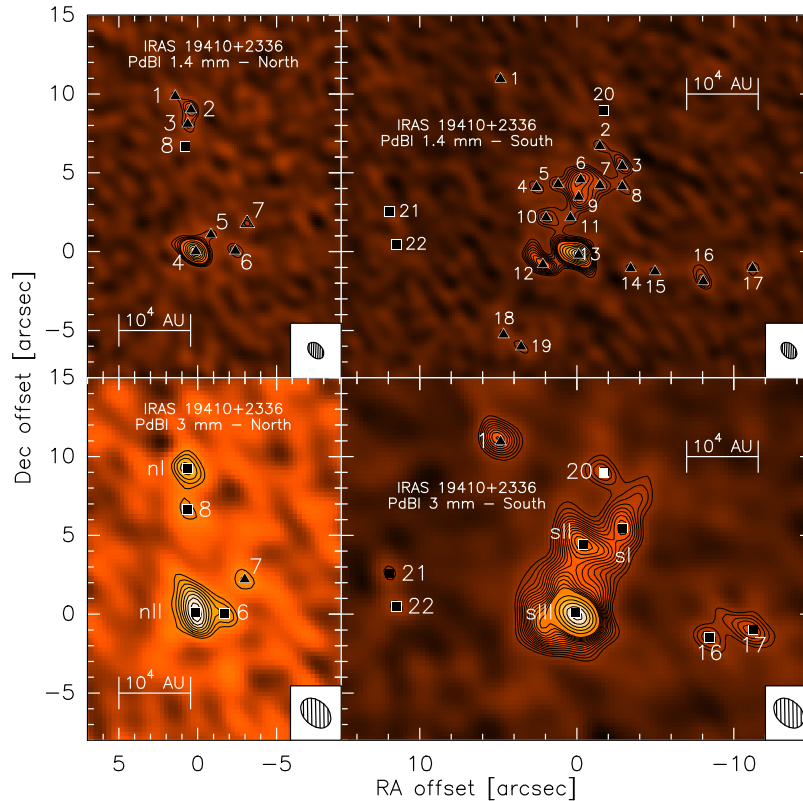


Figure 2. Continuum maps of IRAS 19410+2336 obtained with the PdBI. In the top and bottom row are the 1.4 mm and 3 mm maps, respectively, of the northern (left column) and southern (right column) subregions. The triangles mark the position of the sources detected at 1.4 mm, while the squares are the sources detected at 3 mm. See Rodón et al. (2012) for the contouring criterion and source nomenclature.

4. Results

Several theories could explain the difference between the slopes of the CMFs. One possibility, for example, is that we are looking at regions at different evolutionary stage. In any case, with the data we currently have we cannot conclusively determine a reason for why the slope is flatter than Salpeter in one case, but similar to it in another. A Salpeter-like CMF would suggest a one-to-one core-star relationship, while a flatter slope would suggest further processing between fragmentation and the final formation stage. Observations at high-angular resolution of similar regions, and numerical simulations of the fragmentation process can and should be done to obtain an explanation.

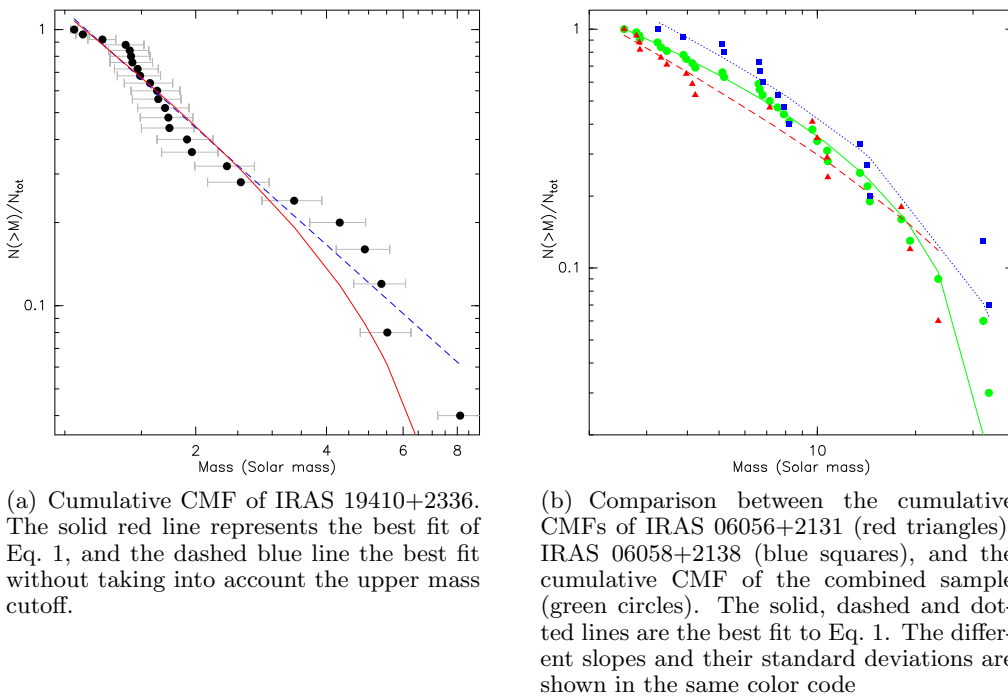


Figure 3. Cumulative CMFs of the different regions observed.

References

- Beuther H., Schilke P., 2004, *Science*, 303, 1167
 Klein R., et al., 2005, *ApJS*, 161, 361
 Reid M. A., Wilson C. D., 2006, *ApJ*, 644, 990
 Rodón J. A., 2009, PhD thesis, Max-Planck-Institut für Astronomie, Heidelberg, Germany
 Rodón J. A., Beuther H., Schilke P., 2012, *A&A*, 545, A51

PRESENTACIÓN MURAL

Revised morphological and spectral radio properties of three cataloged galactic supernova remnants

L. Supán¹, G. Castelletti¹, T. Zanfrini¹ & A. Petriella¹

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

Abstract. By using data products from current Galactic surveys, we have calculated new integrated radio flux densities and total extent for the three supernova remnants (SNRs) G13.5+0.2, G28.6−0.1, and G29.6+0.1. These sources are faint cataloged remnants for which scarce information has been published to date. The flux measurements presented here have been used to improve or to determine for the first time the radio continuum spectra of the selected sources.

Resumen. Mediante el uso de datos tomados de relevamientos reciente en la región del plano Galáctico, hemos calculado nuevas densidades de flujo integradas, en ondas de radio, y el tamaño de tres remanentes de supernova (RSNs) G13.5+0.2, G28.6−0.1 y G29.6+0.1. Estas fuentes son remanentes débiles para los cuales ha sido publicada escasa información. Las nuevas mediciones de flujo han sido usadas para mejorar e incluso en un caso determinar por primera vez los espectros en continuo de radio de las fuentes seleccionadas.

1. Introduction

Even though most of the identified galactic supernova remnants (SNRs) were discovered on the basis of radio continuum observations, a good fraction of these objects still do not have well established morphological and spectral properties (Green 2009). In recent years, the amount of data products from radio surveys in the Galactic plane has grown rapidly. These data with high sensitivity and spatial resolution are a valuable tool to resolve the uncertainty in the continuum spectra and total extent of SNRs, even in those sources characterized by a low surface-brightness emission. Therefore, taking advantage of the quality of the latest surveys compared to previous ones, we have used those data to provide new information on the poorly studied cataloged SNRs G13.5+0.2, G28.6−0.1, and G29.6+0.1.

2. The data

We used images from the Multi-Array Galactic Plane Imaging Survey (MAGPIS, Helfand et al. 2006) and the NRAO VLA Archive Survey (NVAS)¹ to investigate three cataloged galactic SNRs. Both surveys include multi-configurations observations at 1.4 GHz conducted with the Very Large Array. The MAGPIS dataset also incorporates short spacing information from the Effelsberg 100 m telescope (Reich et al. 1990). In addition, we used images at 5 GHz taken from the NVAS produced from observations with the VLA in the C and CD configurations. We investigate the possible mixing with thermal emission in the region of each remnant by comparing the radio survey images with *Spitzer* GLIMPSE and MIPS GAL infrared data at 8 and 24 μm , respectively (images not shown here). In Table 1 we list the integrated flux densities measured along with the derived global continuum radio spectral index for the three SNRs analyzed in this work. The quoted errors in the flux densities take into account the statistical errors as well as uncertainties in the selection of the integration boundaries.

3. Analysis of the individual sources

3.1. SNR G13.5+0.2 (R.A.(J2000)=18^h 14^m 14^s, dec.(J2000)=−17° 12′)

This source was suggested to be a SNR for the first time by Helfand et al. (1989) on the basis of observations at 1.4 and 5 GHz carried out with the VLA. No more information at radio frequencies has been published on this SNR to date.

Figure 1a displays the MAGPIS image of the remnant at 1.4 GHz. The appearance of G13.5+0.2 is that of an irregular shell of 5′.2(\pm 0.1) \times 4′.5(\pm 0.2). The brightest features are located in the north. The eastern border is quite structured and it is brighter than the western half of the SNR. To the west there is a faint semi-circular protrusion at an average level of 2 mJy beam^{−1}. Weak diffuse emission is also observed towards the south of G13.5+0.2.

We did not find any morphological correspondence between the radio and infrared radiation, which suggests a non-thermal origin for the radio emission. At 1.4 GHz the NVAS image is sensitive to structures on scales larger than the size of G13.5+0.2. At 5 GHz, the NVAS image is sensitive to a largest angular scale of approximately 4′.5. Therefore we included short spacing information from the Parkes 6cm Galactic Survey (Haynes et al. 1978). A linear fit to the measured flux densities (Table 1) yields a spectral index $\alpha = -0.79 \pm 0.16$ ($S_\nu \propto \nu^\alpha$), unusually steep for even a shell-type SNR. We excluded the flux density values published in Helfand et al. (1989) ($S_{1.4\text{GHz}} \sim 2.67$ Jy, $S_{5\text{GHz}} \sim 0.65$ Jy) to obtain this spectrum, which combined with our flux estimates produce a much steeper spectral index $\alpha \sim -1.2$. We suspect that this inconsistency is mainly due to the lower flux density reported at 5 GHz in Helfand et al. (1989) compared to our measurement at the same frequency. Since our map at 5 GHz suggests that G13.5+0.2 has an angular extension larger than that shown in Helfand et al.’s image, we favor our 5 GHz flux density estimate.

¹The NVAS can be browsed through <http://www.aoc.nrao.edu/~vlbacald>

3.2. SNR G28.6–0.1 (R.A.(J2000)=18^h 43^m 55^s, dec.(J2000)=–03° 53′)

The first published radio image showing all the components in the G28.6–0.1 complex is that obtained by Helfand et al. (1989) using the VLA at 1.4 GHz. Based on the combination of these radio observations and *IRAS* mid-infrared emission, the authors suggested a thermal origin for several of the objects in the field, thus making its classification as a SNR uncertain. Later on, Helfand et al. (2006) used the radio image at 1.4 GHz from MAGPIS combined with infrared *MSX* observations to demonstrate the presence of non-thermal emission in most of the components of the region and they referred to them as the SNR G28.6–0.1.

The MAGPIS image of G28.6–0.1 in Fig. 1*b* shows a faint asymmetric shell with two bright regions to the east and southwest. Diffuse emission is also observed in the interior of the radio shell, near the western border. The average angular diameter of the shell derived from the MAGPIS observations is about $7'.8(\pm 0.2) \times 6'.2(\pm 0.6)$. By comparing the *Spitzer* mid-infrared and radio observations, we found little thermal contribution overlapping the remnant, which was subtracted from the integrated radio flux densities (Castelletti et al. 2011). If we combine the flux density that we measured at 1.4 GHz (Table 1) with a new estimate that we made based on an image of this SNR at 330 MHz (9.93 ± 0.80 Jy) taken from the 330 MHz VLA Survey of the Galactic plane, we obtain an overall spectral index $\alpha = -0.58 \pm 0.08$ for G28.6–0.1.

Table 1. Derived parameters for the selected SNRs

Source name	$S_{330\text{ MHz}}$ (Jy)	$S_{1.4\text{ GHz}}$ (Jy) MAGPIS/NVAS	$S_{5\text{ GHz}}$ (Jy) NVAS+Parkes	Spectral index
G13.5+0.2	-	$3.23 \pm 0.07 / 2.80 \pm 0.22$	1.20 ± 0.24	-0.79 ± 0.16
G28.6–0.1	9.93 ± 0.80	$4.20 \pm 0.50 / -$	-	-0.58 ± 0.08
G29.6+0.1	-	$0.74 \pm 0.13 / -$	0.30 ± 0.08	-0.76 ± 0.09

3.3. SNR G29.6+0.1 (R.A.(J2000)=18^h 44^m 52^s, dec.(J2000)=–02° 57′)

The discovery of this remnant was reported by Gaensler et al. (1999) on the basis of VLA observations at 5 and 8 GHz in the direction of the previously detected X-ray pulsar AXJ1845–0258 (Gotthelf & Vasisht 1998), which was proposed to be created in the core-collapse supernova explosion that originates G29.6+0.1.

The total intensity image at 1.4 GHz from MAGPIS is displayed in Fig. 1*c*. The radio emission consists of a roughly circular shell structure of $5'.7(\pm 0.3) \times 5'(\pm 0.2)$ in size. The brightest features are placed in the north and south halves of the remnant. Several knots of fainter emission are also observed along the rest of the shell. The pulsar AXJ1845–0258 (marked in Fig. 1*c* with a plus sign) is located on the southern edge of the SNR.

No infrared emission above the noise was detected related to the radio emission in the analyzed regions. The 1.4 GHz data recover structures larger than the size of the remnant, but the image at 5 GHz is not sensitive to structures larger than about $4'.5$; for this reason we combined it with single-dish Parkes 64m survey data. The integrated flux densities over the entire shell of the remnant obtained from the radio images at 1.4 and 5 GHz (Table 1), imply a spectral index $\alpha = -0.76 \pm 0.09$ for G29.6+0.1, steeper than the value suggested in

Green's (2009) catalog. The flux densities at 5 and 8 GHz reported in Gaensler et al. (1999) were not used in the calculation of α because the authors stated that those are underestimated due to the missing large scale structure in their observations.

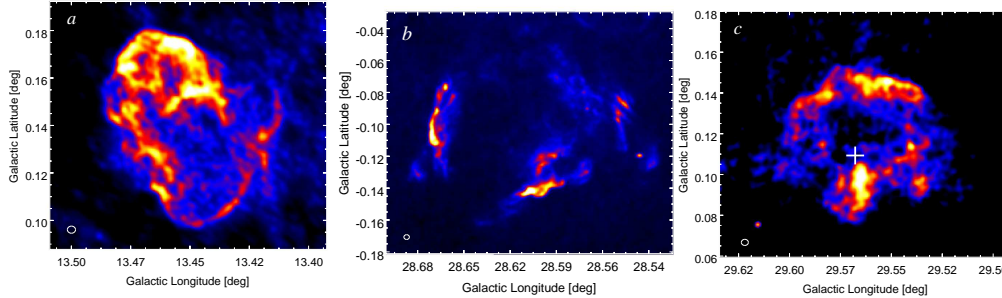


Figure 1. Radio continuum images at 1.4 GHz of the three sources analyzed in this work as taken from MAGPIS: (a) SNR G13.5+0.2, (b) SNR G28.6-0.1, (c) SNR G29.6+0.1. The synthesized beam shown at the bottom left of each panel is $6.2'' \times 5.4''$ and the sensitivity level for the three images is $0.2 \text{ mJy beam}^{-1}$.

4. Summary

Based on high quality radio survey images we calculated sizes, fluxes, and spectral indices of three cataloged SNRs, for which their morphological and spectral properties are listed as uncertain in Green's (2009) catalog. The survey images presented here constitute the best available images of these remnants at present. Images at other frequencies are highly desirable to complete the knowledge on these SNRs.

Acknowledgments. G. Castelletti is member of the *Carrera del Investigador Científico* of CONICET, Argentina. This research was partially funded through the ANPCYT-PICT (Argentina) 2008-0.795.

References

- Castelletti G., et al., 2011, A&A, 536, A98
- Gaensler B. M., Gotthelf E. V., Vasisht G., 1999, ApJ, 526, L37
- Gotthelf E. V., Vasisht G., 1998, NewA, 3, 293
- Green D. A., 2009, Bulletin of the Astronomical Society of India, 37, 45
- Haynes R. F., Caswell J. L., Simons L. W. J., 1978, Aust. Jour. Phys. Astr. Sup., 45, 1
- Helfand D. J., et al., 2006, AJ, 131, 2525
- Helfand D. J., et al., 1989, ApJ, 341, 151
- Reich W., Reich P., Fuerst E., 1990, A&AS, 83, 539

PRESENTACIÓN ORAL

Molecular gas associated with IRAS 10361-5830

M.M. Vazzano¹, J. Vasquez^{1,2}, C.E. Cappa^{1,2}, G.A. Romero¹ & M. Rubio³

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

(2) *Instituto Argentino de Radioastronomía, CCT-La Plata, CONICET*

(3) *Departamento de Astronomía, Universidad de Chile, Chile*

Abstract. We investigate the molecular gas distribution associated with IRAS 10361-5830 located in the border of the HII region Gum 31 based on different molecular lines observed with the APEX telescope. We have found that an embedded massive star has created a compact HII region, a signpost of recent star formation activity.

Resumen. Analizamos la distribución del gas molecular asociado a IRAS 10361-5830 ubicada en el borde de la región HII Gum 31 en base a observaciones de diferentes líneas moleculares obtenidas con el telescopio APEX. Encontramos una región HII compacta originada en una estrella masiva todavía embebida en el gas denso, signo evidente de formación estelar reciente.

1. Introduction

Expanding HII regions usually appear surrounded by molecular and dust envelopes which are potential sites for the formation of new stars, mainly through the *Radiatively Driven Implosion* (RDI, see Lefloch & Lazareff 1994) and the *collect and collapse* processes (Elmegreen & Lada 1977). The last one proposes the fragmentation of the dense molecular envelopes in clumps, which in turn may collapse and form new stars, as the result of the expansion of the ionized region and many studies have revealed the presence of Young Stellar Objects (YSOs) along the dense envelope (see Deharveng et al. 2003; Pomarès et al. 2009 and references therein). The HII region Gum 31, located at 3.0 ± 0.5 kpc in the Carina region, is one of these cases. $^{12}\text{CO}(1-0)$ data taken with the NANTEN telescope (angular resolution = $2''.7$) have revealed the presence of an almost complete molecular shell detected in the velocity interval -27 to -14 km s⁻¹, encircling the ionized region. Many candidate YSOs are found to be located towards this envelope (Cappa et al. 2008).

We report the results of a high angular resolution sensitive molecular line study towards the infrared source IRAS 10361-5830 catalogued as a candidate YSO based on photometric criteria (Cappa et al. 2008), and projected onto the molecular envelope of Gum 31. Our aim is to investigate the characteristics of its associated molecular material and the evolutionary stage of the IR source.

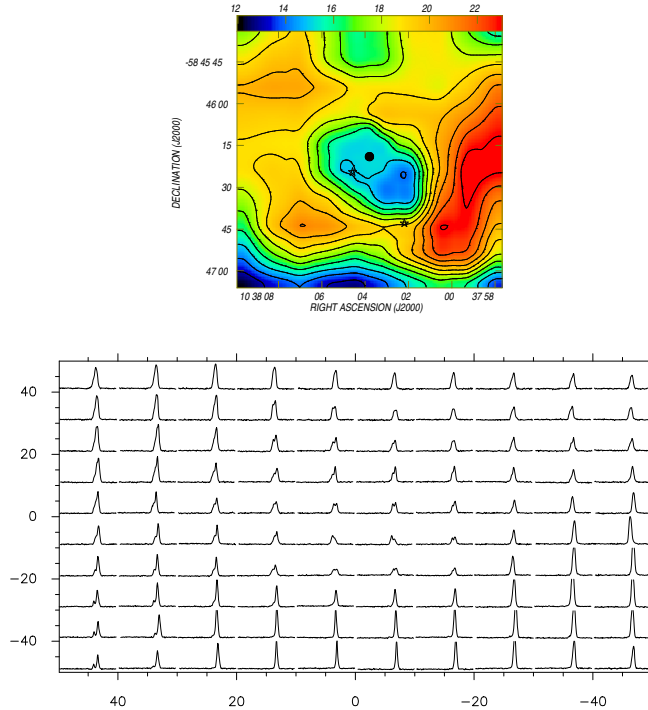


Figure 1. *Upper panel:* Main-beam brightness-temperature T_{mb} of the $^{12}\text{CO}(3-2)$ line averaged within the velocity interval $[-28, -20]$ km s^{-1} . The grayscale goes from 13 to 25 K. Contours correspond to 14 to 24 K in steps of 1K ($3\sigma = 0.21$ K). The filled circle marks the position of the IRAS source, while the two stars indicate the location of the two MSX YSO candidates. *Bottom panel:* $^{13}\text{CO}(3-2)$ spectra showing T_{mb} vs. LSR velocity obtained towards the surveyed region. The (0,0) position coincides with the center of the IRAS source.

2. Data

To accomplish this study we mapped at $10''$ spacing the molecular emission in the $^{12}\text{CO}(3-2)$, $^{13}\text{CO}(3-2)$, and $\text{C}^{18}\text{O}(3-2)$ lines using the Atacama Pathfinder EXperiment (APEX), located in the north of Chile, in a region of $1'.5$ in size centered at the IRAS source position. One pointing observation of the $\text{HCO}^+(4-3)$ and $\text{CS}(7-6)$ lines towards the catalogued position of the IRAS source were also obtained. The data have an angular resolution of about $20''$ and a velocity resolution of 0.3 km s^{-1} .

Complementary radio continuum data at 843 MHz from SUMMS (Mauch et al. 2003), at $8\ \mu\text{m}$ (IRAC-GLIMPSE, Benjamin et al. 2003) and $24\ \mu\text{m}$ (MIPSGAL, Carey et al. 2005) were used for comparison and analysis.

3. Main results and conclusions

$^{12}\text{CO}(3-2)$ emission was detected in the velocity interval from -28 to -20 km s^{-1} within the observed region. The upper panel of Fig. 1 displays the main-beam

brightness-temperature T_{mb} averaged in this velocity interval. The line emission distribution exhibits a low molecular emission central region of about $14''$ in radius (0.21 pc at 3.0 kpc) coincident with the IRAS position, surrounded by a molecular shell of stronger emission of about $29''$ in radius (0.42 pc at 3.0 kpc).

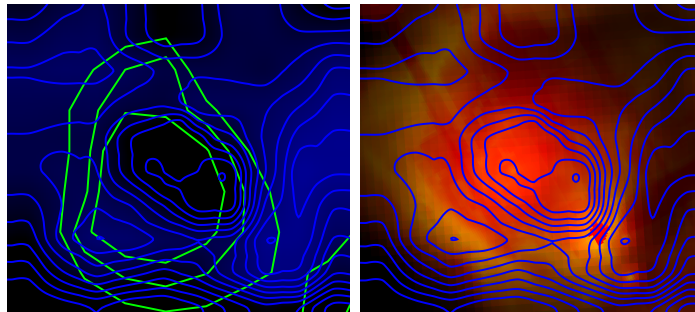


Figure 2. *Left panel:* Radio continuum emission at 843 MHz (green contours) with the ^{12}CO emission (colorscale and contours). *Right panel:* Composite image showing the emission at $8\ \mu\text{m}$ (in yellow) and $24\ \mu\text{m}$ (in red), and the same ^{12}CO contours of the left panel.

The filled circle marks the position of the IRAS source, which is located near the center of the low emission region and the other two symbols, the position of the MSX sources G286.3747-00.2630 and G286.3773-00.2563, classified as compact HII region (CHII) and massive young stellar object (MYSO), respectively (see Cappa et al. 2008). The former MSX source appears projected near the center of the low molecular emission region, while the second one is seen near its borders. The IRAS source is probably resolved in the two MSX sources, bearing in mind the difference in angular resolution.

The observed $^{13}\text{CO}(3-2)$ spectra are shown in the bottom panel of Fig. 1. The spectra at the center exhibit two maxima with a separation of a few km s^{-1} . The brighter component is centered at $-22.6\ \text{km s}^{-1}$, coincident with the systemic velocity of the molecular envelope, while the fainter one is centered at $-25\ \text{km s}^{-1}$. On the contrary, the outer regions show only one bright velocity component at $-22.6\ \text{km s}^{-1}$. The existence of a molecular envelope, along with the presence of two components in the central region is compatible with expansion. In this interpretation, the faint component would correspond to the approaching cap of the expanding shell.

Figure 2 includes two composite images. The one on the left shows the ^{12}CO emission in color scale and light blue contours and the radio continuum emission at 843 MHz in green contours. The presence of radio continuum emission inside the molecular envelope indicates the existence of ionized gas. This ionized gas, along with warm dust, are also observed in the right panel, where the $24\ \mu\text{m}$ emission is shown in red. This panel also shows the $8\ \mu\text{m}$ emission (in yellow), due to polycyclic aromatic hydrocarbons (PAHs), indicative of a photodissociation region located at the interface between the ionized and molecular materials.

The upper panel of Fig. 3 illustrates the HCO^+ line emission observed towards the IRAS source position. The profile shows emission centered at $-22.6\ \text{km s}^{-1}$. This velocity is compatible with the velocity of the dense gas

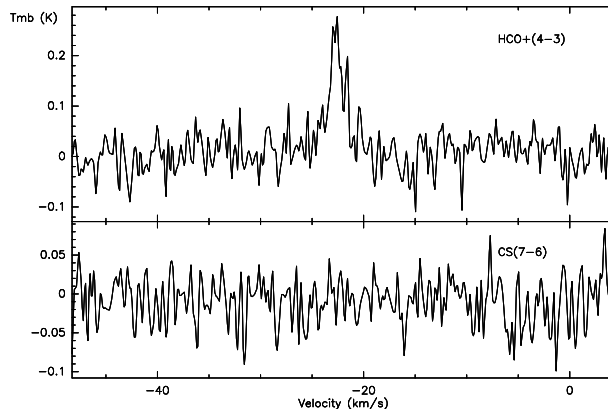


Figure 3. $\text{HCO}^+(4-3)$ (upper panel) and $\text{CS}(7-6)$ (bottom panel) spectra observed towards the center of the IRAS source. Intensities are expressed as main-beam brightness-temperatures.

linked to Gum 31. Finally, no CS emission has been detected, as revealed in the bottom panel. The lack of detection of CS line emission may imply that the gas density is lower than 10^7 cm^{-3} (Plume et al. 1997), suggesting that the densest molecular gas has been dispersed.

We estimate a mean H_2 column density $N_{\text{H}_2} \simeq 1.24 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ in the envelope, from the $^{13}\text{CO}(2-1)$ line using LTE and an abundance $N_{\text{H}_2}/^{13}\text{CO} = 5 \times 10^5$ (Dickman 1978). The total mass obtained adopting a relative Helium abundance of 25% by mass and the original ambient density estimated by distributing the molecular mass within the volume of a sphere of 0.64 pc in radius (the outer radius of the molecular shell) are $115 M_{\odot}$ and $1.5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$, respectively.

The high original ambient density of the region along with the distribution of the ionized gas, warm dust, PAHs, and molecular emissions strongly indicates that IRAS 10361-5830 is a compact HII region. Further studies are necessary to disclose the ionizing star.

Acknowledgments. This project was partially financed by CONICET of Argentina under project PIP 02488 and UNLP under project 11/G120, and CONICYT of Chile through grant No. 1080335.

References

- Benjamin R. A., et al., 2003, *PASP*, 115, 953
 Cappa C., et al., 2008, *A&A*, 477, 173
 Carey S. J., et al., 2005, in *AAS Meeting Abstracts Vol. 37 of BAAS, MIPS GAL: A Survey of the Inner Galactic Plane at 24 and 70 microns, Survey Strategy and Early Results*. p. 1252
 Deharveng L., et al., 2003, *A&A*, 399, 1135
 Dickman R. L., 1978, *ApJS*, 37, 407
 Elmegreen B. G., Lada C. J., 1977, *ApJ*, 214, 725
 Lefloch B., Lazareff B., 1994, *A&A*, 289, 559
 Mauch T., et al., 2003, *MNRAS*, 342, 1117
 Plume R., et al., 1997, *ApJ*, 476, 730
 Pomarès M., et al., 2009, *A&A*, 494, 987

Parte III

**Astronomía y Astrofísica
Extragaláctica**

TRABAJO INVITADO

El Universo a alto *redshift*

M. Victoria Alonso^{1,2}

(1) Instituto de Astronomía Teórica y Experimental (IATE-CONICET),
Córdoba

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

Abstract.

The Universe we see today is the result of structures and galaxies that have been evolving since earlier times. Looking the evolution of the galaxy population at $z \sim 1$ has emphasized the important role played by high *redshift* data. This is the case of the morphology - density relationship, where the morphological type of galaxies in distant clusters has given us a clear vision of evolutionary processes, partly led by environmental effects. I review part of the data available at high *redshifts* that are fundamental today to check the validity of galaxy formation models in reproducing local and basic galaxy properties.

Briefly, I will comment about high *redshift* studies, a still little explored portion of the Universe, and the current strategies that allow us the study. In this sense, the epoch of reionization is essential for understanding the formation of structures because it is the phase where the first protogalaxies were formed, creating stars and enriching the intergalactic medium. Because of the great distances involved in these studies, gamma-ray bursts, quasars and Lyman- α galaxies are the best tools to study these earlier times.

Resumen.

El Universo que vemos hoy es el resultado de estructuras y galaxias que han evolucionado desde tiempos remotos. Un simple vistazo de la evolución de la población de galaxias a $z \sim 1$ ha enfatizado el importante rol que desempeñan los datos a altos *redshifts*. Es el caso de la relación morfología - densidad local donde el tipo morfológico de galaxias en cúmulos distantes nos ha dado una clara visión de procesos evolutivos, parcialmente dirigidos por efectos de ambiente. Se revisan parte de los datos actuales disponibles a altos *redshifts* que resultan fundamentales hoy para chequear la validez de modelos más elaborados, que reproduzcan propiedades locales, básicas de las galaxias.

Brevemente, se incluirá la región a más altos *redshifts* todavía poco explorada y las estrategias actualmente en desarrollo que permiten su estudio. En este sentido, la época de la reionización es fundamental para entender la formación de estructuras debido a que es la fase donde las primeras protogalaxias se formaron, creando estrellas y enriqueciendo el

medio intergaláctico. Debido a las grandes distancias involucradas, los *gamma-ray bursts*, los cuasares y las galaxias emisoras de Lyman- α son las mejores herramientas para estudiar estas épocas tempranas.

Este trabajo pretende revisar algunos conceptos básicos y métodos empleados en el estudio del Universo a altos *redshifts*. A lo largo del mismo se utiliza la palabra en inglés *redshift* (z) en vez de corrimiento hacia el rojo. Creo que el significado que tiene para los que trabajamos en estas áreas va más allá, implica además instantes de tiempo en la edad del Universo y estimas de distancias. Se abordan el estado actual de la cosmología, la morfología de las galaxias, los datos observacionales disponibles en este tipo de estudios y las perspectivas futuras basadas en las nuevas tecnologías hoy disponibles. Para el preparado de este trabajo fue de gran utilidad la serie de conferencias dictadas por Richard Ellis (2008).

1. Estatus actual de la cosmología

Las observaciones han sido fundamentales para la obtención de los parámetros fundamentales de los modelos cosmológicos. Desde la década de 1970, la determinación de la tasa de expansión local o constante de Hubble (H_0) fue objeto de enormes esfuerzos observacionales. Hoy, a través de proyectos clave con el telescopio espacial Hubble podemos decir que está bien establecida con errores muy chicos: $H_0 = 67 \pm 4$ (km/s)/Mpc (Freedman et al. 2001).

Otro hecho observacional importante fue realizado con datos del satélite Cosmic Background Explorer (COBE, Smoot et al. 1992). La detección de la radiación cósmica de fondo (CMB, Mather et al. 1990) siguiendo un espectro de cuerpo negro muy preciso indica su origen térmico como el remanente de la explosión cósmica. La detección también de las fluctuaciones en la temperatura fue el paso inicial, mejorado posteriormente por el proyecto Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP, Spergel et al. 2003). Mediciones del espectro de potencias angular han detectado la ubicación del pico primario en el momento $l \sim 200$ (correspondiente a una escala física angular de un grado) coloca importantes restricciones a la densidad de energía total y, por lo tanto, a la curvatura espacial del Universo.

Por otro lado, a través de la inestabilidad gravitacional y el *clustering* de las galaxias se obtiene una distribución de la forma $\xi(r) = (r/r_0)^{-1.8}$. Este espectro de potencias se obtiene de ajustar los datos del relevamiento de *redshifts* de galaxias Two-degree-Field Galaxy Redshift Survey (2dF, Cole et al. 2005), en remarcable acuerdo con el predicho por el modelo de materia oscura fría (CDM).

Otro punto muy importante es la presencia de la materia oscura. Ésta se revela en escalas galácticas, a través de las curvas de rotación. En escalas de cúmulos de galaxias, a través del exceso de masa que se obtiene de la dinámica cuando se compara con la que se obtendría de la población estelar de las galaxias que forman parte de dichos sistemas. Y en grandes escalas, a través de las lentes gravitacionales débiles.

La aceleración está permitida en los modelos de Friedmann con constante cosmológica Λ diferente de cero. Los últimos resultados observacionales de WMAP (Spergel et al. 2003) junto con los del proyecto de determinación de H_0 con el telescopio espacial, los relevamientos de *redshifts* de galaxias como 2dF y Sloan Digital Sky Survey (SDSS, Abazajian et al. 2009), el relevamiento de supernovas y los límites al modelo cosmológico impuestos por lentes gravitacionales da como resultado que Λ CDM es el modelo standard más aceptado en la actualidad. Este modelo tiene como parámetros: la materia total $\Omega_M = 0.24 \pm 0.03$; la materia bariónica $\Omega_B = 0.042 \pm 0.004$ y la energía oscura $\Omega_\Lambda = 0.73 \pm 0.04$. Estos parámetros están determinados en forma muy precisa pero no se conoce la naturaleza de sus dos constituyentes principales. Gracias al aporte observacional de los últimos años, hoy podemos decir que vivimos en la Era de la cosmología de precisión.

2. Las galaxias y la secuencia de Hubble

En los últimos 30 años ha habido muchos cambios en nuestra visión de la formación de galaxias. Antes de 1985, se pensaba que las galaxias evolucionaban en forma aislada con sus propiedades actuales gobernadas por la tasa de formación estelar, dependiente del tiempo. En este sentido, las elípticas convertían rápidamente todo el gas en estrellas y las espirales tenían una tasa de formación estelar prácticamente constante. Pero después de 1985, los modelos jerárquicos de formación de estructuras a través de inestabilidades gravitacionales cambiaron nuestras ideas. Así, los halos de materia oscura se ensamblaban a través de fusiones y la morfología de las galaxias dejaba de ser algo adquirido en la formación del objeto para ir transformándose a lo largo de su vida. De esta manera, después de 1995 se vio la necesidad de entender los procesos de realimentación y el rol que juega el ambiente en todos ellos. Uno de los primeros resultados en este sentido es la dependencia del ensamblado con la masa (o efecto de “Downsizing”, Cowie et al. 1996) y la evolución de la relación morfología - densidad (Dressler et al. 1997). Estos resultados deben estar relacionados con la tasa de formación estelar que es regulada por procesos de enfriado del gas y acreción asociado con fusiones de los halos de materia oscura.

Entonces es importante entender cómo y cuándo se produce el ensamblado de las galaxias. Un valor de la densidad de masa estelar, por ejemplo a $z=2$, es útil cuando se consideran cantidades globales pero no describe cómo es el proceso de formación estelar (constante o en forma de estallidos) o cuándo el grueso de esta actividad tuvo lugar.

En este sentido, por un lado Hopkins (2004) y Hopkins & Beacom (2006) compilaron la historia de la formación estelar en función del *redshift* estandarizando todas las medidas con una misma función inicial de masas, cosmología y ley de extinción. Encuentran una clara evidencia de un incremento sistemático en la tasa de formación estelar por unidad de volumen hasta $z \sim 1$ con un ancho pico en la región de $2 < z < 4$. Por otro, el relevamiento “Gemini Deep Survey” (Glazebrook et al. 2004) encuentra numerosas galaxias masivas rojas a $z > 1$, pareciendo contradecir la disminución predicha por el modelo CDM soportado por Bell et al. (2004).

De esta manera, se acepta la idea de formación de las galaxias a través de inestabilidades gravitacionales en el ensamblado jerárquico de halos de materia oscura. Pero existen complejidades como: la formación estelar, interacciones dinámicas, fusiones, procesos de ambiente, procesos de realimentación, que van a regular la formación estelar a medida que la galaxia aumenta su masa.

La historia de la formación estelar depende de la masa de las galaxias. Las más masivas formaron estrellas más temprano y en escalas de tiempo pequeñas, cesando su formación estelar a $z > 2$. En cambio, las galaxias de baja masa continúan su formación estelar hasta z menores. Según Juneau et al. (2005) los sistemas masivos ya se encuentran inactivos a $0.5 < z < 1.5$ y, en cambio, los sistemas de baja masa están sorprendentemente activos. El fenómeno de “Downsizing” no es necesariamente anti-jerárquico, ya que la época de formación de estrellas no coincidiría con la época en que la galaxia fue ensamblada.

Todo esto muestra la importancia de este tipo de datos en el estudio de poblaciones de galaxias en $2 < z < 4$. Las distintas observaciones llevan a un buen entendimiento de la densidad comóvil de la formación estelar desde un *redshift* de ~ 3 . Pero sorprendentemente estas evidencias no pueden dar cuenta en forma precisa de la densidad de masa estelar observada hoy. Esto implica que la mitad de las estrellas que vemos hoy ya estaban formadas a $z \sim 2$.

Un gran esfuerzo inicial fue, además, realizado para clasificar morfológicamente a las galaxias a altos z . Para ello, debía obtenerse la apariencia precisa de los objetos definida por los brazos espirales o por la relación bulbo/disco en alguna longitud de onda en reposo. Y debía también, tenerse en cuenta algunos efectos sistemáticos. Entre ellos, la “corrección k morfológica” que vicia la apariencia hacia tipos más tardíos a medida que aumenta el *redshift*. Y la atenuación en el brillo superficial de las galaxias que escala con $(1+z)^4$ donde los discos lucen menos prominentes con el *redshift*, haciendo que se confundan con tipos más tempranos. Las imágenes obtenidas con el telescopio espacial revelaron un aumento de galaxias formadoras de estrellas más irregulares que en muestras locales y una mayor frecuencia de fusiones a altos *redshifts* (Le Fèvre et al. 2000).

La Función de Luminosidad es muy útil porque permite cotejar claramente las observaciones con las predicciones teóricas. Observacionalmente fue obtenida en varias bandas usando los mayores relevamientos de *redshifts* de galaxias: 2dF (Norberg et al. 2002) y SDSS (Blanton et al. 2001). Los modelos semi-analíticos fueron usados con diversos tipos de realimentación, como por ejemplo la reionización, que inhibe la formación de sistemas de baja masa a altos *redshifts*. O la presencia de supernovas que recalientan el medio interestelar y calienta el gas del halo o eyectan gas a sistemas de baja masa. Por último, es importante también la presencia de AGNs, que transfieren energía del agujero negro al gas del halo. Incluyendo los tres tipos de realimentación en los modelos, se observan Funciones de Luminosidad en gran acuerdo con las observaciones (Croton et al. 2006).

Otro ingrediente imprescindible es el medio ambiente que trunca la formación estelar en las galaxias y altera su morfología. Efectos del medio se reflejan en la preponderancia de galaxias elípticas y lenticulares en cúmulos ricos de galaxias. La relación entre la morfología de las galaxias y la densidad del ambiente que las rodea fue primeramente tratado por Dressler (1980) y que llamó relación

T - Σ . Más tarde fue observada una rápida evolución de la misma para $0 < z < 0.5$ (Couch et al. 1998, Dressler et al. 1997). Existe una mayor abundancia de galaxias espirales en cúmulos densos a *redshifts* entre 0.3 a 0.4, comparada con pocas espirales encontradas en cúmulos a $z = 0$. Esta relación está ya presente en los cúmulos a $z \sim 1$ (Smith et al. 2005). La fracción de elípticas y lenticulares se duplica en ambientes densos desde estos *redshifts* y existe una continua transformación de espirales en lenticulares, dependiendo de la densidad proyectada. El temprano desarrollo de la relación T - Σ puede ser explicado por picos densos de materia oscura donde se consume gas y se produce la formación estelar, teniendo en cuenta el rol que juega el medio ambiente en las transformaciones morfológicas.

3. Datos observacionales para el estudio del Universo a altos *redshifts*

Buscando cúmulos de galaxias

Uno de los objetivos del estudio de galaxias a altos *redshifts* es encontrar cúmulos de galaxias. La densidad numérica de los cúmulos ricos es sensible a la tasa de crecimiento de fluctuaciones y a la densidad de materia del Universo. Modelos con baja densidad de materia predicen mayores fluctuaciones a tiempos tempranos. Pero la detección de estos objetos a $z > 1$ es todo un desafío observacional, ya que en general son necesarias observaciones profundas en grandes áreas del cielo, consumiendo gran cantidad de tiempo de telescopio. En relevamientos de áreas pequeñas del cielo, los cúmulos muy ricos son extremadamente raros. Es por estas razones que algunos autores utilizan a los cuasares como potenciales trazadores de cúmulos ricos (Söchting et al. 2004). Para esto hemos buscado tripletes de cuasares con la idea de definir regiones de alta densidad y poder identificar cúmulos de galaxias. Los tripletes fueron definidos como aquellos cuasares extraídos de Verón-Cetty & Verón (2003) con *redshifts* disponibles en el SDSS-DR4 (Stoughton et al. 2002), con distancias proyectadas menores a $2 \text{ h}^{-1} \text{ Mpc}$ y diferencias en velocidades radiales de unos 2000 km/s (Alonso et al. 2008). De esta manera se tienen solamente 12 tripletes de cuasares con *redshifts* entre 0 y 2, de los cuales, a bajos *redshifts*, son tripletes de galaxias Seyferts.

En Söchting et al. (2008) se examinaron tres tripletes de Seyferts a bajos z y se examinaron regiones de alta densidad a través de la teselación de Voronoi con cortes en colores para aumentar el realce. En la Figura 1 se puede apreciar que estos tripletes son muy buenos marcadores de regiones de alta densidad, encontrándose cercanos a conocidos cúmulos de galaxias: A2197 y A2199 (panel izquierdo), ACO 646 y ACO 655 (panel central) y A2100 (panel derecho), esta última sobredensidad con mayores incertezas. Estos trabajos soportan la idea de que los tripletes residen en la periferia de cúmulos de galaxias, asociados con galaxias más azules (Coldwell & Lambas 2006). Para $z > 1$, los tripletes de cuasares dan resultados controvertidos.

Otra forma de identificar cúmulos de galaxias, a *redshifts* menores que 1, es a través de su emisión en rayos X. De esta manera, se pueden seleccionar sistemas con luminosidades L_X en un cierto rango con una alta probabilidad de que sean cúmulos de galaxias. En un trabajo reciente estamos estudiando cúmulos de

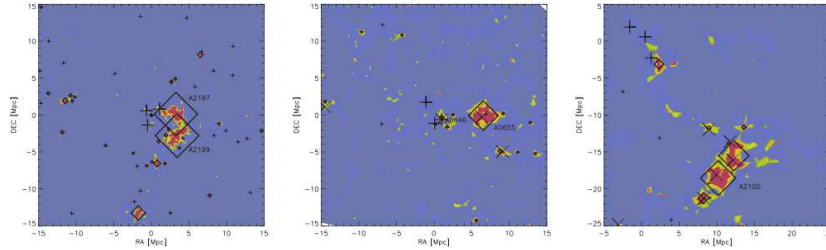


Figura 1. Sobredensidades en torno a los tripletes de Seyferts. Los contornos en colores indican la distribución de densidad relativa. Los tripletes están identificados con grandes cruces negras y otras Seyferts por cruces menores. Los cúmulos de galaxias detectados están identificados con diamantes (tamaños relacionados con la riqueza del cúmulo) y su designación Abell. Esta Figura está publicada en Söchting et al. (2008).

masas intermedias ya que han sido poco estudiados: sus luminosidades oscilan entre $2\text{-}20 \times 10^{43}$ erg/s (Vikhlinin et al. 1998), con radio angular central menor a 60 segundos de arco y con *redshifts* entre 0.15 a 0.7. En la Figura 2 se muestran diagramas Color-Magnitud de 4 de los 19 cúmulos de galaxias estudiados (Nilo Castellón 2013), ordenados por *redshift*. Gladders & Yee (2000) establecieron un método de encontrar cúmulos a través de la Secuencia Roja de galaxias tempranas que es una estrecha relación encontrada en estos diagramas Color-Magnitud. De Lucia et al. (2007) obtienen la Secuencia Roja de galaxias en cúmulos EDisCS (White et al. 2005) concluyendo que a altos z existe un déficit de galaxias rojas débiles comparados con cúmulos de galaxias cercanos. En la Figura se observan los ajustes de esta secuencia dentro de 1σ de dispersión. Se puede apreciar que, a bajos *redshifts* estas relaciones son muy estrechas y con gran dispersión para $z > 0.4$. Esto está relacionado con una población de galaxias viejas que evolucionan en forma pasiva. Entonces, se espera que a bajos *redshifts* los cúmulos estén bien formados y que a más altos *redshifts* las interacciones y procesos de ensamblado puedan todavía tener lugar.

Otro efecto observado en cúmulos de galaxias es el efecto de Butcher & Oemler (Butcher & Oemler, 1978) donde se encuentra una mayor fracción de galaxias azules en las partes más centrales de cúmulos a $z \sim 0.3$ comparados con los locales. En la Figura 3 se muestra esta fracción en 4 de nuestros cúmulos (Nilo Castellón et al. 2013) comparados con estudios de cúmulos masivos. Se observa que: a $z > 0.7$, los cúmulos masivos están formados y los de baja masa recién comienzan a ensamblarse. En el intervalo $0.3 < z < 0.5$, los cúmulos de baja masa se están ensamblando y se diferencian de los masivos por el contenido morfológico. Para *redshifts* menores que 0.3 los cúmulos masivos y de baja masa tienen comportamientos similares.

Buscando galaxias

A mediados de la década de 1990 hay una gran revolución tecnológica en la astronomía: la llegada de telescopios de 8 a 10 metros conjuntamente con

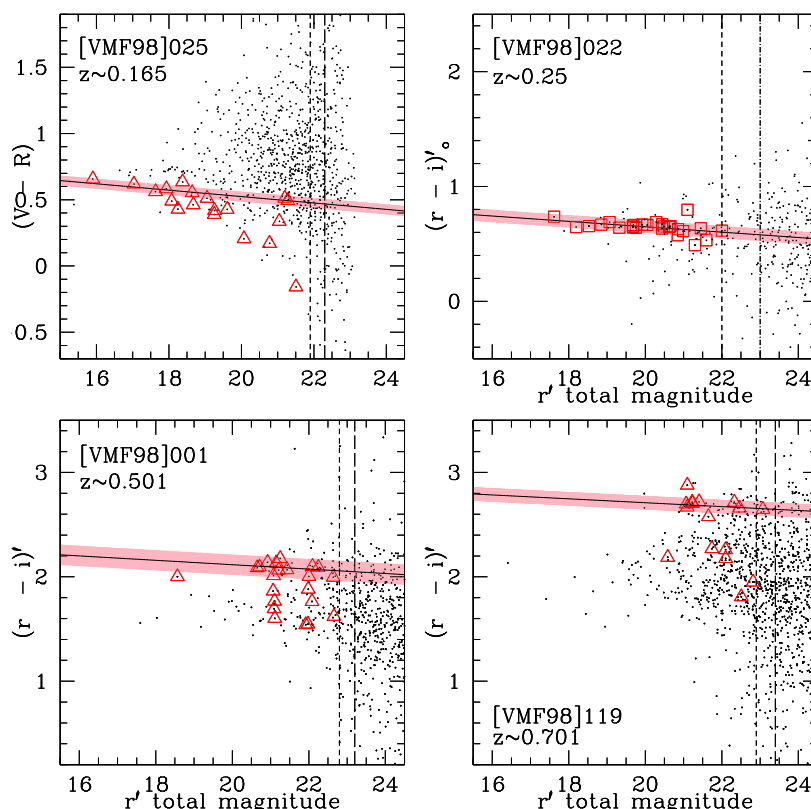


Figura 2. Diagrama Color-Magnitud de 4 cúmulos de galaxias estudiados. En cada panel se incluye la identificación VMF98 del cúmulo y su *redshift*. Los colores corresponden a $(r-i)'$ excepto para VMF025 que es $(V-R)$. Las galaxias son representadas con círculos pequeños y los símbolos rojos representan galaxias miembros de los sistemas (cuadrados con *redshifts* espectroscópicos y triángulos con *redshifts* fotométricos).

cámaras ópticas e infrarrojas (IR) de excelente calidad, generando una gran explosión de datos a altos *redshifts*.

La técnica de “Lyman break” para seleccionar galaxias se basa en que la radiación a energías mayores que el límite de Lyman está completamente absorbida por gas neutro alrededor de regiones formadoras de estrellas. En el sistema en reposo de la galaxy emisora, el espectro emitido es brillante para longitudes de onda mayores que 912 Å, pero muy débil o imperceptible a longitudes menores. Por esta razón se la conoce también como “dropout” y puede ser usada para encontrar la posición del límite Lyman. La adecuada elección de filtros permite encontrar objetos a determinados *redshifts*. Esta técnica fue utilizada para seleccionar galaxias a *redshifts* entre 3 y 4 usando filtros ultra violetas (UV) y ópticos. Pero fue el avance en la astronomía UV e IR lo que permitió su uso tanto a bajos como a altos *redshifts*, respectivamente.

Hay tres clases de galaxias a altos *redshifts*. Las galaxias LBGs son seleccionadas usando la diferente apariencia en varios filtros debido a la posición del

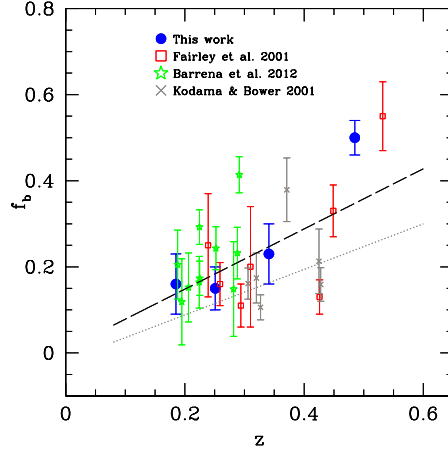


Figura 3. Efecto de Butcher-Oemler en 4 cúmulos de galaxias (círculos azules, extraído de Nilo Castellón et al. 2013). Kodama & Bower (2001, cruces), Fairley et al. (2002, cuadrados), y Barrena et al. (2012, estrellas) se refieren a cúmulos con luminosidades en rayos X de 10^{44} ergs s^{-1} .

límite Lyman (Steidel et al. 2003). En general, son galaxias brillantes, formadoras de estrellas con el continuo Lyman en la región del óptico y se seleccionan por color a $z > 2$. Las galaxias formadoras de estrellas en el submilimétrico son detectadas por el polvo calentado por la formación estelar o la actividad del núcleo. Por último, los sistemas con evolución pasiva han completamente terminada la formación estelar existiendo solamente la evolución estelar, lo que hace a la galaxia más roja.

Esta técnica en la banda i con datos de GOODS permitió detecciones de objetos a $z \sim 6$ y representan hoy la frontera en el universo observado, a un Giga año del “Big Bang”. Usándola en las bandas v , i , z y J se determina la abundancia de galaxias formadoras de estrellas en $3 < z < 10$. Se utilizan imágenes en el óptico e IR para minimizar la fuerte contaminación de estrellas frías y polvo de la Vía Láctea, además de galaxias rojas que están evolucionando en forma pasiva a $z = 2$. Estas últimas tienen colores $(z - J) > 0$ a $z \sim 2$ y se las puede separar de las azules que están formando estrellas a $z \sim 6$.

Mobasher et al. (2005) detectaron objetos en el relevamiento “Ultra Deep Field” con esta técnica en la banda J , con colores $(J-H) > 1.3$ con detecciones en imágenes combinadas de los telescopios Hubble y Spitzer. Hay evidencias de que la densidad de la luminosidad UV comóvil decrece de *redshifts* 3 a 10, pero los resultados son contradictorios.

Por último, otra forma simple de localizar galaxias distantes es a través de emisores Lyman- α y las lentes gravitacionales. Los relevamientos con cámaras ópticas y filtros angostos hasta $z \sim 7$ muestran una fuerte evolución en emisores luminosos en $5.7 < z < 6.5$. Las cámaras IR permiten llegar a más altos z mostrando fuentes con formación estelar débil a $z \sim 10$. Las lentes gravitacionales fuertes permiten determinar la distribución total de masa. Es un método geométrico, restringido a lentes compactas y densas. La combinación con la técnica Lyman- α y dropouts permite encontrar fuentes de baja luminosidad a altos

z . Se obtiene así, la densidad debido a la contribución de fuentes luminosas en el UV correspondiente al final de la época de reionización, a $z \sim 6$.

Los relevamientos en *redshifts* realizados por Lilly et al. (1996), la abundancia de “drops out” en U (Madau et al. 1996) y las recopilaciones unificando observaciones (Hopkins 2004) muestran un incremento de la formación estelar por unidad de volumen a $z \sim 1$. Coexisten en $1 < z < 3$, las galaxias LBGs, submilimétricas y sistemas que evolucionan en forma pasiva. Los datos multibandas hoy son indispensables para estudios de la historia de formación estelar en el Universo.

Las evidencias observacionales crecen constantemente y se muestra la abundancia de una población de galaxias maduras a $z \sim 3$. Se observa el ensamblado de la masa de galaxias desde $z \sim 1.5$. Es en esta Era que las galaxias masivas han crecido y una fuerte formación estelar ocurre en sistemas con $M > 10^{10} M_{\odot}$. Las SNs o los núcleos activos deben ser responsables del “Downsizing”. Más allá de $z > 1.5$, tanto el número como la distribución de galaxias masivas ($> 10^{11} M_{\odot}$) dan resultados contradictorios.

Una etapa muy importante en la historia del Universo es el final de la Era de reionización y debemos preguntarnos en qué *redshift* ha terminado. La actividad de formación estelar puede extenderse hasta $6 < z < 20$. Existe evidencia de presencia de absorciones por Hidrógeno neutro en espectros de cuasares distantes y la presencia de Carbono en nubes de absorción a $z \sim 5$, evidencia de una temprana formación estelar. Resultados de la polarización a través de WMAP indican que el final de la reionización podría estar en un rango de *redshifts* entre $10 < z < 20$.

4. Perspectivas futuras

La nueva generación de telescopios: el “James Webb Space Telescope” de 6.5m (óptico/IR), el “Giant Magellan Telescope” con 7 espejos de 8.4m (con una superficie colectora de aproximadamente 24m), el “Thirty Meter Telescope” de 30m y el “European Extremely Large Telescope” de 39m generarán otra gran revolución en la astronomía. Vienen a aportar datos que permitirán explorar la formación y evolución de las galaxias, a entender la física del ensamblado de la materia bariónica en galaxias y la física de la transformación de la morfología de las galaxias. Gran cantidad de datos contribuirán en temas relacionados con propiedades de las galaxias como edad, metalicidad, contenido estelar, tasa de formación estelar y sobre la dinámica de estos sistemas. Y más aún, estas nuevas tecnologías permitirán ir hacia las épocas “oscuras” permitiendo identificar los objetos responsables de la reionización.

Teniendo en cuenta estos interesantes tópicos que llevan a la Astronomía Extragaláctica al límite de las posibilidades observacionales es necesario motivar a las nuevas generaciones de astrónomos a investigar en estos temas y ver cómo nuestra comunidad astronómica puede participar en los mismos. Por último, quisiera agradecer al Comité Científico la oportunidad de presentar este Trabajo Invitado.

Referencias

Abazajian, K. N., et al. 2009, ApJS, 182, 543

- Alonso, M. V., Coldwell, G. V., Söchting, I., et al. 2008, *MNRAS*, 385, 2254
- Barrena, R., Girardi, M., Boschin, W., & Mardirossian, F. 2012, *A&A*, 540, A90
- Bell, E. F., Wolf, C., Meisenheimer, K., et al. 2004, *ApJ*, 608, 752
- Blanton, M. R., Dalcanton, J., Eisenstein, D., et al. 2001, *AJ*, 121, 2358
- Butcher, H., & Oemler, A., Jr. 1978, *ApJ*, 226, 559
- Coldwell, G. V., & Lambas, D. G. 2006, *MNRAS*, 371, 786
- Cole, S., Percival, W. J., Peacock, J. A., et al. 2005, *MNRAS*, 362, 505
- Couch, W.J., Barger, A.J., Smail, I., Ellis, R.S., & Sharples, R. M. 1998, *ApJ*, 497, 188
- Cowie, L. L., Songaila, A., Hu, E. M., & Cohen, J. G. 1996, *AJ*, 112, 839
- Croton, D. J., Springel, V., White, S. D. M., et al. 2006, *MNRAS*, 365, 11
- De Lucia, G., Poggianti, B. M., Aragón-Salamanca, A., et al. 2007, *MNRAS*, 374, 809
- Dressler, A. 1980, *ApJ*, 236, 351
- Dressler, A., Oemler, A., Jr., Couch, W. J., et al. 1997, *ApJ*, 490, 577
- Ellis, R. S. 2008, Saas-Fee Advanced Course 36: Cold Aqueous Planetary Geochemistry with FREZCHEM, 259
- Fairley, B. W., Jones, L. R., Wake, D. A., et al. 2002, *MNRAS*, 330, 755
- Freedman, W. L., Madore, B. F., Gibson, B. K., et al. 2001, *ApJ*, 553, 47
- Hopkins, A. M. 2004, *ApJ*, 615, 209
- Hopkins, A. M., & Beacom, J. F. 2006, *ApJ*, 651, 142
- Gladders, M. D., & Yee, H. K. C. 2000, *AJ*, 120, 2148
- Glazebrook, K., Tober, J., Thomson, S., Bland-Hawthorn, J., & Abraham, R. 2004, *AJ*, 128, 2652
- Kodama, T., & Bower, R. G. 2001, *Astrophysics & Space Science Sup.*, 277, 597
- Juneau, S., Glazebrook, K., Crampton, D., et al. 2005, *ApJ*, 619, L135
- Le Fèvre, O., Abraham, R., Lilly, S. J., et al. 2000, *MNRAS*, 311, 565
- Lilly, S. J., Le Fèvre, O., Hammer, F., & Crampton, D. 1996, *ApJ*, 460, L1
- Madau, P., Ferguson, H. C., Dickinson, M. E., et al. 1996, *MNRAS*, 283, 1388
- Mather, J. C., Cheng, E. S., Eplee, R. E., Jr., et al. 1990, *ApJ*, 354, L37
- Mobasher, B., Dickinson, M., Ferguson, H. C., et al. 2005, *ApJ*, 635, 832
- Nilo Castellón, J. L. 2013, Tesis Doctoral Fa.M.A.F., UNC (a ser defendida en marzo)
- Nilo Castellón, J.L., Alonso, M.V., García Lambas, et al. 2013, *MNRAS*, enviado.
- Norberg, P., Cole, S., Baugh, C. M., et al. 2002, *MNRAS*, 336, 907
- Smith, B. J., Struck, C., Appleton, P. N., et al. 2005, *AJ*, 130, 2117
- Smoot, G. F., Bennett, C. L., Kogut, A., et al. 1992, *ApJ*, 396, L1
- Söchting, I. K., Clowes, R. G., & Campusano, L. E. 2004, *MNRAS*, 347, 1241
- Söchting, I. K., Coldwell, G. V., Alonso, M. V., Smith, M. G., & Lambas, D. G. 2008, *MNRAS*, 386, L57
- Spergel, D. N., Verde, L., Peiris, H. V., et al. 2003, *ApJS*, 148, 175
- Steidel, C. C., Adelberger, K. L., Shapley, A. E., et al. 2003, *ApJ*, 592, 728
- Stoughton, C., Lupton, R. H., Bernardi, M., et al. 2002, *AJ*, 123, 485
- Véron-Cetty, M.-P., & Véron, P. 2003, *A&A*, 412, 399
- Vikhlinin, A., McNamara, B. R., Forman, W., Jones, C., Quintana, H., & Hornstrup, A. 1998, *ApJ*, 502, 558
- White, S. D. M., Clowe, D. I., Simard, L., et al. 2005, *A&A*, 444, 365

TRABAJO INVITADO

Galaxias enanas: las voces de la mayoría

S. A. Cellone^{1,2}

(1) Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP

(2) IALP, CONICET-UNLP

Abstract. More than twenty years after photographic surveys of nearby clusters of galaxies revealed that low-luminosity, or “dwarf”, galaxies ($M_B \gtrsim -18$ mag) are the numerically dominant population, research on these objects has been boosted by new instrumental and theoretical developments. Among several breakthroughs that have re-shaped our knowledge about dwarf galaxies, we should point out: the detection of underlying spiral structure, disks/bars in dwarf “elliptical” galaxies; the possible evolutionary relation between (some?) dwarf ellipticals and spiral galaxies; the discoveries of ultra-compact and ultra-faint dwarfs; the universality of the color-luminosity relation extending along ~ 10 mag.

A brief review on these subjects is presented, with emphasis on early-type dwarfs and their possible evolutionary relations with other galaxy types. I will particularly address the controversy about which are the objects that extend the E sequence down to the lowest luminosities (if such objects really exist).

Resumen. A más de dos décadas de los relevamientos fotográficos de cúmulos de galaxias cercanos, que revelaron la preponderancia numérica de las galaxias de baja luminosidad o “enanas” ($M_B \gtrsim -18$ mag), la investigación de estos objetos experimenta una explosión de interés, impulsada por nuevos desarrollos instrumentales y teóricos. Entre los aportes que replantean nuestro conocimiento de las galaxias enanas, se destacan: la detección de estructura espiral subyacente, discos y/o barras en enanas “elípticas”; la posible relación evolutiva entre (¿algunas?) enanas elípticas y galaxias espirales; el descubrimiento de enanas ultra compactas y ultra débiles; la aparente universalidad de la relación color-luminosidad extendiéndose a lo largo de ~ 10 mag.

Se presenta un recorrido a través de estos temas, con énfasis en las galaxias enanas de tipo temprano, y sus posibles relaciones evolutivas con otros tipos de galaxias. Nos detendremos particularmente en la controversia en cuanto a cuáles son los objetos que constituirían la extensión a bajas luminosidades de las galaxias E, si es que tal cosa existe.

1. La mayoría surge a la luz

¿Qué es una *galaxia enana*? La respuesta más habitual no plantea en principio una definición de contenido conceptual, sino simplemente un corte en luminosidad.

dad. Tammann (1994) propone $M_B \geq -16$ mag, aunque posteriormente (y replanteo de la constante de Hubble mediante) se ha adoptado alternativamente $M_B \geq -18$ mag. ¿Por qué no hablar entonces simplemente de *galaxias de baja luminosidad*? Más allá de la “corrección política” de una u otra opción, el nombre de “galaxias enanas” (*dwarf galaxies*, en inglés) ha prevalecido no solo por economía de texto, sino porque estos objetos parecen resistirse a encajar como simple continuación a bajas luminosidades de las galaxias bien conocidas que pueblan la secuencia de Hubble.

El propio Hubble (1936), y posteriormente Shapley (1938), señalan los primeros ejemplos de enanas esferoidales (dSph) del Grupo Local, iniciando el estudio de esta clase de galaxias, que se continuaría años más tarde con los trabajos pioneros de Reaves (1962, 1966, 1983). Sin embargo, podemos considerar que la etapa de madurez en la investigación de las galaxias enanas comienza con los grandes relevamientos fotográficos de los cúmulos de galaxias cercanos: Virgo ($m - M \simeq 31.1$; Sandage & Binggeli 1984; Binggeli et al. 1985), Fornax ($m - M \simeq 31.4$; Ferguson 1989), Leo, Dorado, NGC 1400, NGC 5044, Antlia ($m - M \simeq 30.1 \rightarrow 32.7$; Ferguson & Sandage 1990). Además de servir de base para posteriores estudios CCD detallados, estos relevamientos mostraron que (Ferguson & Sandage 1991):

- las galaxias enanas son mayoría ($\sim 70\%$ en Virgo y Fornax);
- morfológicamente se distribuyen como:
 - enanas elípticas normales y nucleadas (dE, dEN): $\sim 80\%$
 - enanas lenticulares (dS0): $\sim 5\%$
 - enanas irregulares y magallánicas (dI, Sm): $\sim 10\%$
 - enanas compactas azules (BCD), elípticas compactas (cE), etc: resto;
- la relación morfología-densidad vale también para enanas;
- para las galaxias tempranas la razón enanas/gigantes va de $\frac{N_{\text{dwarf}}}{N_{\text{giant}}} \sim 1.5$ en grupos a ~ 4 para el cúmulo de Virgo.

1.1. Clasificación: pluralidad a baja luminosidad

En una primera y amplia clasificación morfológica, las enanas se dividen claramente en sistemas *tempranos* y *tardíos*, al igual que sus contrapartes de alta luminosidad. La diferencia más evidente, sin embargo, es la ausencia de espirales¹ entre las enanas de tipo tardío, estando estas constituidas por irregulares (dI), sistemas tipo magallánico (Sm), y enanas compactas azules (*Blue Compact Dwarfs*, BCD), estos últimos, sistemas experimentando un estallido de formación estelar intenso (ej.: Cairós et al. 2010).

Entre las enanas tempranas, conviven las de tipo difuso o de bajo brillo superficial (dE, dEN, dS0: sin núcleo, nucleadas, y lenticulares, respectivamente) y las compactas (cE), es decir de alto brillo superficial. Estas últimas son muy

¹Excepto por los raros casos de “espirales enanas” de campo, halladas por Schombert et al. (1995).

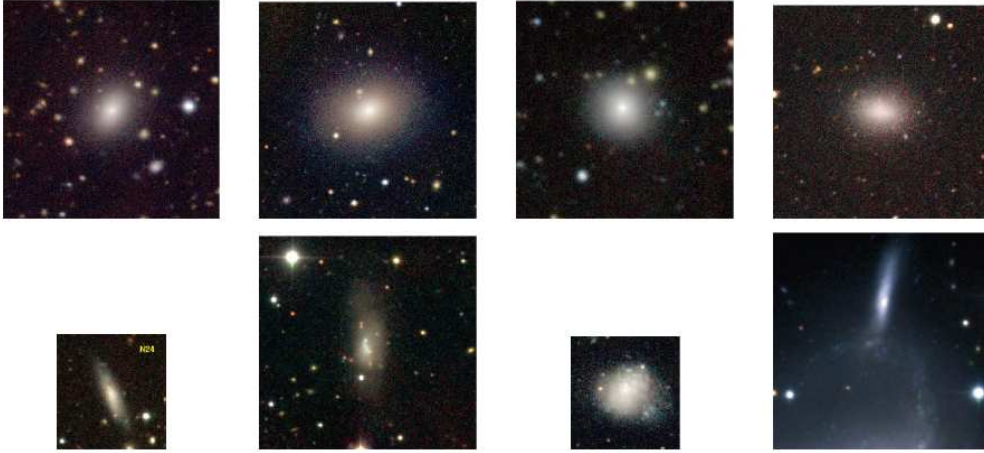


Figura 1. Ejemplos de galaxias dE (fila superior) y dI (fila inferior), pertenecientes al Grupo de NGC 5044. Imágenes compuestas g, r, i , de 19 kpc (grandes) y 9.5 kpc de lado (chicas) (Cellone & Buzzoni 2005).

raras; su prototipo es M 32, una de las compañeras de M 31 —la gran galaxia espiral de Andrómeda—. Se puede ver como ejemplo una muestra de galaxias dE y dI en la Fig. 1.

Completan la familia de las galaxias enanas dos tipos descubiertos más recientemente: las enanas ultra compactas (*Ultra Compact Dwarfs*, UCD) con luminosidades unas 10 veces mayores a la de un cúmulo globular típico y radios efectivos $r_{\text{ef}} \sim 1$ pc (Hilker et al. 1999; Drinkwater et al. 2000; Caso et al. 2013), y las enanas ultra débiles *Ultra Faint Dwarfs*, UFD), solo detectables en el Grupo Local como sobredensidades estelares, con luminosidades $-1.5 > M_V > -8$ mag (Belokurov et al. 2007). Sin embargo, está en discusión si UCD y UFD pueden considerarse galaxias o se trata de un tipo de cúmulos estelares; en lo que sigue no volveremos a ellas, y nos centraremos en las enanas de tipo temprano (dE y cE) y su posible relación con galaxias E luminosas.

2. Enanas difusas y compactas

El Grupo Local nos provee la oportunidad de comparar visualmente una enana elíptica compacta (cE) con una galaxia del tipo más común de las enanas elípticas “difusas” (dE). La Fig. 2 muestra a M31, la gran espiral de Andrómeda, y sus dos compañeras más cercanas: la compacta M 32 (prototipo de su clase) y la dE NGC 205². Ambas galaxias tienen la misma luminosidad ($M_B = -15.7$ mag), pero son claramente diferentes en lo que respecta a sus distribuciones de brillo. Cuantitativamente, sus radios efectivos difieren en un factor ~ 10 , y sus correspondientes brillos superficiales efectivos en casi 4 magnitudes: $r_{\text{ef}} \simeq 1$ kpc - $\mu_{\text{ef}(B)} \simeq 23.2$ mag arcsec⁻² para NGC 205, y $r_{\text{ef}} \simeq 100$ pc -

²En rigor, NGC 205 pertenece al subtipo de enanas elípticas con “núcleo azul”, que muestran formación estelar reciente en la zona central (ver Sec. 3.1.)

$\mu_{\text{ef}(B)} \simeq 19.4 \text{ mag arcsec}^{-2}$ para M32. En correspondencia, sus perfiles de brillo superficial son muy diferentes: tipo de Vaucouleurs (parámetro de Sérsic $n \simeq 4$) para M32, y aproximadamente exponencial ($n \simeq 1$) para NGC 205 (Choi et al. 2002).

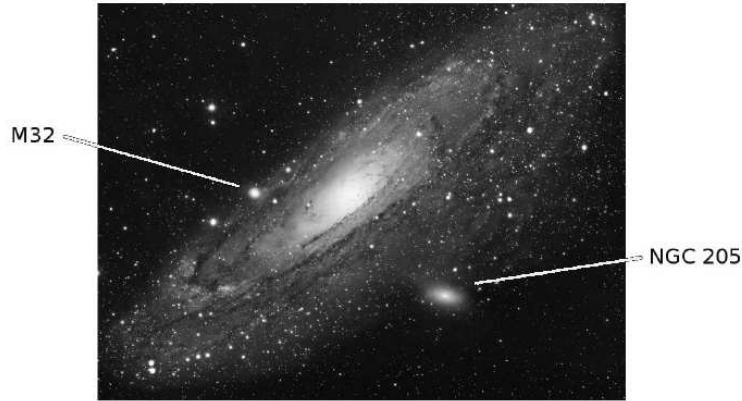


Figura 2. M31 (espiral de Andr6meda) y sus dos compa1eras: NGC 205 y M32.

El hecho de que a igual luminosidad convivan dos tipos de galaxias tempranas, estructuralmente distintas, plantea de por s3 una g6nesis diferente para unas y otras (Wirth & Gallagher 1984; Kormendy 1985). Surge entonces la pregunta: 3cu1 de los dos tipos de enanas tempranas constituye la extensi3n a bajas luminosidades de las galaxias E de la secuencia de Hubble? (si es que esta pregunta tiene sentido).

2.1. Relaciones fotom6tricas y algunas controversias

Desde los a1os noventa se conoce la relaci3n entre el 3ndice de Sérsic (n), que cuantifica la forma del perfil de brillo superficial (SBP), y la luminosidad (\mathcal{L}) de las galaxias tempranas (Caon et al. 1993; Cellone et al. 1994), formando una secuencia continua entre las E (con $n \sim 4$) y las dE (distribuidas alrededor de $n \sim 1$). La propuesta de usar este tipo de relaciones como indicador de distancias tuvo argumentos a favor (Young & Currie 1994, 1995, 1998, 2001) y en contra (Binggeli & Jerjen 1998; Cellone 1999; Cellone & Buzzoni 2001). La controversia se resolvi3 finalmente en favor de la segunda opci3n, mediante el uso de indicadores de distancia m1s confiables (Jord1n et al. 2005).

Esta continuidad E-dE en la relaci3n $\mathcal{L} - n$ podr3a sugerir que ambos tipos de sistemas forman una misma familia evolutiva (Binggeli & Jerjen 1998; Graham & Guzm1n 2003), mientras que las cE, que se apartan de dicha relaci3n, ser3an “an3malas”, con un origen distinto. El hecho de que las cE casi siempre son vecinas de galaxias m1s luminosas, detect1ndose en varios casos evidencias de interacciones (Smith Castelli et al. 2008b; Huxor et al. 2011), ha llevado a plantear su origen como resultado del *tidal-stripping* sufrido por galaxias de disco (Chilingarian et al. 2009). (Sin embargo, hay que notar que recientemente Huxor et al. 2013 han detectado una cE aislada.)

Un panorama opuesto es el que sostienen Kormendy & Bender (2012, y referencias allí citadas), basados en diagramas entre distintos parámetros fotométricos y estructurales (M_V , r_{ef} , μ_{ef}). En estos, algunas cE extienden a bajas luminosidades las relaciones trazadas por las galaxias E, mientras que las dE (llamadas dSph por estos autores) forman una secuencia casi ortogonal, que, en cambio, se continúa con las galaxias de disco (S y S0). En este esquema, las cE estarían genéticamente emparentadas con las E, mientras que las dE (ó dSph) tendrían su origen como *enanas tidales* (Duc et al. 2007; Dabringhausen & Kroupa 2013), o bien a partir de la transformación de galaxias de disco a través de “hostigamiento” galáctico (Moore et al. 1998) o *ram-pressure stripping*.

3. El origen de las dE

Es de esperar que la estructura, cinemática y poblaciones estelares de las galaxias guarden huellas de sus orígenes. Revisamos a continuación algunas de estas propiedades para las enanas de tipo temprano.

3.1. Estructura

Núcleos. Una componente estructural conocida desde hace tiempo en algunas dE son los núcleos (ej.: Caldwell 1983; Sandage & Binggeli 1984; van den Bergh 1986). Estas estructuras generalmente no se resuelven en observaciones desde la superficie terrestre; por otra parte, un SBP “empinado” (parámetro de Sérsic $n > 1$) convolucionado con el *seeing* puede confundirse con un núcleo en imágenes sin la suficiente resolución espacial. El HST permite resolver los núcleos, revelándolos como componentes estelares compactas ($\langle R_{\text{eff}} \rangle \simeq 7 \text{ pc}$), con luminosidades, en promedio, algunas decenas de veces la de un cúmulo globular, y colores $\sim 0.3 \text{ mag}$ más azules que sus galaxias anfitrionas (Turner et al. 2012). La formación de núcleos en algunas dE podría deberse al decaimiento orbital de cúmulos estelares (por fricción dinámica), o bien a eventos de formación estelar tras la acreción de gas en la zona central de la galaxia huésped. Este último escenario parece adecuado para los casos (raros) de galaxias dE con centros azules (Fig. 3), en las que no se detecta una componente central tipo cúmulo estelar compacto, sino una región de formación estelar reciente (Vigroux et al. 1984; Cellone & Forte 1996; Drinkwater et al. 2001; Saviane et al. 2010).

Estructura subyacente. Particularmente significativo ha sido el descubrimiento de estructura subyacente (patrones espirales, discos y/o barras) en galaxias dE, una vez que se resta la componente luminosa difusa (Jerjen et al. 2000; Barazza et al. 2002; Graham et al. 2003). Esto motivó a Lisker et al. (2007) a proponer una subclasificación de las galaxias dE en “normales” (83 – 88%), dE con estructura de disco (“dE(di)”, 9 – 13%), y dE con centro azul (“dE(bc)”, 4 – 5%). Las “normales”, a su vez se dividen en nucleadas (“dE(N)”, $\sim 51\%$) y no nucleadas (“dE(nN)”, $\sim 36\%$). Lo interesante es que las distribuciones espaciales de los distintos subtipos son diferentes: mientras las dE(N) muestran una distribución típica de una población relajada, el resto —particularmente las dE(di) y las dE(bc)— se distribuye espacialmente como una población no relajada, y sus achatamientos aparentes son consistentes con sistemas que contienen estructura de disco.

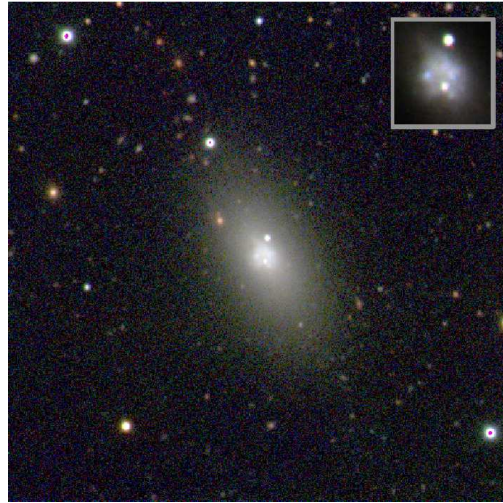


Figura 3. Galaxia dE con centro azul, FCC 76 en el cúmulo de Fornax (imagen compuesta C , M , T_1 , de 200 arcsec de lado). El inserto muestra la región nuclear una vez restada la componente difusa (Cellone & Forte 1996).

Perfiles compuestos. Si bien los SBP de muchas galaxias dE pueden ajustarse satisfactoriamente mediante perfiles de Sérsic con $n \approx 1$ (Fig. 4), existen casos en los que para ajustar el SBP se requieren dos componentes (Fig. 5), sugiriendo una estructura tipo bulbo + disco (este último, dinámicamente “caliente”).

Un tercer tipo de SBP lo muestran algunas galaxias enanas muy extendidas y de muy bajo brillo superficial ($\mu_0 \gtrsim 23 \text{ mag arcsec}^{-2}$; Impey et al. 1988). En algún caso (Fig. 5) se han detectado distorsiones tipo *warp* en las isofotas externas (Cellone & Buzzoni 2005).

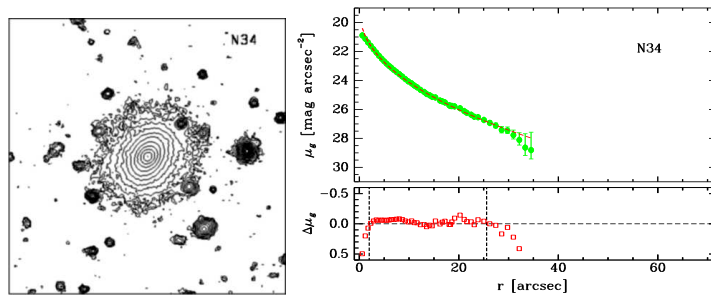


Figura 4. Galaxia N34 (dE), Grupo de NGC 5044. Contornos (izq.), y perfil de brillo superficial (der.; la línea de trazos en el panel superior es el perfil de Sérsic ajustado, y en el panel inferior se muestran los residuos del ajuste) (Cellone & Buzzoni 2007).

3.2. Cinemática

Hacia fines del siglo pasado, los datos de cinemática interna para galaxias dE generalmente estaban limitados a las regiones centrales de un puñado de galaxias dE fuera del Grupo Local (Bender & Nieto 1990; Peterson & Caldwell 1993). La puesta en funcionamiento de telescopios de la clase 8-10 m permitió ampliar

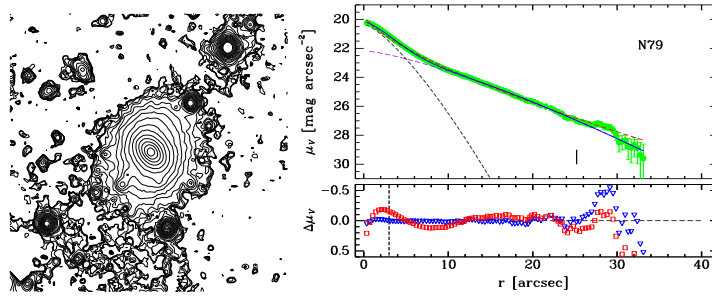


Figura 5. Ídem Fig. 4 para la galaxia N79 (dS0), Grupo de NGC 5044. En el SBP se muestran los dos perfiles de Sérsic ajustados, uno para cada componente. Los cuadrados (rojos) en el panel inferior son los residuos de un único ajuste de Sérsic, mientras que los triángulos (azules) corresponden al ajuste simultáneo de las dos componentes.

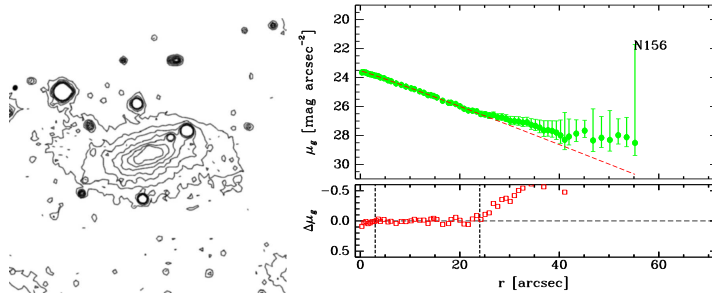


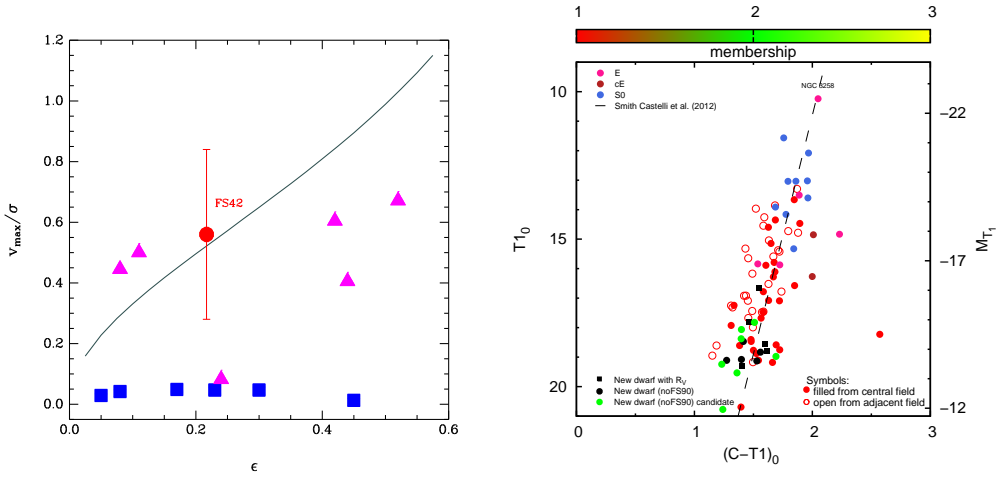
Figura 6. Ídem Fig. 4 para la galaxia N156 (dI/dE), Grupo de NGC 5044.

significativamente la muestra, extendiéndola a galaxias de menor luminosidad, y alcanzando las regiones externas (varias veces el radio efectivo), de menor brillo superficial (De Rijcke et al. 2001; Geha et al. 2002; Pedraz et al. 2002; De Rijcke et al. 2005; Spolaor et al. 2010; Kourkchi et al. 2012). Estos estudios mostraron que al menos algunas dE son esferoides achatados soportados por rotación (Fig. 7(a)).

3.3. Poblaciones estelares

Los primeros trabajos fotométricos (Caldwell 1983; Bothun et al. 1986) y espectroscópicos (Bothun & Mould 1988; Brodie & Huchra 1991; Held & Mould 1994) ya establecieron que las dE son sistemas viejos y moderadamente pobres en metalicidad, aunque algunas de ellas muestran evidencias de una población estelar más joven ($\lesssim 1$ Gyr; Thuan 1985; Cellone & Forte 1996).

De acuerdo a sus magnitudes y colores integrados, las dE extienden a bajas luminosidades la bien conocida relación color-magnitud (CMR) o “secuencia roja” de las galaxias tempranas, generalmente atribuida a una relación masa-metalicidad (p. ej. Buzzoni et al. 1992). Mientras que las E de luminosidad alta e intermedia presentan una CMR muy bien definida, distintos estudios reportaron una dispersión creciente hacia bajas luminosidades (Secker et al. 1997; Hilker et al. 2003; Mieske et al. 2007; Misgeld et al. 2008), llegándose a sugerir orígenes “fundamentalmente diferentes” para las enanas (Conselice et al.



(a) Relación rotación / dispersión de velocidades contra elipticidad, para galaxias dE en Virgo (triángulos: Pedraz et al. 2002; cuadrados: Geha et al. 2002). El círculo (rojo) corresponde a la dE/dS0 N42 del Grupo de NGC 5044, en base a observaciones Gemini-GMOS (Cellone et al. 2007).

(b) CMR (sistema de Washington) para galaxias tempranas en el cúmulo de Antlia (Calderón et al., en preparación). El eje vertical derecho corresponde a magnitudes absolutas ($m - M = 32.7$).

Figura 7. Diagrama de diagnóstico cinemático y relación color-magnitud.

2003). Sin embargo, se demostró que muchas de las galaxias que contribuían a incrementar la dispersión de la CMR eran objetos de fondo (Penny & Conselice 2008). De hecho, si se descartan las galaxias tempranas —mediante un cuidadoso examen morfológico— y los objetos de fondo —con espectroscopía profunda—, se obtienen CMR con muy baja dispersión (Smith Castelli et al. 2008a, ver Fig. 7(b)). Notar que las cE también tienden a apartarse de la CMR, con colores muy rojos para sus luminosidades (Smith Castelli et al. 2012).

La CMR sugiere entonces una continuidad entre las E y las dE en cuanto a sus propiedades químicas, aunque la menor relación $[\alpha/\text{Fe}]$ en las dE indicaría formación estelar más extendida en el tiempo para estas últimas (Mendel et al. 2009; Buzzoni et al. 2012).

4. ¿Son galaxias elípticas las dE y/o las cE?

Resumiendo hasta aquí, tenemos que:

- Las relaciones del parámetro de Sérsic (n) y color/metalicidad con la luminosidad sugieren una continuidad $E \leftrightarrow dE$.
- Otras relaciones fotométricas (involucrando radios y brillos superficiales efectivos contra \mathcal{L}) sugieren en cambio una discontinuidad $E \leftrightarrow dE$, y una continuidad $E \leftrightarrow cE$.
- La estructura subyacente (discos, espirales, barras, perfiles compuestos) en galaxias dE, así como la cinemática y distribución espacial de al menos

algunas de ellas, sugieren una conexión genética con galaxias espirales (S) tardías o irregulares.

- Evidencias de interacciones sugieren que las galaxias cE son un tipo anómalo, producido por *tidal stripping*.

Las galaxias enanas de tipo temprano parecen constituir, por lo tanto, un grupo heterogéneo, primariamente separable en compactas (cE) y difusas (dE ó dSph), aunque tampoco estas últimas tendrían un origen común. En todo caso, todavía no hay evidencias convincentes de que algunos de estos sistemas de baja luminosidad puedan considerarse genéticamente semejantes a las galaxias E que pueblan la secuencia de Hubble, y que se supone son productos de fusiones. Razones de más para no ignorarlas.

Agradecimientos. Agradezco al Comité Científico por la oportunidad de prestarle una voz a las galaxias enanas, y al Comité Organizador Local por la ayuda para asistir a la reunión. Y mi reconocimiento a Juan Carlos Forte, por iniciarme en la investigación de estos objetos —además de transmitirme su pasión por la Astronomía— y a toda la gente con la que he tenido el gusto de colaborar en este tema: Alberto Buzzoni, Lilia Bassino, Doug Geisler, Analía Smith Castelli, Favio Faifer, Juan Pablo Calderón, Nélida González, y Juan Pablo Caso.

Referencias

- Barazza F. D., Binggeli B., Jerjen H., 2002, A&A, 391, 823
 Belokurov V., et al., 2007, ApJ, 654, 897
 Bender R., Nieto J.-L., 1990, A&A, 239, 97
 Binggeli B., Jerjen H., 1998, A&A, 333, 17
 Binggeli B., Sandage A., Tammann G. A., 1985, AJ, 90, 1681
 Bothun G. D., Mould J. R., 1988, ApJ, 324, 123
 Bothun G. D., et al., 1986, AJ, 92, 1007
 Brodie J. P., Huchra J. P., 1991, ApJ, 379, 157
 Buzzoni A., Gariboldi G., Mantegazza L., 1992, AJ, 103, 1814
 Buzzoni A., et al., 2012, MNRAS, 420, 3427
 Cairós L. M., et al., 2010, A&A, 520, A90
 Caldwell N., 1983, AJ, 88, 804
 Caon N., Capaccioli M., D'Onofrio M., 1993, MNRAS, 265, 1013
 Caso J. P., et al., 2013, MNRAS, 430, 1088
 Cellone S. A., 1999, A&A, 345, 403
 Cellone S. A., Buzzoni A., 2001, A&A, 369, 742
 Cellone S. A., Buzzoni A., 2005, MNRAS, 356, 41
 Cellone S. A., Buzzoni A., 2007, in Saviane I., Ivanov V. D., Borissova J., eds, Groups of Galaxies in the Nearby Universe, p. 91
 Cellone S. A., Forte J. C., 1996, ApJ, 461, 176
 Cellone S. A., Forte J. C., Geisler D., 1994, ApJS, 93, 397
 Cellone S. A., et al., 2007, 50a. Reunión Anual A.A.A.
 Chilingarian I., et al., 2009, Science, 326, 1379
 Choi P. I., Guhathakurta P., Johnston K. V., 2002, AJ, 124, 310
 Conselice C. J., Gallagher J. S., Wyse R. F. G., 2003, AJ, 125, 66
 Dabringhausen J., Kroupa P., 2013, MNRAS, 429, 1858
 De Rijcke S., et al., 2001, ApJ, 559, L21
 De Rijcke S., et al., 2005, A&A, 438, 491

- Drinkwater M. J., et al., 2000, *PASA*, 17, 227
Drinkwater M. J., et al., 2001, *MNRAS*, 326, 1076
Duc P.-A., et al., 2007, *A&A*, 475, 187
Ferguson H. C., 1989, *AJ*, 98, 367
Ferguson H. C., Sandage A., 1990, *AJ*, 100, 1
Ferguson H. C., Sandage A., 1991, *AJ*, 101, 765
Geha M., Guhathakurta P., van der Marel R. P., 2002, *AJ*, 124, 3073
Graham A. W., Guzmán R., 2003, *AJ*, 125, 2936
Graham A. W., Jerjen H., Guzmán R., 2003, *AJ*, 126, 1787
Held E. V., Mould J. R., 1994, *AJ*, 107, 1307
Hilker M., et al., 1999, *A&AS*, 134, 75
Hilker M., Mieske S., Infante L., 2003, *A&A*, 397, L9
Hubble E. P., 1936, *Realm of the Nebulae*. New Haven: Yale University Press
Huxor A. P., et al., 2011, *MNRAS*, 414, 3557
Huxor A. P., Phillipps S., Price J., 2013, *MNRAS*
Impey C., Bothun G., Malin D., 1988, *ApJ*, 330, 634
Jerjen H., Kalnajs A., Binggeli B., 2000, *A&A*, 358, 845
Jordán A., et al., 2005, *ApJ*, 634, 1002
Kormendy J., 1985, *ApJ*, 295, 73
Kormendy J., Bender R., 2012, *ApJS*, 198, 2
Kourkchi E., et al., 2012, *MNRAS*, 420, 2835
Lisker T., et al., 2007, *ApJ*, 660, 1186
Mendel J. T., et al., 2009, *MNRAS*, 396, 2103
Mieske S., et al., 2007, *A&A*, 463, 503
Misgeld I., Mieske S., Hilker M., 2008, *A&A*, 486, 697
Moore B., Lake G., Katz N., 1998, *ApJ*, 495, 139
Pedraz S., et al., 2002, *MNRAS*, 332, L59
Penny S. J., Conselice C. J., 2008, *MNRAS*, 383, 247
Peterson R. C., Caldwell N., 1993, *AJ*, 105, 1411
Reaves G., 1962, *PASP*, 74, 392
Reaves G., 1966, *PASP*, 78, 407
Reaves G., 1983, *ApJS*, 53, 375
Sandage A., Binggeli B., 1984, *AJ*, 89, 919
Saviane I., Monaco L., Hallas T., 2010, in Bruzual G. R., Charlot S., eds, *IAU Symposium Vol. 262*, pp 426–427
Schombert J. M., et al., 1995, *AJ*, 110, 2067
Secker J., Harris W. E., Plummer J. D., 1997, *PASP*, 109, 1377
Shapley H., 1938, *Nat*, 142, 715
Smith Castelli A. V., et al., 2008a, *MNRAS*, 386, 2311
Smith Castelli A. V., et al., 2008b, *MNRAS*, 391, 685
Smith Castelli A. V., et al., 2012, *MNRAS*, 419, 2472
Spolaor M., et al., 2010, *MNRAS*, 408, 254
Tammann G. A., 1994, in Meylan G., Prugniel P., eds, *Proceedings of ESO/OHP Workshop on Dwarf galaxies Vol. 49*, p. 3
Thuan T. X., 1985, *ApJ*, 299, 881
Turner M. L., et al., 2012, *ApJS*, 203, 5
van den Bergh S., 1986, *AJ*, 91, 271
Vigroux L., Souviron J., Vader J. P., 1984, *A&A*, 139, L9
Wirth A., Gallagher III J. S., 1984, *ApJ*, 282, 85
Young C. K., Currie M. J., 1994, *MNRAS*, 268, L11
Young C. K., Currie M. J., 1995, *MNRAS*, 273, 1141
Young C. K.-S., Currie M. J., 1998, *A&A*, 333, 795
Young C. K., Currie M. J., 2001, *A&A*, 369, 736

TRABAJO INVITADO

Current status of galaxy formation models

Patricia B. Tissera

Institute for Astronomy and Space Physics, CC 67 Suc 28, Buenos Aires, Argentina. Conicet-UBA

Abstract. In this review, I summarize the state-of-art of galaxy formation models within the context of the current observational framework.

Resumen. En este trabajo, sintetizaré el estado de arte de los modelos de formación de galaxias en un contexto cosmológico y dentro del actual marco observacional.

1. Introduction

Within the current cosmological context, galaxies formed by the hierarchical aggregation of smaller substructures. The non-linear formation of galaxies fostered the development of sophisticated numerical codes to study how galaxies assembled and evolved. Many efforts have been devoted to understand for the main physical processes governing the formation of galaxies and to envisage new numerical algorithms to improve the description of their actions (e.g. Katz & Gunn 1991, Cen & Ostriker 1992, Navarro & White 1993, Metzler & Evrard 1994, Gerritsen & Icke 1997, Yepes et al. 1997, Sommer-Larsen et al. 1999, Thacker et al. 2000, Kay et al. 2002).

However, the description of the large-scale dynamical evolution together with the relevant physics which governs the evolution of baryons is extremely challenging due to the large range of the spatial-and-time-scales involved. Numerical resolution limits the description of physical processes from first principles. Hence, sub-grid models has been developed to improve the physical basis upon which these schematic recipes are built up (e.g. Governato et al. 2007; Dalla Vecchia & Schaye 2008; Dubois & Teyssier 2008; Oppenheimer & Davé 2008; Scannapieco et al. 2008). In few words, sub-grid modelling follows analytically the physics on the scales that cannot be resolved and then translate their effects onto scales which can be numerically well-described.

From an observational point of view, the ever growing databases obtained from cutting-edge instruments and observatories have continuously challenge our view of the Universe. Galaxy formation models are expected to help to understand the information store in this amazing gathering of data and to predict new observables which could help to constrain the models.

This review is organized as follows. In Section 1 I will summarize the main physical processes which have been incorporated to cosmological simulations. Section 2 gives an overview of the main results and some open questions for the future.

2. Galaxy Formation

The cosmological framework is now established with unprecedented precision by observations, favouring a Λ -Cold Dark Matter scenario (Λ CDM). WMAP results have converged to a set of cosmological parameters (e.g. Sánchez et al. 2006) al. 2006) where the total energy is dominated by a cosmological constant while dark matter represents the main component over the baryonic one. First release from the Planck mission (Planck Collaboration et al. 2013) has casted doubts over the exact values of these parameters, including the Hubble parameter which is reported to be smaller ($H^{Planck} = 67.15\text{km/s/Mpc}$) than that measured by WMAP team ($H^{Wmap} = 71\text{km/s/Mpc}$ Komatsu et al. 2012). Nevertheless, there is a broad consensus on the cosmology we are living in. (Komatsu et al. 2012)

Within a Λ CDM, primordial fluctuations grow via gravitational instability forming larger systems and filamentary large structures, determining the so-called cosmic web. At the interception of these filaments groups and clusters form. This evolution is followed by integrating the gravitational field which is efficiently carried out by cosmological codes (e.g. Springel et al. 2001). In fact, Λ -CDM cosmology has satisfied many tests on the large-scale distribution of the matter. At galaxy-scales, dark matter haloes have been also exhaustively studied. Using pure N-body simulations, Navarro et al. (1997) first claimed them to have an almost universal density profile which has been confirmed later on by high resolution simulations (Navarro et al. 2010). Hydrodynamical simulations have shown that the way galaxies are assembled play a key role in shaping the final dark matter distribution in haloes, imprinting features which make them departure from the universal density profile (e.g. Tissera & Dominguez-Tenreiro 1998; Pedrosa et al. 2010; Tissera et al. 2012). In fact, the most interesting challenges arise when the baryons are included in the models. As I have already mentioned, the relevant scales for the physics of baryons are either marginally solved or directly unresolved. Hence, sub-grid modelling are used instead.

Baryons in the form of gas cool down and condensate within the potential wells determined by dark matter haloes. The main cooling process is the bremsstrahlung radiative cooling. In general, most authors assumed the radiative rates of Sutherland & Dopita (1995). The rate of radiated energy is a function of temperature and metallicity and can vary few order of magnitudes for different gas metallicity at a given temperature. Hence, it is very important for the cosmological models to follow the chemical enrichment of baryons (Mosconi et al. 2001).

Star formation is generally introduce as a simple algorithm which transforms cold and dense gas into stars. Due to the fact that this process occurs at scales smaller than those that current numerical experiments can resolve, a series of constrains are adopted to choose those regions with higher probability to be actively forming stars. Most of the codes assumed a motivated Schmidt-Kennicutt law to relate the star formation rate with the gas density (see Dalla Vecchia & Schaye 2008, for an extensive discussion on this point) The cooling rate of a gas cloud depends inversely on its density fact which can lead to a catastrophic cooling of baryons if no effective heating processes are included (e.g. Weil et al. 1998). Since the star formation rate depends on gas density, a

very efficient gas cooling leads to a very efficient star formation activity, which might quickly exhaust the gas reservoirs at early times, producing spheroidal-dominating systems. The regulation of the star formation, principally at high redshift, is still an open problem for galaxy formation models which predict too high star formation efficiencies compared to values deduced from observations. However, it is worth noting that observations at high redshift are continuously improving and that estimated values might change. Dust obscuration might be a relevant aspect to be considered (e.g. Riechers et al. 2013).

The explosions of Supernovas (SN) are estimated to be the most feasible mechanism capable to regulate the rate of gas transformation into stars. During the last decades, enormous efforts have been devoted to the search of a self-consistent, effective model (e.g. Navarro & White 1993; Metzler & Evrard 1994; Yepes et al. 1997; Springel 2005; Okamoto et al. 2005; Scannapieco et al. 2006; Stinson et al. 2006; Oppenheimer & Davé 2008; Kobayashi et al. 2007). Katz et al. (1992) showed that pumping the ejected energy directly into the thermal component has no significant effects on the gas dynamics because this energy is quickly radiated away. This can be understand considering that Type II SN explosions have short lifetimes which in practice, results in the release of the energy in the same regions where the progenitors stars have formed. These regions are cold and dense and consequently, have very short cooling times, producing the efficient radiation of the injected energy.

In an attempt to solve this problem, the so-called kinetic or momentum-driven feedback was proposed (Navarro & White 1993). In this model, the gas particles surrounding the sites of SN explosions are injected kinetic energy directly, imprinting a spatial displacement and a net change in the velocity of the gas. The advantage of this scheme is that it produces the desired effect: there is a net change in dynamics of the gas component and, as a consequence, the star formation activity can be regulated and large-scale outflows, driven. The disadvantages are the non-physical basis of the model and the introduction of scale-dependent parameters, which force the model to have mass or velocity characteristics. Nevertheless, an important effort has been invested to determine these scale-dependent parameters on more physical basis as discussed by Oppenheimer & Davé (2008), for example. A different approach is proposed by Stinson et al. (2006) who estimate the number of SNII produced in a single stellar population and disable the radiative cooling of gas particles in a surrounding region for a certain time interval. The size of the region and this time interval is estimated by applying the blast-wave analytical treatment of McKee & Ostriker (1977).

Based on the previous work of Marri & White (2003), Scannapieco et al. (2006) proposed a new self-consistent SN feedback model which works within a new multiphase model for the interstellar medium which allows the co-existence of gas clouds of different temperature and density (i.e. entropy), without introducing scale-dependent parameters. Energy and chemical elements produced by SNII and Type Ia SN are distributed in the interstellar medium by defining cold and hot environments associated to the simulated HII regions. This model is successful at triggering mass-loaded galactic outflows which reproduce observed trends as well as at regulating the star formation activity during quiescent periods of evolution. Since there no mass-dependent parameters, this

models is particularly suitable to study galaxy formation within a cosmological framework.

Following the chemical enrichment of baryons together with the dynamical growth of the structure is a powerful tool to constrain galaxy formation models. Analytical chemical models have provided evidence of the important role played by chemical elements to understand the origin of the structure in the Universe (e.g. Matteucci & Greggio 1986; Bland-Hawthorn & Freeman 2003). And, in the last decade chemical evolution has been included in many cosmological codes. For the first time, Mosconi et al. (2001) introduced Supernova enrichment by Type Ia and Type II following individual elements and analyzed their properties of simulated galaxies compared to those predicted from the close box model. These authors also showed the importance of taking into account consistently the cooling rates of the enriched material.

Current cosmological models describe both SNIa and SNII chemical production with different levels of sophistication. SNII are assumed to originate from massive stars with lifetimes of the order of $10^6 - 10^7$ yrs, while SNIa are generally considered to originate from binary systems with lifetime of the order of a Gyr. This difference in the life-times produces a differential enrichment of baryons since SNIa is the main producer of Fe while α -elements are mainly produced by SNII. Hence, the relative abundance of α -elements to Fe is taken as strong constrain for the baryonic history of the system. Note that baryonic history is determined by the star formation, the cold gas accretion and the galactic outflows histories all together and it is grafted into the assembled history of a galaxy. As we can image it is very complicated to disentangle the relative importance of each of them from the resulting baryonic history and chemical patterns. And, indeed, this is where numerical simulation can make an important contribution.

3. Some results and open problems

There have been significant improvements in galaxy formation modelling in last decade although there are still many open problems which challenge theoreticians and simulators. As numerical resolution and computation power improve novel algorithms will be certainly developed to help in the quest of understanding the origin and evolution of galaxies.

Here, I briefly summarize some of these challenging questions:

One of the main problems in numerical simulations was the inability to form extended, populated disk galaxies resembling observed spirals. Fall & Efstathiou (1980) presented the standard model to explain the formation of disk galaxies based on the conservation of the specific angular momentum. In a hierarchical scenario, there are two main problems which conspired against the standard disc formation picture. First, gas cooling is very efficient and leads to an early consumption of the gas reservoirs required for the formation of thin discs. And secondly, discs are unstable structure which can be destabilized quite easily during accretion of satellites and interactions with nearby systems. And in this kind of cosmology, mergers and interactions are ubiquitous processes, with higher frequency at higher redshift. When a disc is disrupted, the material can be easily fueled into the central regions, contributing to the formation of a bulge component. This gas is shocked and compressed becoming suitable for

star formation. Unless, there are efficient mechanisms to regulate the transformation of gas into stars, this process will consume an important fraction of the galaxy gas reservoirs, preventing the rebuilding of a new disc, afterwards. Hence, within the concordance model the understanding of disc formation and their survival are still open challenges (Scannapieco et al. 2009). However, there have been important advances. On one hand, the improvement in the SN feedback modelling has allowed the formation of disc+bulge systems which resemble Sa/Sb galaxies (Governato et al. 2007; Scannapieco et al. 2008). Disc are ubiquitous structures although they are not as thin and extended as observed ones. Numerical resolution has also played an important role (e.g. Guedes et al. 2011).

The chemical properties of stars and gas are also now available to confront observations and models. For example, the main characteristics of the mass-metallicity relation are globally reproduced (e.g. De Rossi et al. 2010, and references therein). The evolution of this relation is still controversial issue for models and observations. Particularly, there are many uncertainties in the determination of the observed stellar masses and observed metallicities as a function of redshift which make difficult to reach a robust conclusion. New observations provide insights on this relation and the way baryons get enriched as a function of redshift (e.g. Yuan et al. 2013). Detailed observational works have also pointed out the need to improve the metallicity indicator (Sanchez et al. 2013). Tissera et al. (2012) showed that if a disc is able to form, then the global metallicity trends detected in the bulge and disc of the Milky-Way can be reproduced. The stars on the simulated discs have a metallicity profile consistent with observed values and those in the halo and bulge components tend to be more α -enhanced than those on the disc component in consistency with observations (Zoccali et al. 2008; Gonzalez et al. 2013). Recently, Tissera et al. (2013) show how the stellar haloes of Milky-Way mass-size galaxies could be formed by the aggregation of small substructures and still resembled those of nearby galaxies (see also Zolotov et al. 2009; Font et al. 2011; McCarthy et al. 2012). The metallicity and α -enhancement of the stars in the diffuse haloes could be linked to their physical origin: debris (i.e. formed in separate sub-galactic systems and later on accreted), disc-heated (i.e., formed on the disc component and heated up to form part of the stellar haloes) and endo-debris (i.e., formed in surviving satellites within the virial radius of the main substructure and later on, disrupted to be incorporated to the halo) sub-populations. In some cases, chemical and kinematical patterns could be clearly determined. The general trends reported in the simulations agree with those reported by recent observations (Sheffield et al. 2012).

Finally, the regulation of the star formation activity and the chemical evolution of baryons, principally at very high redshift, is still a matter of large debate. From a theoretical point of view it is not yet clear which physical processes modulate the transformation of gas into stars, the formation of molecular clouds, dust production (Sandstrom et al. 2012; Narayanan et al. 2012), among others, at different stages of galaxy evolution. We know that SNe are key sources of energy which contributes to the SF regulation but AGN-galaxy evolution can play a critical role (Fanidakis et al. 2012). How they complement each other and their relative efficiency as a function of time, and in connection to the evolution of the galaxy itself, remains to be proven. In the early stages of evolution of

the Universe, when the first stars and first galaxies, are formed: which are the main physical processes at work to regulate their growth? How do they affect the reionization of the Universe, the subsequent star formation activity and the formation of galaxies (Tacconi et al. 2013; Ellis et al. 2013)?

Although there are yet many questions to be answered, there have been important improvements in the modelling of different physical mechanisms. The advances in computational techniques together with new observational results will certainly help to deepen our understanding of galaxy formation in the near future.

References

- Bland-Hawthorn J., Freeman K. C., 2003, in E. Perez, R. M. Gonzalez Delgado, & G. Tenorio-Tagle ed., *Star Formation Through Time* Vol. 297 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, *Unravelling the Epoch of Dissipation*. pp 457–+
- Cen R., Ostriker J. P., 1992, *ApJ*, 399, L113
- Dalla Vecchia C., Schaye J., 2008, *MNRAS*, 387, 1431
- De Rossi M. E., Tissera P. B., Pedrosa S. E., 2010, *ArXiv e-prints*
- Dubois Y., Teyssier R., 2008, *A&A*, 477, 79
- Ellis R. S., et al., 2013, *Apj*, 763, L7
- Fall S. M., Efstathiou G., 1980, *MNRAS*, 193, 189
- Fanidakis N., et al., 2012, *MNRAS*, 419, 2797
- Font A. S., et al., 2011, *MNRAS*, 417, 1260
- Gerritsen J. P. E., Icke V., 1997, *A&A*, 325, 972
- Gonzalez O. A., et al., 2013, *A&A*, 552, A110
- Governato F., et al., 2007, *MNRAS*, 374, 1479
- Guedes J., et al., 2011, *ApJ*, 742, 76
- Katz N., Gunn J. E., 1991, *ApJ*, 377, 365
- Katz N., Hernquist L., Weinberg D. H., 1992, *ApJ*, 399, L109
- Kay S. T., et al., 2002, *MNRAS*, 330, 113
- Kobayashi C., Springel V., White S. D. M., 2007, *MNRAS*, 376, 1465
- McCarthy I. G., et al., 2011, *ApJS*, 192, 18
- Marri S., White S. D. M., 2003, *MNRAS*, 345, 561
- Matteucci F., Greggio L., 1986, *A&A*, 154, 279
- McCarthy I. G., et al., 2012, *MNRAS*, 420, 2245
- McKee C. F., Ostriker J. P., 1977, *ApJ*, 218, 148
- Metzler C. A., Evrard A. E., 1994, *ApJ*, 437, 564
- Mosconi M. B., et al., 2001, *MNRAS*, 325, 34
- Narayanan D., et al., 2012, *MNRAS*, 421, 3127
- Navarro J. F., Frenk C. S., White S. D. M., 1997, *ApJ*, 490, 493
- Navarro J. F., et al., 2010, *MNRAS*, 402, 21
- Navarro J. F., White S. D. M., 1993, *MNRAS*, 265, 271
- Okamoto T., et al., 2005, *MNRAS*, 363, 1299
- Oppenheimer B. D., Davé R., 2008, *MNRAS*, 387, 577
- Pedrosa S., Tissera P. B., Scannapieco C., 2010, *MNRAS*, 402, 776
- Planck Collaboration et al., 2013, *ArXiv e-prints*
- Riechers D. A., et al., 2013, *Nature*, 496, 329
- Sánchez A. G., et al., 2006, *MNRAS*, 366, 189
- Sanchez S. F., et al., 2013, *ArXiv e-prints*
- Sandstrom K. M., et al., 2012, *ArXiv e-prints*
- Scannapieco C., et al., 2006, *MNRAS*, 371, 1125
- Scannapieco C., et al., 2008, *MNRAS*, 389, 1137

- Scannapieco C., et al., 2009, MNRAS, 396, 696
Sheffield A. A., et al., 2012, ArXiv e-prints
Sommer-Larsen J., Gelato S., Vedel H., 1999, ApJ, 519, 501
Springel V., 2005, MNRAS, 364, 1105
Springel V., Yoshida N., White S. D. M., 2001, New Astronomy, 6, 79
Stinson G., et al., 2006, MNRAS, 373, 1074
Tacconi L. J., et al., 2013, ApJ, 768, 74
Thacker R. J., et al., 2000, MNRAS, 319, 619
Tissera P. B., Dominguez-Tenreiro R., 1998, MNRAS, 297, 177
Tissera P. B., et al., 2013, ArXiv e-prints
Tissera P. B., White S. D. M., Scannapieco C., 2012, MNRAS, 420, 255
Weil M. L., Eke V. R., Efstathiou G., 1998, MNRAS, 300, 773
Yepes G., et al., 1997, MNRAS, 284, 235
Yuan T.-T., Kewley L. J., Richard J., 2013, ApJ, 763, 9
Zoccali M., et al., 2008, Astronomy & Astrophysics, 486, 177
Zolotov A., et al., 2009, ApJ, 702, 1058

PRESENTACIÓN ORAL

Distribución de Masa en Galaxias Espirales

M.P. Agüero^{1,2}, R.J. Díaz^{1,2}

(1) *ICATE(CONICET)*

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

Abstract. We study the relationship between Kinematics and Surface Brightness in a sample of 22 spiral galaxies. We pay attention on the uncertainties that are involved in the velocity and brightness interpretation in terms of mass and luminosities. Finally, we analyze how the observational bias could affect the determination of the dark halo potential.

Resumen. En este trabajo estudiamos la relación entre la cinemática y el brillo superficial en una muestra de galaxias espirales, poniendo especial atención en las incertezas involucradas para poder interpretar las observaciones en términos de masas y de luminosidades. Finalmente analizamos cómo los sesgos observacionales pueden afectar la determinación del potencial del halo de materia oscura.

1. Introducción

Uno de los mayores desafíos es la determinación del origen, naturaleza y distribución de la materia visible y oscura. El modelo cosmológico más aceptado (Cold Dark Matter) predice que los centros de los halos de materia oscura que circundan las galaxias espirales presentan perfiles de masa con fuertes gradientes hacia el centro (NFW), mientras que las observaciones favorecerían perfiles de masa más planos. El método más utilizado actualmente para determinar este perfil consiste en sumar las distribuciones de masa de las estrellas, del gas y del halo para reproducir la curva de rotación observada. Para ello, el brillo superficial observado en alguna banda fotométrica se transforma a masa estelar a través del cociente Masa-Luminosidad Estelar (constante) que puede ser diferente para el bulbo y el disco. Estas constantes junto con los parámetros del potencial de halo asumido (masa y radio de escala) son los parámetros libres para reproducir la curva de rotación (e.g. Vogt et al. 2004). Aquí proponemos estudiar las distribuciones de masa a través del Cociente Masa-Luminosidad (M/L) en función del radio, sugerido por Takamiya & Sofue (2000). Este cociente se construye a partir de los perfiles de brillo superficial en alguna banda fotométrica (obteniendo el perfil de Luminosidad) y la curva de rotación (obteniendo la densidad superficial de masa asumiendo algún modelo tridimensional para la galaxia). Por lo tanto, el Cociente M/L dependerá de las propiedades de la población emisora en cada banda espectral, de la distribución del polvo dentro de las galaxias y de la distribución de materia oscura. Estos factores presentan gradientes radiales con lo cual no podemos descartar la dependencia radial del Cociente M/L.

2. Incertezas y definición de la muestra

Cualquiera sea el método utilizado es necesario analizar las fuentes de error involucradas. Se realizó un estudio exhaustivo de las mismas, resultando la más importante las perturbaciones al potencial axisimétrico del disco. Analizamos galaxias modelos con distintas perturbaciones: barras, brazos espirales, alabeos e interacciones. Estas perturbaciones alteran tanto la magnitud como la forma de la curva de rotación. La presencia de una barra modifica la distribución de masa del bulbo con variaciones típicas del 40 %. Los alabeos en los radios externos generan un aumento de la velocidad que puede atribuirse erróneamente a la presencia de un halo masivo, mientras que los alabeos en todo el disco distorsionan la curva de rotación a todo radio. La determinación de la distribución de masa en galaxias interactuantes o en fusión es muy incierta. La resolución de las observaciones afecta las velocidades a pequeños radios (mayor gradiente), siendo imprescindibles observaciones de alta resolución y poco afectadas por el polvo (CO buen trazador de la cinemática interna). La extinción por polvo es la principal fuente de incertezas en la distribución de brillo e introduce complicaciones que sólo son minimizadas en el rango infrarrojo. En el NIR el mayor aporte proviene de la población vieja, la cual predomina en la masa total, por lo que esta región espectral es la más adecuada. Por otro lado, el seeing afecta principalmente al bulbo. Un seeing de 2" produce una disminución de los radios de escala del 20 % y un aumento del brillo central de $0.3 \text{ mag}/(\text{''})^2$ para una galaxia Sb típica a una distancia de 3Mpc y de $1 \text{ mag}/(\text{''})^2$ a 20Mpc. Variaciones en los valores absolutos de M/L sin modificar la forma de los perfiles son producidas por: errores en la distancia ($\Delta D=1\text{Mpc}$ a 10Mpc) afectan a la M/L en 10 %; diferencias entre el eje mayor cinemático y fotométrico (típicamente 10°) afectan en un 5 %; el modelo de distribución de masa elegido (esférica, disco infinitesimal) afectan en 20 % - 30 %. Los errores en la inclinación son más críticos, afectando la M/L entre un 40 % y 80 % (para $\Delta i=5^\circ$) en galaxias muy inclinadas o casi de frente. Para inclinaciones intermedias M/L varía en $\sim 10\%$.

Para este estudio utilizamos los datos cinemáticos publicado por Sofue et al. (1997, 1998), con información de CO en las regiones internas, $H\alpha$ en la zona del disco y HI en la región externa, permitiendo buen muestreo y extensión. Las distribuciones de brillo se obtuvieron del Atlas de Galaxias Cercanas del 2MASS en las bandas J, H y K del NIR. Sólo utilizamos estas fuentes de datos para mayor homogeneidad de la muestra. Considerando las fuentes de incertezas estudiadas, se seleccionaron los objetos sin signos de interacción, aisladas y sin barras; de tipo morfológico Sa-Sc; con inclinaciones intermedias ($20^\circ < i < 70^\circ$) y cercanas ($D < 20\text{Mpc}$). Obtuvimos una muestra de 22 galaxias con una distancia media de 10Mpc y una Magnitud Blue de -19.95. Todas las galaxias presentan curvas de rotación planas en los últimos radios con velocidades superiores a los 200Km/s. Para describir estructuralmente a cada galaxia se ajustaron componentes fotométricas al brillo superficial y cinemáticas a la curva de rotación.

3. Resultados

En la Figura 1 se muestran los Cocientes M/L para las galaxias de la muestra. Para estimar la proporción de materia oscura a cada radio se determinó la M/L

integrada. La región media de los perfiles presenta un comportamiento bastante plano (igual que el perfil de color). Se determinó la extensión radial de dicha zona ($\sim 2\text{-}3$ Kpc) y el valor de la M/L constante, $M/L_{plana} = 1.0 \pm 0.2 M_{\odot}/L_{\odot}$ (cerca de lo esperado por los modelos de poblaciones estelares). El radio característico de la zona plana resultó cercano al radio de escala del disco fotométrico $R_{plano}/R_o = 0.9 \pm 0.3$. Además, el brillo superficial del disco correlaciona con la M/L integrada en el sentido que los discos más brillantes (y más compactos) presentan menor proporción de materia oscura. También se observa que las galaxias con mayor M/L integrada son más eficientes en formar estrellas.

En la región del bulbo, los perfiles de M/L presentan una caída o un crecimiento hacia el origen respecto a la M/L_{plana} , observándose preferencia por perfiles deprimidos en la región nuclear. En principio podría atribuirse a la menor resolución de las velocidades centrales respecto al brillo, también el efecto del seeing actúa en el mismo sentido. Sin embargo, se observa una anti correlación entre la forma de los perfiles de M/L y de Color. Además las más deprimidas parecen ser más eficientes en formar estrellas. También la M/L en la región del bulbo correlaciona con el brillo del mismo.

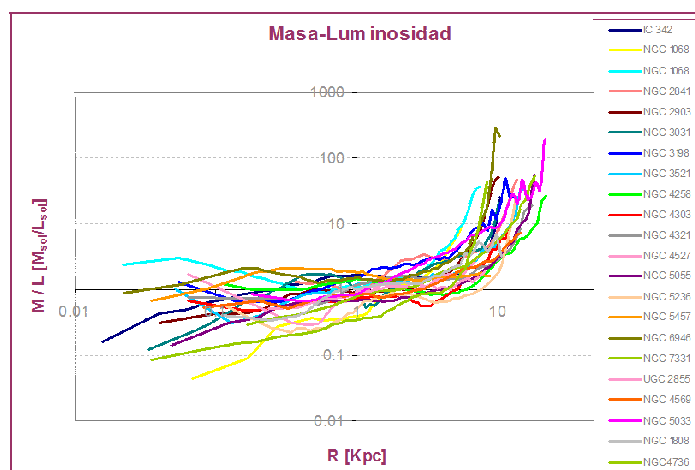


Figura 1. Perfiles de M/L para la muestra de 22 galaxias (modelo disco).

La región externa presenta un crecimiento abrupto a partir de cierto radio producto de una curva de rotación plana. Para estudiar dicho comportamiento tomamos los perfiles en su conjunto y determinamos la función que mejor lo representa, resultando una función exponencial. A partir de esa expresión se puede determinar la distribución de masa de la componente oscura representativa de la muestra haciendo suposiciones sobre las componentes luminosas (Figura 2). Por ejemplo, si suponemos una M/L constante para el disco y despreciamos el bulbo (equivalente a observaciones cinemáticas de baja resolución), los perfiles de densidad del halo tienden a ser planos en el centro (esfera isotérmica). Si incluimos el bulbo, con una M/L constante y similar a la del disco, los mismos tienden a los perfiles NFW. Esto se debe a haber supuesto una M/L del bulbo constante, lo que no es suficiente para dar cuenta del gradiente de brillo central. Se obtienen perfiles menos concentrados con una M/L variable para el bulbo.

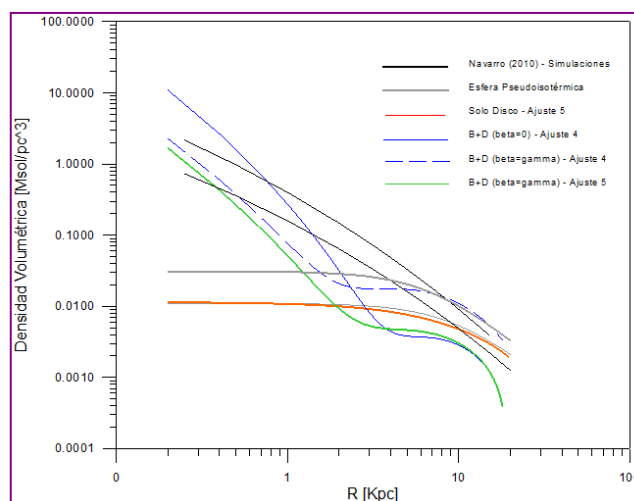


Figura 2. Perfiles para el halo con distintas suposiciones sobre la M/L estelar comparados con los publicados para galaxias observadas y de simulaciones.

4. Conclusiones

El análisis de los sesgos intrínsecos y observacionales permitió la definición estricta de una muestra de galaxias espirales y la obtención de perfiles de M/L mucho más uniformes que los existentes en la literatura. Dado que el perfil de M/L y de color NIR se mantienen aproximadamente planos en la zona de dominio del disco fotométrico, se puede considerar un valor de M/L constante para la componente disco estelar, no así para el bulbo dado que ambos perfiles muestran gradientes hacia el origen. Además, los Cocientes M/L en otras longitudes de onda tendrán una mayor dependencia con el radio. El análisis de errores de este trabajo nos permite cuestionar algunos de los estudios recientes que intentan determinar la forma del halo, por ejemplo los estudios de galaxias enanas basados en observaciones de HI (e.g. van Eymeren et al. 2009). Podemos concluir además que la concentración de masa central del halo depende del cociente de M/L adoptado para el bulbo, el cual está fuertemente afectado por el polvo o fuertes gradientes de edad y metalicidad (los perfiles de color tienen centros enrojecidos).

Referencias

- Navarro, J.; Ludlow, A.; Springel, V.; Wang, J.; et al. 2010, MNRAS, 402, 21
 Sofue, Y., Tutui, Y., Honma, M., & Tomita, A. 1997, AJ, 114, 2428
 Sofue, Y., Tomita, A., Tutui, Y., Honma, M., & Takeda, Y. 1998, PASJ, 50,427
 Takamiya, T. & Sofue, Y. 2000, ApJ, 534, 670
 van Eymeren, J.; Trachternach, C.; Koribalski, B. S.; Dettmar, R. 2009, A&A, 505, 1
 Vogt, N.P.; Haynes, M.P.; Giovanelli, R.; Herter, T. 2004, AJ, 127, 3325

PRESENTACIÓN ORAL

Las Galaxias Enanas y la Red Cósmica

A. Benítez Llambay¹, M. G. Abadi^{1,2}

(1) *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental (CONICET-UNC)*

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

Abstract. Using a cosmological numerical simulation of the Local Group formation, we identify a mechanism able to remove gas from low-mass halos, affecting dramatically their star formation histories. As the Local Group forms, matter bound to it develops an intricate network of filaments and pancakes, which sweeps a large volume, overtaking and removing the gas of several halos, leaving their dark matter component unaffected. The gas loss is particularly pronounced for low-mass halos, which may help to explain the scarcity of dwarf galaxies observed when compared to the large number of low-mass halos expected in the Λ CDM cosmological model.

Resumen. Utilizando una simulación numérica cosmológica de la formación del Grupo Local, identificamos un mecanismo capaz de remover gas de halos de baja masa, afectando dramáticamente sus historias de formación estelar. A medida que el Grupo Local se forma, la materia ligada a él forma una intrincada red de filamentos y panqueques, los cuales barren un gran volumen atravesando y removiendo el gas de muchos halos, dejando su componente de materia oscura intacta. La pérdida del gas es especialmente pronunciada para halos de baja masa, lo que ayudaría a explicar la escasez de galaxias enanas observadas comparada con la gran cantidad de halos de baja masa predichas en el modelo cosmológico Λ CDM.

1. Introducción

Uno de los problemas más importantes a ser resueltos dentro del paradigma actual de formación de galaxias Λ CDM lo constituye, sin lugar a dudas, el de la abundancia de galaxias enanas. Existe una diferencia marcada entre el escaso número de galaxias enanas observadas y la cantidad de los halos de materia oscura de baja masa que, en principio, deberían contenerlas. Esta aparente tensión entre las predicciones teóricas y las observaciones es usualmente aliviada apelando a procesos bariónicos que reducen la eficiencia de formación de galaxias en halos de baja masa, como ser la fotoionización debida al fondo de radiación cósmica UV (ej., Bullock et al. 2000) e inyecciones de energía al gas del medio interestelar debido a la evolución propia de las estrellas (ej., Benson

et al. 2003). En este trabajo hemos estudiado una muestra de galaxias enanas¹ simuladas y hemos identificado un mecanismo capaz de remover sus bariones a medida que se forman sin apelar al "feedback".

2. Simulación

Hemos utilizado una simulación de la formación del Grupo Local del proyecto CLUES (<http://www.clues-project.org> Gottloeber et al. 2010). La misma sigue la evolución de tres halos de materia oscura cuya distribución espacial reproduce la de las tres galaxias principales del Grupo Local: La Vía Láctea (MW), Andrómeda (M31) y el Triángulo (M33). Este Grupo Local simulado consiste en una resimulación de una región aproximadamente esférica de $\sim 2,74$ Mpc de radio en *redshift* $z = 0$, la que se encuentra adentro de una caja de ~ 88 Mpc de lado. Esta región esférica fue resimulada utilizando ~ 53 millones de partículas de materia oscura de masa $3,48 \times 10^5 M_\odot$ e igual número de partículas de gas de masa $6,05 \times 10^4 M_\odot$. Las estrellas se modelaron como partículas no colisionales de masa $3,03 \times 10^4 M_\odot$, creadas por las partículas de gas según prescripciones de Springel & Hernquist (2003). La simulación adopta parámetros cosmológicos consistentes con WMAP-3 (Spergel et al. 2007) y fue evolucionada con el código GADGET-2 (Springel 2005). La simulación, además de recetas para la formación estelar, incluye un fondo de radiación UV que evoluciona (Haardt & Madau 1996), *feedback* por supernovas y vientos galácticos isotrópicos de acuerdo a (Springel & Hernquist 2003). Referimos al lector interesado a (Gottloeber et al. 2010) para más detalles sobre la simulación.

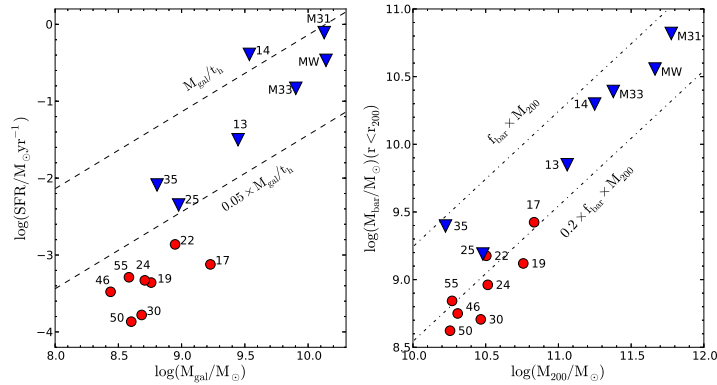


Figura 1. Tasa de formación estelar actual en función de la masa virial para las galaxias seleccionadas en este trabajo (panel izquierdo). Se distinguen dos grupos: (1) galaxias que han dejado de formar estrellas (círculos rojos) y (2) galaxias que continúan formando estrellas (triángulos azules). Ninguna de las galaxias que ha detenido su formación estelar ha retenido más del 20 % de sus bariones dentro del radio virial (panel derecho).

¹En general llamamos galaxias enanas a todas aquellas galaxias cuya masa estelar es menor que $10^{9,5} M_\odot$.

3. Resultados

En el panel izquierdo de la Fig. 1 se muestra la tasa de formaci3n estelar actual de las galaxias simuladas seleccionadas en este trabajo en funci3n de su masa estelar. Todas aquellas galaxias que hubieran formado, en promedio, durante toda la edad del universo t_h entre 0.05 y 1.0 masa solar por a1o, deberi3an situarse entre las dos curvas a trazos mostradas. Hay dos conjuntos de galaxias distintos. Por un lado hay galaxias enanas, con masas estelares menores que $10^9 M_\odot$ y que, en promedio, han formado muy pocas estrellas a lo largo de sus vidas (c3rculos rojos). Por otro lado, hay galaxias con masas estelares mayores que $10^9 M_\odot$ que contin3an formando estrellas (tri3ngulos azules). Ninguna de las galaxias que han detenido su formaci3n estelar ha sido capaz de retener m3s del 20% de sus bariones (panel derecho). Con 3sto uno estar3a tentado de pensar que la p3rdida de bariones observada en estas galaxias de baja masa es debida al *feedback* de supernovas y vientos gal3cticos. Sin embargo, hay galaxias, como la galaxia 35, de masa virial² similar a la masa virial de las galaxias que han dejado de formar estrellas pero cuya tasa de formaci3n estelar es ~ 50 veces mayor. Adem3s, a pesar de tener su masa virial comparable a otras enanas que han perdido la mayor3a de sus bariones, la galaxia 35 posee pr3cticamente todos sus bariones intactos. 3Cu3al es la raz3n por la que se observa 3sto?.

A medida que el Grupo Local se forma, la materia ligada a 3l colapsa hacia estructuras altamente no esf3ricas tales como filamentos y panqueques. Estas estructuras barren un gran volumen del espacio, llev3ndose por delante en su camino muchas galaxias. La velocidad relativa entre las galaxias y esta red c3smica ($\sim 350 \text{ km s}^{-1}$) produce un escenario propicio para que la presi3n de barrido³ que ejercen las estructuras de la red c3smica sobre las galaxias que son atravesadas por ella sea efectiva⁴. Las galaxias de baja masa, que no tienen un potencial suficiente para resistir esta interacci3n, quedan despojadas de su gas y eventualmente detienen su formaci3n estelar. En nuestra simulaci3n, el contenido bari3nico de muchas galaxias ha sido significativamente afectado debido a la interacci3n de la red c3smica. En la Fig. 2 se muestra justo el momento posterior al pasaje de las galaxias 17, 22, 24, 30, 46 y 50 por un panqueque de la red c3smica. Es evidente la corriente de gas perdido por cada galaxia que queda a su paso, en direcci3n opuesta a su movimiento, lo que es una caracter3stica de la presi3n de barrido. Todas estas galaxias presentan como caracter3sticas comunes la baja tasa de formaci3n estelar y la deficiencia de bariones. Galaxias enanas, como ser la galaxia 35, no interactuaron con la red c3smica a lo largo de sus vidas. Esta es la raz3n por la que, a pesar de tener la misma masa virial que otras galaxias que han cesado su formaci3n estelar, a3n posee suficiente gas para continuar formando estrellas en la actualidad. Un an3lisis m3s detallado de esta interacci3n puede verse en (Benitez-Llambay et al. 2012).

²Definimos la masa virial como la masa encerrada en una esfera cuya densidad es 200 veces la densidad cr3tica del universo.

³Con el t3rmino "presi3n de barrido"nos estamos refiriendo al t3rmino en ingl3s *ram pressure*.

⁴En realidad tambi3n es importante la densidad relativa entre los medios gaseosos.

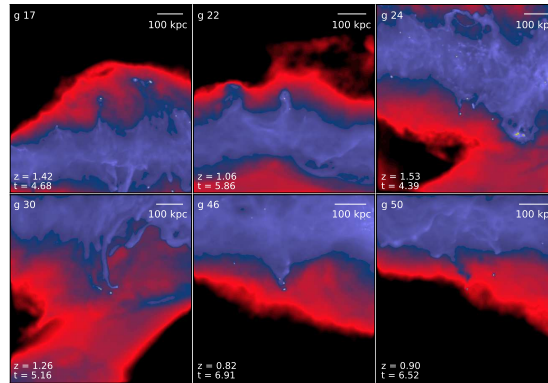


Figura 2. En los distintos paneles se muestra la distribución de gas en las cercanías de cada galaxia justo despues de la interacción con la red cósmica. En la parte superior derecha de cada panel se muestra una barra cuya longitud corresponde a 100 Kpc comóviles. Las regiones más densas se muestran con tonos violetas en tanto que las regiones de menor densidad se muestran con tonos rojos.

4. Discusión

La remoción de gas debido a interacciones con la red cósmica en gran escala es el resultado del colapso, casi simultáneo, de estructuras de distintas escalas. En otras palabras, a medida que las galaxias enanas se forman, el colapso del Grupo Local ya ha comenzado, formando filamentos y panqueques. Esto produce un escenario propicio para que las interacciones hidrodinámicas entre los bariones de estas estructuras de escalas diferentes sean importantes. Las velocidades relativas y los contrastes de densidad típicos observados en la simulación que hemos analizado en este trabajo nos permiten asegurar que la presión de barrido que sufren las galaxias enanas es realmente efectiva. A pesar de que aún no podemos responder cuál es la importancia real que tendría este efecto fuera de un sistema tipo Grupo Local, creemos de que la remoción de gas debido a las interacciones con la red cósmica en gran escala es un ingrediente crucial en las historias de formación estelar de las galaxias enanas y que, hasta ahora, no se ha tenido en cuenta en los modelos de formación de las galaxias enanas.

Referencias

- Benitez-Llambay A., et al., 2012, ArXiv e-prints
 Benson A. J., et al., 2003, ApJ, 599, 38
 Bullock J. S., Kravtsov A. V., Weinberg D. H., 2000, ApJ, 539, 517
 Gottloeber S., Hoffman Y., Yepes G., 2010, ArXiv e-prints
 Spergel D. N., et al., 2007, ApJS, 170, 377
 Springel V., 2005, MNRAS, 364, 1105
 Springel V., Hernquist L., 2003, MNRAS, 339, 289

PRESENTACIÓN ORAL

Relaciones fundamentales de la población de galaxias de tipo temprano del cúmulo de Antlia

J.P. Calderón^{1,2}, L.P. Bassino^{1,2}, S.A. Cellone^{1,2}, A.V. Smith Castelli^{1,2}
& J.P. Caso^{1,2}

(1) CONICET e Instituto de Astrofísica de La Plata (CCT La Plata, CONICET-UNLP)

(2) Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata

Abstract. We present the results of a study of more than 100 early-type galaxies in Antlia Cluster, that span from giant ellipticals to dwarf ellipticals, covering a magnitude range of 11 magnitudes ($M_{V_T} = -22$ to -11). We perform surface photometry of these galaxies, and their total magnitudes, surface brightnesses and radii are determined on the basis of the Sérsic law fits. Finally, the fundamental relations between them are analyzed.

Resumen. Se presentan los resultados de un estudio de más de 100 galaxias de tipo temprano del cúmulo de Antlia, que abarca desde elípticas gigantes hasta elípticas enanas, cubriendo un rango de 11 magnitudes ($M_{V_T} = -22$ a -11). Se realiza fotometría superficial de tales galaxias y se determinan sus magnitudes totales, brillos superficiales y radios en base a ajustes de la ley de Sérsic. Finalmente, se analizan las relaciones fundamentales entre los mismos.

1. Introducción

El cúmulo de Antlia ($d \sim 35$ Mpc) posee una gran diversidad de galaxias, pero carece de un relevamiento fotométrico completo. El primer estudio realizado corresponde al catálogo fotográfico de Ferguson & Sandage (1990), que contiene 375 galaxias, a las que asignan membresía mediante criterios morfológicos. Hemos podido confirmar que la mayoría de las galaxias cuya membresía indicaba alta probabilidad de ser miembro del cúmulo, han sido confirmadas como tales mediante las velocidades radiales medidas con espectros de GMOS-GEMINI (Smith Castelli et al. 2008).

La zona central del cúmulo consta de dos subestructuras dominadas por las galaxias elípticas gigantes (gE): NGC 3268 y NGC 3258. Como parte del estudio detallado de la población de galaxias de este cúmulo, se presentan las relaciones fundamentales definidas por las propiedades de las galaxias de tipo temprano, i.e. NGC 3258 (gE), lenticulares (S0s), E compactas (cEs), E normales y E enanas (dEs), incluyendo cinco nuevas dEs no catalogadas previamente. Se incluye además un análisis del efecto del *seeing* en la determinación de sus

perfiles de brillo superficial. Resultados previos, referidos solamente a las dEs, fueron presentados en Calderón et al. (2011).

2. Material observacional y perfiles de brillo superficial

Se cuenta con imágenes de cuatro campos obtenidas por la cámara MOSAIC (mosaico de 8 CCDs) acoplada al telescopio Blanco de CTIO (Chile), en los filtros C y T_1 del sistema de Washington. La cámara posee una escala de $0.27''$ por píxel y un campo de $36' \times 36'$. La reducción se realizó con el paquete *mscred* de IRAF, obteniéndose finalmente una única imagen por filtro para cada campo. Los 4 campos se muestran en la figura 1.

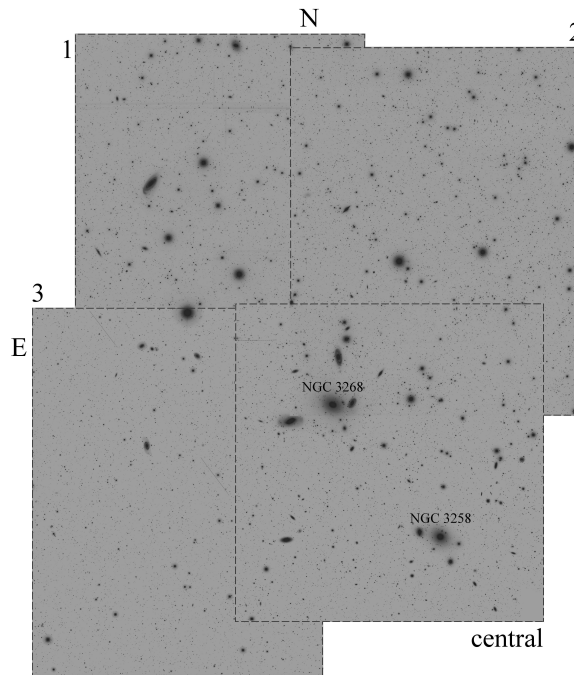


Figura 1. Mapa de los cuatro campos obtenidos con la cámara MOSAIC. Las denominaciones son campo 1, 2, 3 y central. Se identifican las dos galaxias dominantes.

Los perfiles de brillo de las 109 galaxias estudiadas se obtuvieron mediante la tarea *ellipse* complementadas a otra serie de procesos en IRAF, que se desarrollaron con este propósito. Se determinaron brillo superficial efectivo, radio efectivo e índice de Sérsic (μ_e , r_e , n) ajustando un perfil de Sérsic (Sérsic 1968), dado por

$$\mu(r) = \mu_e + 1.0857 b_n \left(\frac{r}{r_e} \right)^{\frac{1}{n}}. \quad (1)$$

Las magnitudes integradas (M_{T_1}) se calcularon integrando hasta infinito los perfiles anteriores y fueron transformadas al filtro V mediante las relaciones de

Fukugita et al. (1995), a fin de facilitar la comparación con otros autores. En los ajustes de los perfiles no se tuvo en cuenta el primer segundo de arco central y el residuo siempre fue menor a 0.5 mag. Para las galaxias de la muestra saturadas en el centro, se realizó una composición de perfiles, utilizando imágenes de larga exposición para la zona externa e imágenes similares pero de corta exposición para la zona central.

Para estimar el efecto del *seeing* (Gavazzi et al. 2005) en los perfiles de brillo de los distintos tipos de galaxias tempranas, construimos una serie de imágenes ficticias y agregamos galaxias modeladas con $r_e = 5''$ e índices de Sérsic n entre 0.5 y 4. Estas galaxias fueron convolucionadas con gaussianas de FWHM (σ) entre $0.5''$ y $10''$, y se agregó a las imágenes un nivel de cielo similar al de las reales. La medición de esta serie de galaxias ficticias se realizó de la misma forma que las galaxias de la muestra. En la figura 2(a) se grafica la correlación entre r_e/σ y n : las líneas continuas corresponden a las galaxias ficticias. Se observa que para $n < 2$, el efecto del *seeing* es despreciable. La mayor parte de las galaxias de la muestra poseen $n < 2$, las restantes con $n > 2$, no se ubican en valores pequeños de r_e/σ , excepto la cE en $r_e/\sigma \approx 0$. En base a estas simulaciones, se justifica desestimar el efecto de *seeing* en los perfiles de brillo superficial. La línea vertical punteada representa el valor que resulta para el FWHM típico de las imágenes MOSAIC ($\sigma = 0.945''$).

3. Discusión

Las galaxias de tipo temprano estudiadas representan $\gtrsim 50\%$ de la población de galaxias de este tipo en el cúmulo de Antlia. Se presentan a continuación las relaciones fundamentales obtenidas para las mismas.

La figura 2(b) muestra la relación r_e vs. M_{V_T} , donde las dEs siguen un comportamiento lineal, mientras que el resto (la gE NGC 3258, Es, cEs y S0s) muestran una relación de mayor pendiente. Se han superpuesto los ajustes de de Rijcke et al. (2009): $\log(r_e) \propto -0.07M_V$ para dEs (recta roja) y $\log(r_e) \propto -0.25M_V$ para Es brillantes (recta azul). En la figura 2(c) se grafica μ_e vs. M_{V_T} . Se observa que las galaxias dE siguen una secuencia bien definida, mientras que, en acuerdo con las sugerencias de Kormendy et al. (2009), las galaxias gE, Es, S0s y cEs parecerían ubicarse sobre una recta de pendiente casi ortogonal a la anterior. En la figura 2(d) se observa que las dEs poseen $r_e \approx 1$ kpc, mientras que las cEs se ubican apartadas del resto, con menores r_e .

Referencias

- Calderón J. P., et al., 2011, Actas de las Segundas Jornadas de Astrofísica Estelar, pp 70–75
 de Rijcke S., et al., 2009, MNRAS, 393, 798
 Ferguson H. C., Sandage A., 1990, ApJ, 100, 1
 Fukugita M., Shimasaku K., Ichikawa T., 1995, PASP, 107, 945
 Gavazzi G., et al., 2005, A&A, 430, 411
 Kormendy J., et al., 2009, ApJS, 182, 216
 Sérsic J. L., 1968, Atlas de galaxias australes, Obs. Univ. Nac. de Córdoba, Argentina
 Smith Castelli A. V., et al., 2012, MNRAS, 419, 2472
 Smith Castelli A. V., et al., 2008, MNRAS, 391, 685

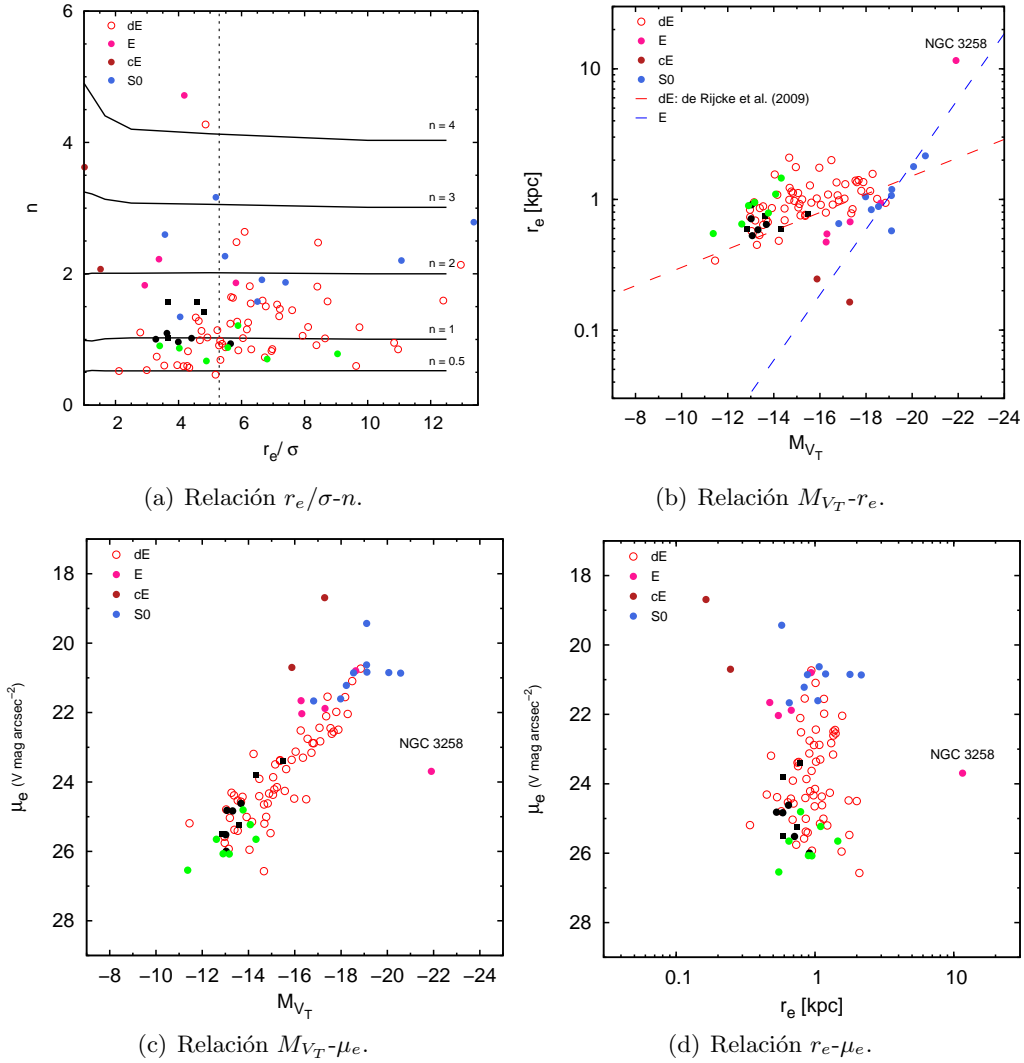


Figura 2. (a) comparación de la relación r_e/σ y n entre las galaxias de la muestra y las ficticias (ver sec. 2.). (b), (c) y (d): relaciones entre los parámetros de las galaxias de la muestra. Los puntos verdes representan nuevas dEs candidatas a miembro del cúmulo (Smith Castelli et al. 2012), mientras que todas las galaxias restantes son miembros espectroscópicamente confirmados o con alta probabilidad de ser miembro Ferguson & Sandage (1990).

PRESENTACIÓN MURAL

Nuevos resultados sobre la cinemática global y nuclear de NGC 253: movimientos no circulares y emisión en Br γ

J.A. Camperi¹, G.I. Gunthardt¹, R.J. Díaz^{1,2}, M. P. Agüero^{1,2},
G. Gimeno³, P. Pessev³

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

(2) *ICATE, CONICET, Argentina*

(3) *GEMINI Observatory*

Abstract. Continuing with previous research (Camperi et al., BAAA, 54, 377, 2011), new heliocentric radial velocity distributions are presented for the nearby galaxy NGC 253, obtained from the ionized hydrogen recombination line H α . These distributions have been derived from long-slit spectroscopy for various position angles. It is also shown the heliocentric radial velocity distribution corresponding to part of the infrared data (ionized hydrogen recombination line Br γ) observed with the Phoenix spectrograph of the Gemini South Observatory. Sequential mapping with the long slit using this instrument will enable to study in detail the kinematics of the galaxy's core, which is strongly obscured by dust.

Resumen. Siguiendo con investigaciones previas (Camperi et al., BAAA, 54, 377, 2011), se presentan nuevas distribuciones de velocidades radiales heliocéntricas para NGC 253, obtenidas a partir de la línea H α de recombinación del hidrógeno ionizado. Las mismas se consiguieron por medio de la técnica de ranura larga para varios ángulos de posición. Se presenta además una distribución de velocidades radiales heliocéntricas correspondientes a parte de los datos infrarrojos (línea Br γ de recombinación de hidrógeno ionizado) observados con el espectrógrafo Phoenix del telescopio Gemini Sur. El mapeo secuencial con la ranura larga permitirá completar el campo de velocidades radiales y la curva de rotación para la región nuclear, no observable en el rango visible pues está fuertemente oscurecida por el polvo.

1. Introducción

La gran cantidad de energía radiada por muchos centros galácticos es uno de los puntos claves en el estudio de las galaxias y su evolución. Pese a los avances en este campo, muchos interrogantes siguen presentes hoy en día: ¿La acreción sobre el agujero negro central y la formación estelar violenta son simplemente fenómenos coevolutivos, o se relacionan de alguna forma simbiótica? ¿Cómo es la física detallada de los mecanismos que disparan la formación estelar violenta extendida en las regiones nucleares? ¿Cuál es la relación entre estos mecanismos de disparo y la evolución galáctica?

El principal desafío al confrontar estos interrogantes reside en el hecho de que la formación estelar violenta se detecta en estadios avanzados que no proveen suficientes pistas acerca de su origen, puesto que las indicaciones morfológicas del mecanismo de disparo son borroneadas en una escala de tiempo equivalente a unas pocas revoluciones del núcleo galáctico.

En el caso de NGC 253, su cercanía nos permite detectar un estallido de formación estelar violenta en sus inicios, en una etapa en la que aún es posible estudiar en detalle las asimetrías del potencial gravitatorio que han dado origen a la formación estelar violenta, antes de que la misma evolución del fenómeno y la veloz dinámica del centro galáctico las enmascaren (Díaz et al. 2010). A partir de nuestros datos proponemos la existencia de un agujero negro supermasivo fuera del centro cinemático del disco nuclear rico en gas como origen de la perturbación dinámica que desencadena la formación estelar violenta.

Existen numerosos trabajos observacionales acerca de NGC 253. Por ejemplo, el campo de velocidades del gas ionizado ha sido muestreado por Hlavacek-Larrondo et al. (2011) en gran escala (hasta un radio de 11 minutos de arco, equivalente a 8.5 kpc) con una resolución de 55 segundos de arco. Sin embargo no hay suficiente información acerca de la distribución espacial de velocidades del gas ionizado y de la componente estelar en el cuerpo central de la galaxia que permita ajustar un modelo detallado de masa. Es fundamental ligar nuestros datos cinemáticos de la región nuclear (que muestrean los 20'' de arco centrales a una resolución espacial de 0.2'') con la distribución global de masa. Por ello estamos muestreando el cuerpo principal de NGC 253 a través de la técnica de ranura larga secuencial usando observaciones de CASLEO que permiten alcanzar una resolución espacial de 2 a 3'' a lo largo de los 3' centrales. Hemos medido ya la velocidad radial del gas ionizado de la región intermedia de la galaxia (ver Camperi et al. 2011), y pretendemos realizar más observaciones hasta completar un campo de velocidad radial completo que ligue la cinemática global con la cinemática circunnuclear y así poder modelar en detalle la coevolución dinámica de la galaxia y el disco circunnuclear incluyendo el supuesto agujero negro descentrado.

2. Distribuciones de velocidades radiales del gas ionizado en la región intermedia y central de NGC 253

La noche del 5 de noviembre de 2009 se observó NGC 253 con el espectrógrafo Phoenix del telescopio Gemini Sur de 8 m de Cerro Pachón, Chile. Este espectrógrafo echelle tiene una resolución espectral de 50000 y un muestreo espacial de 0.085''. Se aplicó la técnica de ranura larga sobre la región central de NGC 253 ($\approx 14'' \times 14''$). El método observacional consistió en desplazar paralelamente la ranura, cubriendo esta región central, según un ángulo de posición $AP = 61^\circ$ (cercano al eje mayor de la galaxia- $AP = 50^\circ$). Una de estas posiciones de la ranura, que cruza por sobre dos zonas muy brillantes del disco nuclear fue elegida para obtener una curva de velocidades radiales heliocéntricas correspondiente a $AP = 61^\circ$, ajustando perfiles gaussianos a la línea de emisión $Br\gamma$ (Figura 1).

En octubre de 2009 se realizaron observaciones espectroscópicas con el espectrógrafo REOSC del telescopio de 2.15 m del CASLEO. Se empleó el modo de ranura larga (sin decker) y una red de difracción de 1200 l/mm. Se obtuvieron

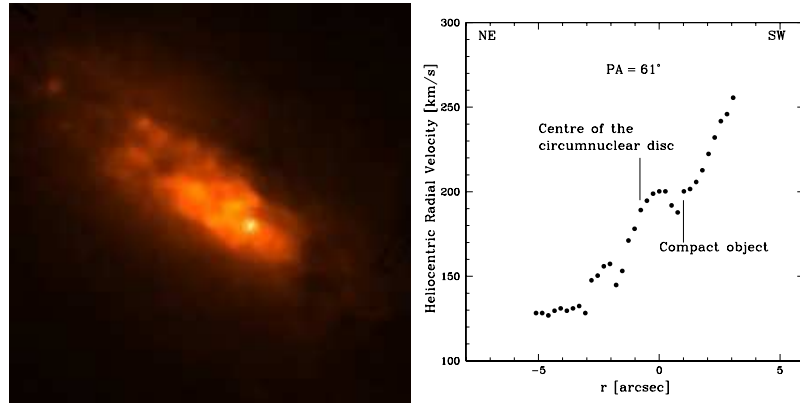


Figura 1. Izquierda: Imagen Phoenix (banda K) del campo estudiado en la región central de NGC 253 ($\approx 14'' \times 14''$ -N arriba; E a la izquierda). Derecha: distribución de velocidades radiales heliocéntricas de NGC 253 para $AP = 61^\circ$ conseguida con el espectrógrafo Phoenix del telescopio Gemini Sur. Las extracciones fueron espaciadas cada $0.25''$ e integran espacialmente $0.42''$.

velocidades radiales heliocéntricas para diversos ángulos de posición en la galaxia NGC 253 ajustando perfiles gaussianos a la línea de emisión $H\alpha$. Según Gaspar et al. (2013, este mismo número del Boletín), con la ranura de 4 píxeles (en la zona espectral de 22000 \AA , Phoenix) las velocidades de líneas de cielo con $S/N \sim 1$ presentan una desviación estándar $RMS = 2 \text{ km/s}$. En el caso de REOSC, las velocidades de líneas de cielo con $S/N \sim 5$ presentan un RMS de 8 km/s . En la Figura 2 se muestran las distribuciones de velocidades radiales correspondientes a la dirección $AP = 0^\circ$, $AP = 27^\circ$, $AP = 65^\circ$ y $AP = 160^\circ$. Se adicionan así cuatro nuevos AP a los cuatro previamente presentados en Camperi et al. (2011), con lo que ya se dispone de una considerable cobertura propia del campo de velocidades de NGC 253. Esto nos permitirá separar con precisión los flujos radiales de gas con respecto al movimiento circular. En dos de los AP presentados aquí se revela la presencia de una componente de flujo saliente en la emisión de $H\alpha$, principalmente en dirección sureste, aunque más extendida radialmente que lo reportado previamente por Westmoquette et al. (2011).

3. Comentarios

Los datos de la región central de NGC 253 permitirán constreñir el caso de un agujero negro supermasivo dentro de un disco de formación estelar circunnuclear con un detalle espectroscópico sin precedente. El análisis preliminar de los datos muestra que no hay evidencia de una fuente compacta asociada al centro del disco circunnuclear. El ángulo de posición ya reducido $AP = 61^\circ$, correspondiente a las observaciones de Phoenix, cruza el objeto más brillante a unos $4''$ al SW del centro de simetría global. El objeto más compacto que se puede ajustar al gradiente de velocidades observado está en el rango de $0.8 \times 10^6 M_\odot$ a $1.2 \times 10^6 M_\odot$, el cual es consistente con el ancho de la componente cinemática de la componente más ancha en la línea de emisión ($\sim 300 \text{ km/s}$) si se asume que corresponde a la

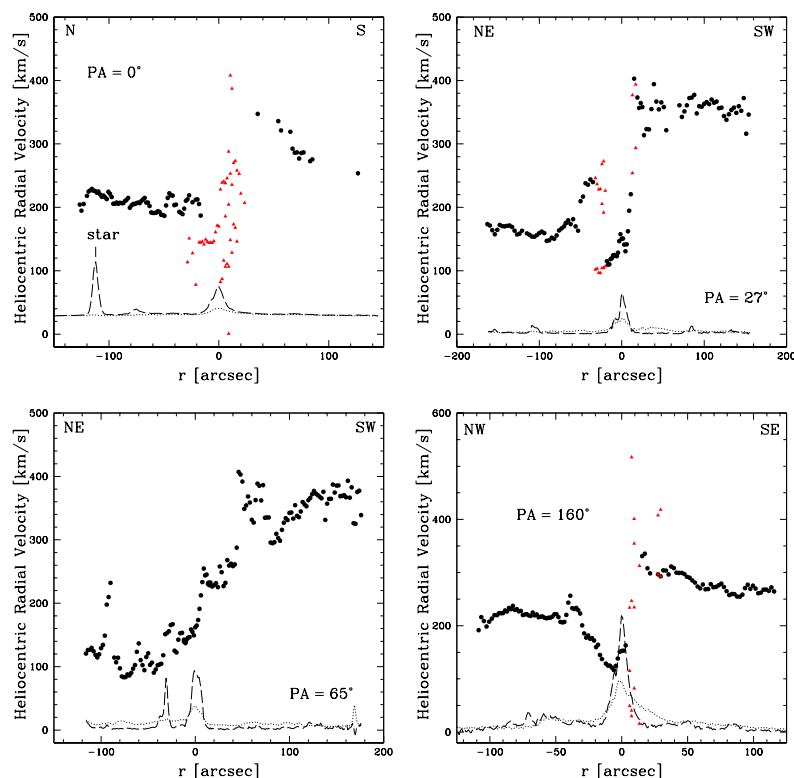


Figura 2. Distribuciones de velocidades radiales heliocéntricas para nuevos ángulos de posición de la galaxia NGC 253. En las figuras, los círculos corresponden a la componente más intensa de $H\alpha$ (cuando hay desdoblamiento) y los triángulos a las más débiles. Adicionalmente, se muestran los perfiles del continuo (línea de trazos) y de $H\alpha$ con el continuo sustraído (línea de puntos). Las escalas de estos perfiles son arbitrarias.

rotación dentro del elemento de resolución espacial (6 pc). El objeto más masivo, posiblemente un agujero negro supermasivo, estaría entonces fuera del centro de la galaxia y ubicado en el sector de mayor formación estelar del disco central.

Referencias

- Camperi, J. A., Gunthardt, G. I., Díaz, R. J., Agüero, M. P., Gimeno, G. & Pessev, P. 2011, *BAAA*, 54, 377
- Díaz, R. J., Mast, D., Gimeno, G., Dottori, H., Rodrigues, I., Agüero, M. P., Pessev, P. 2010, *Light Cores behind Dark Masks*, Galaxies and their Masks, Springer
- Gaspar, G., Díaz R. J., Gunthardt G., Agüero, M. P., Camperi, J. A., Gimeno G. 2013, *BAAA*, 55, en prensa.
- Hlavacek-Larrondo, J., Carignan, C., Daigle, O., de Denus-Baillargeon, M.-M., Marcellin, M., Epinat, B., Hernandez, O. 2011, *MNRAS* 411, 71
- Phoenix Spectrometer: <http://www.gemini.edu/?q=node/10239>
- Westmoquette, M.S., Smith L. J. & Gallagher III, J. S. 2011, *MNRAS*, 414, 3719

PRESENTACIÓN MURAL

Study of compact objects in the Antlia cluster: globular clusters and ultra-compact dwarfs

J.P. Caso¹, L.P. Bassino¹, T. Richtler², F.R. Faifer¹, A.V. Smith
Castelli¹ and J.P. Calderón¹

(1)Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de la Universidad Nacional de La Plata, and Instituto de Astrofísica de La Plata (CCT La Plata – CONICET, UNLP), Paseo del Bosque S/N, B1900FWA La Plata, Argentina

(2)Departamento de Astronomía, Universidad de Concepción, Casilla 160–C, Concepción, Chile

Abstract. We present preliminary results of the study of globular clusters associated with dwarf elliptical galaxies in the Antlia cluster. This study includes the selection of candidates and the analysis of their photometric properties. Their luminosities are compared with those of NGC 3258 ultra-compact dwarfs (UCDs).

Resumen. Se presentan resultados preliminares del estudio de cúmulos globulares asociados a galaxias elípticas enanas del cúmulo de Antlia. El mismo incluye la selección de candidatos y el análisis de sus propiedades fotométricas. Se comparan sus luminosidades con las de enanas ultra-compactas en NGC 3258.

1. Introduction

Globular clusters (GCs) are found around galaxies spanning a wide range of luminosities (e.g., Peng et al. 2008). These stellar systems are among the oldest in the Universe, and their study provides indications of the formation and evolution of galaxies. Globular cluster systems (GCSs) of dwarf elliptical galaxies (dEs) usually present only a few tens of members (e.g. Georgiev et al. 2010). Ultra-compact dwarfs (UCDs) are the brightest compact objects associated with galaxies. They may belong to the galaxy GCS, but their nature is not yet totally understood.

The Antlia galaxy cluster, located in the southern sky, is the nearest galaxy cluster after Virgo and Fornax. The central part of this cluster consists of two subgroups, each one dominated by a giant elliptical galaxy (gE) of similar luminosity, namely NGC 3258 and NGC 3268.

This work is part of the Antlia Cluster Project, devoted to the study of different stellar systems of this cluster (Smith Castelli et al. 2012; Caso et al. 2013, and references therein).

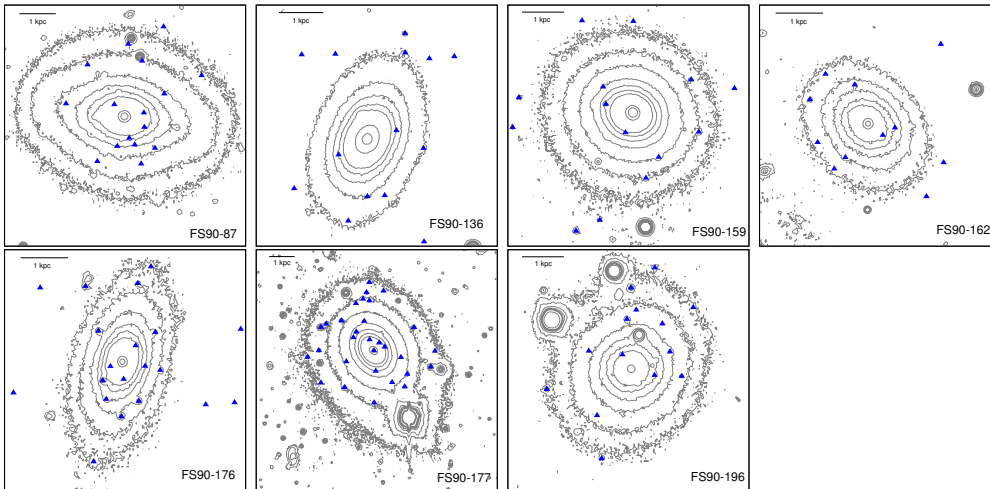


Figure 1. Projected spatial distribution of the GC candidates (blue triangles) around seven Antlia dEs, superimposed on their isophotal contours. North is up, East to the left.

2. Photometry and selection of GC candidates

Observational material consists of VLT – FORS1 (V,I) images. The luminosity profiles of the bright galaxies located close to the dEs were fitted using the task ELLIPSE within IRAF. Then galaxy models, generated with the task BMODEL, were subtracted from the image. This process was repeated three times, in an iterative way. In a similar way, the dEs luminosity profiles obtained by Caso et al. (2013) were then used to generate the respective models, which were also subtracted from the images. Finally, a ring median filter with an inner radius of $5''$ and an outer radius of $7''$ was used to eliminate any residual extended light.

A preliminary point source detection was made with SExtractor, and photometry was performed with DAOPHOT within IRAF, using a spatially variable point-spread function (PSF). The final point source selection was based on the χ and sharpness parameters from the ALLSTAR task. We refer to Bassino et al. (2008) for more details on the observations and the calibration equations applied to obtain colors and magnitudes in the standard system.

We selected as GC candidates those point sources with colors in the range $0.6 < (V - I)_0 < 1.5$ (e.g., Bassino et al. 2008). First, we performed a visual inspection of the GC projected spatial distributions in the neighbourhood of the dEs. The GC sample around each dE was limited to $20''$ or less from the center of that dE. At the Antlia distance, this corresponds to a radii of ≈ 3.4 kpc, which is in agreement with the maximum galactocentric distance for dE GCs in other systems (e.g., Georgiev et al. 2009). The dEs are identified by their FS90 designations in the Ferguson & Sandage (1990) catalog.

Most of the dEs are located in the vicinity of gEs, superimposed on their own GC systems. This makes it difficult to obtain an accurate background estimation. We selected background regions as rings around each dE.

3. Results

Figure 1 shows the projected spatial distribution of GC candidates around the seven dEs in our sample. The isophotal contours of the dEs correspond to 75, 50, 25, 20, 15, 10, 5 and, when possible, 2.5 and 1 percent of the peak value. Almost all the GC candidates lie within the 1%–contour.

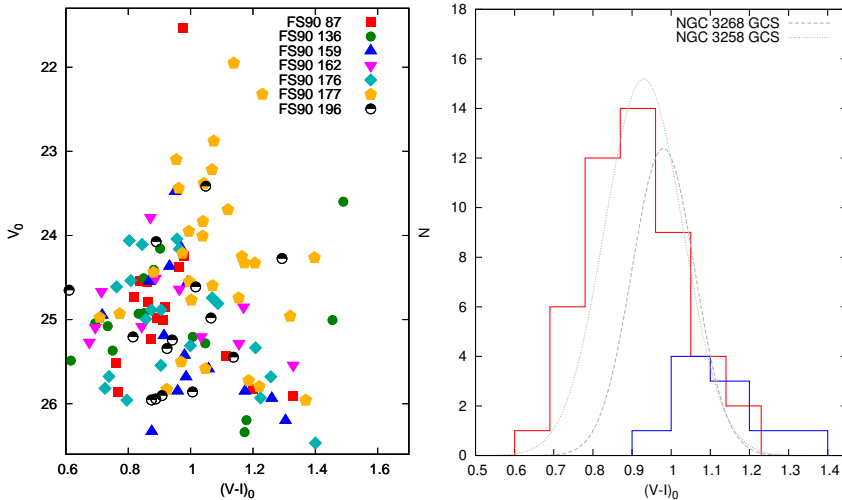


Figure 2. **Left panel:** CMD diagram for the GC candidates around the seven dEs. **Right panel:** Background-corrected color distribution for FS90-177 (blue histogram), and for the other six galaxies together (red histogram). For comparison, the grey lines show gaussian fits to the blue GCs in NGC 3268 (dashed) and NGC 3258 (dotted), arbitrarily scaled (Bassino et al. 2008).

The left panel of Figure 2 shows the joint color-magnitude diagram (CMD) for GC candidates around the seven dEs. Assuming a typical color limit between blue and red GCs, $(V - I)_0 \approx 1.05$, the GC candidates around Antlia dEs seem to be mainly blue, in agreement with previous results (e.g. Beasley et al. 2006; Peng et al. 2006; Georgiev et al. 2009). The GCs around FS90-177 (orange pentagons) seem to be redder and brighter than the rest of the GC candidates. It should be noted that this galaxy is the brightest one in our sample (Caso et al. 2013), which is located very close, in projection, to NGC 3268. In this sense, Bassino et al. (2008) found that the NGC 3268 GCS appears to be redder than the one of NGC 3258. Then, we used individual background regions to obtain a clean CMD. This was accomplished by deleting in the CMD space, the GC candidate located nearest to each object in the background sample. The objects in the clean samples are fainter than $V = 24$ mag, except the FS90-177 system, whose magnitude limit is $V = 22.8$ mag. If we assume an Antlia moduli of $(M - m) = 32.73$ mag (Dirsch et al. 2003), these values correspond to $M_V = -8.7$ mag and $M_V = -9.9$ mag, respectively.

In the right panel of Figure 2 we present the background-corrected color distribution for the FS90-177 GCs (blue histogram) and for the GCs in the other six dEs (red histogram). For comparison purposes, the grey lines indicate the gaussian fit to blue GCs in NGC 3268 (dashed) and NGC 3258 (dotted) obtained

by Bassino et al. (2008). It is clear from the figure that the FS90-177 GCs are redder than the other ones. This could be due either to intrinsic properties of the GCs associated with this galaxy, or to a strong contamination by the NGC 3268 GCS, or to a mix of these two possibilities. The red histogram seems to be unimodal, without red GCs. The resemblance of this latter histogram to the color distribution of NGC 3258 and NGC 3268 blue GC populations, points to the accretion of dwarf galaxies as the most plausible process in the assembly of metal-poor GCs (Cote et al. 1998; Hilker et al. 1999; Peng et al. 2008). The GC candidates in our dEs sample are fainter than blue UCDs (i.e., $(V - I)_0 < 1.05$) around NGC 3258, whose brightest member has $M_V \approx -11.6$ mag (Caso et al. 2013).

Because the obtention of the exact specific frequencies (S_N) would need knowledge of the photometry completeness, we therefore give rough estimates only. If we assume that the luminosity function (LF) of GCs in dEs is similar to that of brighter galaxies, a turn-over magnitude (TOM) in the V-band of $M_{TOM} = -7.4$ mag, corresponds at our adopted distance to an apparent magnitude of $V = 25.3$ mag. If we estimate the GC population doubling the number of background-corrected GCs brighter than this magnitude, and assume the dEs magnitudes from Caso et al. (2013), the S_N ranges between 1.3 and 5.5. These values are in agreement with those in the literature (e.g., Peng et al. 2008; Georgiev et al. 2010).

If we assume that LFs of GCs in dEs are not drastically different from those of GCs in brighter ellipticals, it is unlikely that small GCSs like dE ones could be the origin of blue UCDs. Then, other processes should rule the existence of NGC 3258 blue UCDs, e.g., the accretion of richer GCSs, associated with intermediate-mass galaxies or a different origin, unrelated to the GCS (Caso et al. 2013).

4. Summary

We present preliminary results of the study of Antlia dEs GCSs. In all cases, the GCSs contain only a few objects. GC candidates are mainly blue, and their color distribution is similar to that of the metal-poor GC population of Antlia gEs. Rough estimations of S_N are in agreement with previous values from the literature.

References

- Bassino L. P., Richtler T., Dirsch B., 2008, MNRAS, 386, 1145
 Beasley M. A., et al., 2006, AJ, 131, 814
 Caso J. P., et al., 2013, MNRAS, 430, 1088
 Cote P., Marzke R. O., West M. J., 1998, ApJ, 501, 554
 Dirsch B., Richtler T., Bassino L. P., 2003, A&A, 408, 929
 Ferguson H. C., Sandage A., 1990, AJ, 100, 1
 Georgiev I. Y., et al., 2010, MNRAS, 406, 1967
 Georgiev I. Y., et al., 2009, MNRAS, 392, 879
 Hilker M., Infante L., Richtler T., 1999, A&AS, 138, 55
 Peng E. W., et al., 2006, ApJ, 639, 95
 Peng E. W., et al., 2008, ApJ, 681, 197
 Smith Castelli A. V., et al., 2012, MNRAS, 419, 2472

PRESENTACIÓN ORAL

Properties of group galaxies at void walls: color, star formation activity and surface brightness

L. Ceccarelli^{1,2}, R. Herrera-Camus³, D. G. Lambas^{1,2}, G. Galaz⁴ & N. D. Padilla⁴.

¹ *IATE, CONICET, Argentina.*

² *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina.*

³ *Department of Astronomy, University of Maryland, College Park, MD 20742, USA.*

⁴ *Departamento de Astronomía y Astrofísica, Pontificia Universidad Católica de Chile, Santiago, Chile.*

Abstract. We study the relative abundance of galaxies at void walls in the SDSS DR7. We focus on galaxies of similar luminosity in equal local density environments. This analysis allows to distinguish the effect of the large-scale environment defined by the void geometry on galaxy. We compare galaxy fractions in the field, and in the void walls; the latter are defined as the volume of void shells of radius equal to that of the void. We find an increment of the fraction blue and active star-forming galaxies at void walls whereas there is a decrement of the fraction of active star-forming LSBGs, in equal mass groups at the void walls and the field. We argue that these results are consistent with a scenario where LSBGs with strong star formation activity at the void walls are fueled by gas from the expanding void regions. This process could lead to LSBG to HSBG transformations.

Resumen. En este trabajo se estudia la abundancia relativa de galaxias en las paredes de voids en el SDSS DR7. Con el propósito de analizar el efecto del entorno a gran escala dado por las paredes de los voids se utilizan galaxias con luminosidades comparables y densidades locales similares. Se comparan fracciones de galaxias en el campo y en las paredes de los voids y se encuentra un incremento en la fracción de galaxias azules y con formación estelar, en tanto que, se observa una disminución de LSBGs con formación estelar activa en grupos de igual masa en las paredes de los voids. Estos resultados son consistentes con un escenario donde las LSBGs con formación estelar intensa, que se encuentran en las paredes de los voids, reciben gas proveniente del interior de los voids en expansión. Este proceso puede ocasionar una transformación de LSBG a HSBG.

1. Galaxies at void walls

We perform a statistical study of group galaxies in void wall and in the field in the SDSS, ensuring that their local environments traced by the mass of their host groups is the same, and analysing the fraction of blue, star-forming, LSB and

HSB galaxies in equal local environments given the well known dependence on luminosity/stellar mass and local density (Balogh et al. 2004, Dekel & Birnboim 2006).

1.1. Data samples

The galaxies studied in this work were extracted from the Main Galaxy Sample (Strauss et al. 2002) of the Sloan Digital Sky Survey data release 7 (SDSS DR7). For a description of our sample selection criteria see Galaz et al. (2011). We use the surface brightness $\mu_0(B) = 22.5 \text{ mag arcsec}^{-2}$ as the surface brightness cut to distinguish between LSB and HSBGs. We use a volume-limited sample of galaxies having $z \leq 0.1$ and $M_r \geq -19.7$. We use the galaxy group catalogue of Zapata et al. (2009) in order to characterize the local environment of the galaxies in our samples. We apply a void finding algorithm to our volume limited sample of SDSS DR7 galaxies (Ceccarelli et al. 2006). Our resulting sample, containing 184 voids, is restricted to radii within the range 8 to $20h^{-1}\text{Mpc}$. We use the normalized void-centric distance (d/r_{void}) and define the void walls by the range $0.9 < d/r_{\text{void}} < 1.2$.

1.2. Color and star formation of galaxies in groups

Given that the well-known dependence of galaxy properties on luminosity and local density, we study galaxies with similar luminosity in equal mass groups. This procedure should help to disentangle the relative weights of large scale (void walls) and local effects (group) on galaxy properties and allows an analysis of the properties of galaxies at void walls and a proper comparison to similar galaxies beyond the void walls. We use k-corrected $u - r$ colors (to $z = 0.1$) and the parameter *eclass* to classify the galaxies. *eclass* ranges from -0.35 to 0.5 corresponding to the sequence of passive to strongly star forming galaxies. The upper left (right) panels in Fig. 1 show the mean virial mass of selected groups containing at least 1 blue (red) galaxy. As can be seen the mean virial mass of the samples shows similar values over the full range of distances. This assures that, on average, the local environments of our sample galaxies remain similar across the void walls. The lower left (right) panel in Fig. 1 shows the mean r-band absolute magnitude for blue (red) group galaxies and as can be seen the mean luminosity of group galaxy samples is nearly constant in the void walls and in the field. Thus, differences in the properties of galaxies should mainly be related to the astrophysical effects associated to the special star formation history of galaxies which today reside within void walls and the field.

We analyse the relative fraction of galaxies in groups at different distances from void centres, taking into account their k-corrected $u - r$ colors (to $z = 0.1$) and star formation rate. The results are shown in Fig. 2(a), where left (right) panel corresponds to the relative fraction of blue, $u - r < 2.2$, (red, $u - r > 2.2$) galaxies in groups. It can be noticed that at the void walls the fraction of blue galaxies increases (left panel), whereas there is a drop in red galaxies fraction (right panel), at a fixed local density. We have also examined the star formation activity of these galaxies at void walls through the *eclass* parameter. We have considered a division into passive and star forming galaxies with the *eclass* threshold = -0.1. In the left (right) panel of Fig. 2(b) we show the fraction of active (passive) star-forming galaxies for group galaxies. As can be seen, we find an increment in the fraction of star-forming galaxies at walls in comparison

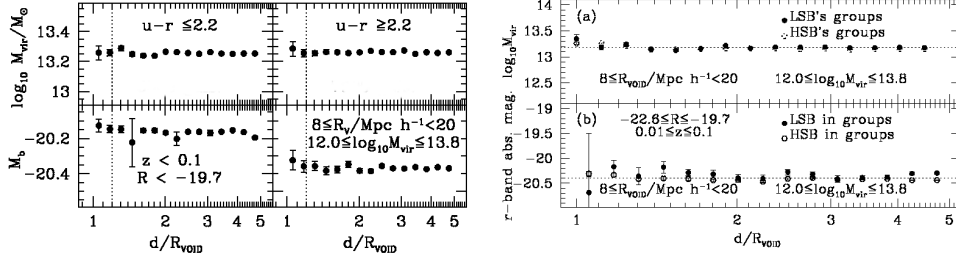
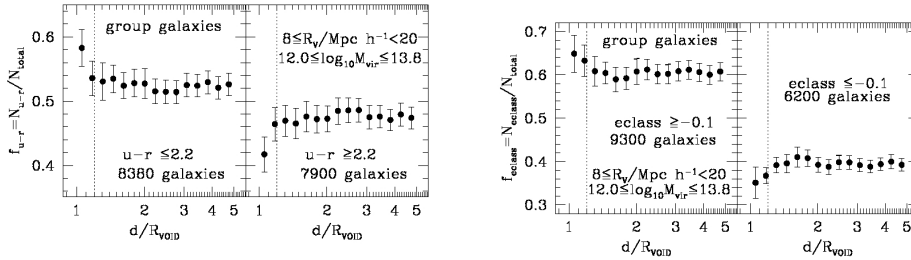


Figure 1. *Left:* Upper left (right) panel: Median virial masses for selected groups hosting at least one blue (red), galaxy. Lower left (right) panel: Median absolute magnitude of blue (red) galaxies in groups. *Right:* Median virial masses for selected groups hosting at least one red, $u-r \geq 2.2$, galaxy (upper panel). Median absolute magnitude of red galaxies in groups (lower panel). Void radii are in the range $8 h^{-1} \leq R_V < 20 h^{-1} \text{Mpc}$ and group virial masses within $10^{12.0}$ and $10^{13.8} M/M_\odot$.

to the field. This is consistent with the relative changes in the fractions of blue and red galaxies of Fig. 2(a).



(a) Left: Fraction of blue, $u-r \leq 2.2$, galaxies. Right: Fraction of red, $u-r \geq 2.2$, galaxies.

(b) Left: Fraction of star-forming, $e_{\text{class}} \geq -0.1$, galaxies. Right: Fraction of non star-forming, $e_{\text{class}} \leq -0.1$, galaxies.

Figure 2. Relative fractions of group galaxies as a function of normalized void-centric distance. Void radii are in the range $8 h^{-1} \leq R_V < 20 h^{-1} \text{Mpc}$ and group virial masses within $10^{12.0}$ and $10^{13.8} M/M_\odot$. The dotted lines indicate the outer boundary of the void wall.

1.3. Surface brightness of galaxies in groups

Given that the distribution of LSB galaxies could exhibit a dependence on luminosity and local density, we study galaxies with similar luminosity in equal mass groups. We select group samples with equal distributions of virial masses and luminosity at different void-centric distances. The (a) right panel of Fig 1 shows the virial mass for star-forming galaxies, and the corresponding mean magnitude is shown in (b). As can be seen the mean virial mass of the samples shows similar values, and the luminosity of group LSBG and HSBG samples is nearly constant for galaxies over the full range of void-centric distances. This

assures that, on average, the local environments of our sample of LSBGs remain similar across the void walls.

We have examined the star formation activity of these LSB galaxies at void walls through the *eclass* parameter. In the left upper panel of Fig. 1.3. we show the fraction of star-forming galaxies for LSBGs in groups. As can be seen, we find a decrement in the fraction of star-forming galaxies at walls in comparison to the field. The fraction of star-forming HSB galaxies increases at the void walls (left lower panel of Fig. 1.3.).

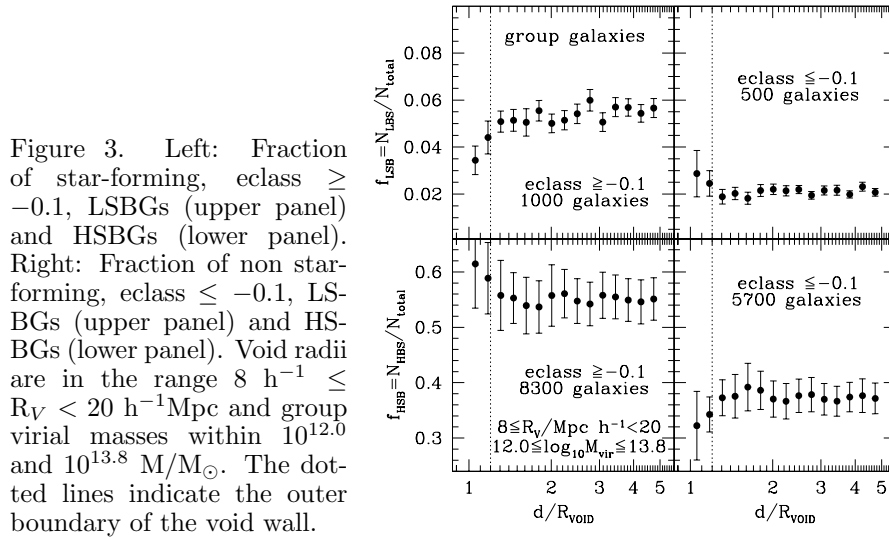


Figure 3. Left: Fraction of star-forming, *eclass* ≥ -0.1 , LSBGs (upper panel) and HSBGs (lower panel). Right: Fraction of non star-forming, *eclass* ≤ -0.1 , LSBGs (upper panel) and HSBGs (lower panel). Void radii are in the range $8 h^{-1} \leq R_V < 20 h^{-1} \text{Mpc}$ and group virial masses within $10^{12.0}$ and $10^{13.8} M/M_{\odot}$. The dotted lines indicate the outer boundary of the void wall.

1.4. Comments

We find an increment in the fraction of blue and star-forming galaxies, and a decrease of active star-forming LSBG fractions in groups at void walls. Given our careful selection procedure and tests of uniformity of the local environment of the galaxies in our samples, we conclude that the behaviour of fractions of blue, star-forming and LSB galaxies is an intrinsic property of void walls. We argue that this can be associated to the transformation of void-wall LSBGs into star-forming HSBGs possibly due to the gas arriving from the void interior as a consequence of void expansion (see Padilla et al. 2005, and Ceccarelli et al. 2006, for evidence suggesting that material from voids reaches walls).

References

- Balogh, Michael L.; Baldry, Ivan K.; Nichol, Robert; Miller, Chris; Bower, Richard; Glazebrook, Karl, 2004, ApJ, 615, 101.
 Ceccarelli L., Padilla N.D., Valotto C., Lambas D.G., 2006, MNRAS, 373, 1440.
 Dekel, A., & Birnboim, Y., 2006, MNRAS, 368, 2.
 Galaz G. Herrera-Camus R., Garcia-Lambas D., Padilla N. 2011, ApJ, 728, 74.
 Padilla, N. D.; Ceccarelli, L.; Lambas, D. G. 2005, MNRAS, 363, 977.
 Strauss M. A. et. al. 2002, AJ, 124, 1810.
 Zapata T., Perez J., Padilla N., Tissera P., 2009, MNRAS, 394, 2229

PRESENTACIÓN ORAL

Effects of ram pressure and tidal stripping on the properties of cluster galaxies

S. A. Cora^{1,2}, T. E. Tecce^{3,4,5}, N. D. Padilla^{3,4} & I. D. Gargiulo^{1,2}

(1) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de la Universidad Nacional de La Plata (UNLP)*

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

(3) *Departamento de Astronomía y Astrofísica, PUC, Chile*

(4) *Centro de Astro-Ingeniería, PUC, Chile*

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

Abstract. Environmental effects are known to influence the properties of satellite galaxies in both, low-redshift rich clusters and intermediate-density environments at $z > 0.5$. In this work, we present a new version of our semi-analytic model of galaxy formation SAG, which combines the effect of ram pressure stripping (RPS) on the cold gas disc of galaxies, developed in a previous work, with the gradual removal of the hot gas halo via the combined effect of RPS and tidal stripping (TS) when galaxies become satellites. This latter process allows a better agreement with observations of the fraction of red satellite galaxies that, in general, is overestimated by semi-analytic models that assume an instantaneous stripping of the hot gas halo.

Resumen. Es sabido que los efectos del ambiente afectan las propiedades de galaxias satélites, tanto en cúmulos a bajo redshift como las de ambientes de densidad intermedia a $z > 0,5$. En este trabajo, presentamos una nueva versión de nuestro modelo semi-analítico de formación de galaxias SAG, que combina el efecto de presión de barrido del disco de gas frío de las galaxias, desarrollado en un trabajo anterior, con la remoción gradual del halo de gas caliente a través del efecto combinado de presión de barrido y fuerza de marea cuando las galaxias se convierten en satélites. Este último proceso permite alcanzar un mejor acuerdo con valores observados de la fracción de galaxias satélites rojas, la cual es generalmente sobreestimada en modelos semi-analíticos que consideran que el halo de gas caliente se pierde instantáneamente.

1. Introduction

Galaxy properties depend on the environment in which they reside. High-density regions in the local Universe such as groups and clusters host mainly early-type galaxies, characterized by lower levels of star formation (SF) than field galaxies (mostly of late-type). This is evidenced by the well known morphology-density relation (Dressler 1980) and the star formation rate (SFR)-density rela-

tion (Gómez et al. 2003). The sum of the SFR of all galaxies in a system divided by the system's total mass, $\Sigma(\text{SFR})/M$, is lower for systems of higher mass at all redshifts from $z \sim 0$ to $z \sim 0.9$, as shown by Popesso et al. (2012) in their analysis of *Herschel* observations.

The lower value of $\Sigma(\text{SFR})/M$ in cluster environments and its dependence with redshift can be thought of as evidence of the accelerated evolution experienced by galaxies following their accretion into more massive structures, either individually or in groups. Several processes which happen preferentially in high-density environments can remove gas from galaxies, thereby suppressing their SF and/or altering their morphology. Such processes, which affect satellite galaxies, are interactions between galaxies and mergers (harassment, e.g. Perez et al. 2006), complete removal of the hot diffuse gas halo of a galaxy after infall into a larger group (strangulation, e.g. Kawata & Mulchaey 2008), and the RPS of the cold gas in galactic discs as they move through the intracluster medium (ICM) (e.g. Tecce et al. 2010).

Semi-analytic models (SAMs) of galaxy formation and evolution constitute a powerful tool to understand the impact of different processes on galaxy properties. Although SAMs are able to reproduce several observed galaxy properties (e.g. luminosity function, black hole mass-bulge mass relation), they badly overproduce the number of low-mass red satellites (Kimm et al. 2009). This satellite overquenching problem is caused by strangulation, a process assumed in nearly all SAMs; thus, satellites exhaust their remaining cold gas reservoirs fairly quickly, becoming red and passive.

The presence of extended X-ray emission in a large fraction of near-IR bright, early-type galaxies in groups (Jeltema et al. 2008) and clusters (Sun et al. 2007) indicates that satellite galaxies can retain a significant hot gas halo even in dense environments. This observational evidence is supported by results from hydrodynamic simulations which show that hot gas halos of satellites survive for several orbits (McCarthy et al. 2008).

In this work we analyse the effect of the gradual removal of hot gas in satellite galaxies on the red fraction of these systems using the semi-analytic model SAG (Cora 2006; Lagos et al. 2008; Tecce et al. 2010) combined with non-radiative hydrodynamical simulations of galaxy clusters (Dolag et al. 2009). We consider 8 cluster-sized halos divided in two sets: 5 clusters with $M_{\text{vir}} \simeq 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$ (C14 clusters) and 3 clusters with $M_{\text{vir}} \simeq 10^{15} h^{-1} M_{\odot}$ (C15 clusters).

2. Model and results

SAG includes a self-consistent approach for the estimation of RPS based on using the gas particles of the underlying simulations to obtain the kinematical and thermodynamical properties of the ICM. The ram pressure thus obtained is used to calculate the RPS of the hot gas using the condition given by McCarthy et al. (2008). The gas beyond a satellite-centric radius r_{sat} will be removed if $\rho_{\text{ICM}} v^2 > 2GM_{\text{sat}}(r_{\text{sat}})\rho_{\text{hot}}(r_{\text{sat}})/r_{\text{sat}}$, where ρ_{ICM} is the ambient ICM density at the current position of the galaxy, v the galaxy velocity relative to the ICM, ρ_{hot} is the density of the satellite's hot gas halo and M_{sat} is the total mass of the satellite (both baryons and DM).

We also consider the effect of TS as an additional mechanism contributing to the removal of hot gas; this requires well tracked satellite orbits. For those galaxies that still have a DM subhalo (type 1 galaxies) this is provided by the numerical simulation; an important improvement made in this implementation of SAG with respect to previous works is the calculation of the orbits of the satellites whose host DM subhalo mass falls below the simulation's resolution limit (type 2 galaxies). The radius which contains the bound mass of a DM subhalo is well described by the tidal radius $r_t = [M_{\text{sat}}/(2 - d \ln M/d \ln r)M_{\text{cen}}(< r)]^{1/3} r$ (Springel et al. 2008). For type 1 satellites, we set this tidal radius to that of its substructure. For type 2 satellites, starting with the last recorded value of subhalo DM mass, at each timestep of the orbit integration we determine the current value of r_t and assume that all satellite mass beyond it becomes unbound and can be removed by TS. Once a galaxy has lost all its hot gas by TS or RP, cold gas is removed from the galaxy disc if the ICM pressure exceeds the gravitational restoring force per unit area due to the gravity of the disc, $\rho_{\text{ICM}}v^2 \geq 2\pi G\Sigma_{\text{disc}}(R)\Sigma_{\text{cold}}(R)$. Σ_{disc} and Σ_{cold} are the surface densities of cold gas plus stars and cold gas of the disc, respectively. For exponential discs, RPS will remove from a galaxy all cold gas beyond a stripping radius $R_{\text{s,cold}} = -0.5R_d \ln(\rho_{\text{ICM}}v^2/2\pi G\Sigma_{0,\text{disc}}\Sigma_{0,\text{cold}})$, where R_d is the scalelength of both disc components, assumed to be the same for simplicity.

Fig. 1 compares the fractions of red galaxies (f_{red}) as a function of their magnitude M_r from three different versions of SAG applied to the two sets of galaxy clusters considered. In both cases, the model that assumes strangulation (SAG0, dashed line), overpredicts f_{red} with respect to observed values (filled circles with error bars) in the Virgo and Coma clusters, which are compared with results for C14 and C15 clusters, respectively. On the other hand, a model which considers that satellite galaxies keep their hot gas halo without any kind of stripping (SAGH, dotted line) clearly underpredicts f_{red} for low mass systems, since they have an excess of hot gas that is continuously being cooled resulting in significant SF activity even at low redshifts. The improved model that gradually removes hot gas through RPS and TS where galaxies may eventually be affected by RPS of the cold gas (SAGHTR, solid line) allows to achieve a better agreement with observations. The values of f_{red} are similar to those observed for galaxies in both types of clusters.

Both SAG0 and SAGHTR give similar results for galaxies in more massive clusters (C15), with f_{red} in good agreement with observed values. This indicates that strangulation is a reasonable approximation of environmental effects for massive systems. In the case of less massive clusters (C14), however, SAGHTR clearly gives a f_{red} in better agreement with observed values for massive galaxies ($M_r < -19$). Nevertheless, an excess f_{red} still remains for less massive galaxies, hinting that disruption of faint galaxies is not efficient, as also found by Weinmann et al. (2011). They use another SAM which also takes into account gradual removal of hot gas through RP and TS (Guo et al. 2011), but in which the excess of f_{red} is even larger than in our model. The consistency of our approach in estimating RP, and the improved calculation of satellite orbits lead to a better behavior of our model in this particular aspect.

Finally, we find that galaxies are almost unaffected by RPS of cold gas because of the lack of complete stripping of hot gas in most galaxies. This fact

calls for a redefinition of the conditions that allow the RPS of cold gas. SAGHTR improves the modelling of environmental effects on cluster galaxies, specially necessary for low-mass systems for which strangulation is a bad approximation, thus offering an excellent basis for the study of the evolution of the properties of galaxies and the ICM.

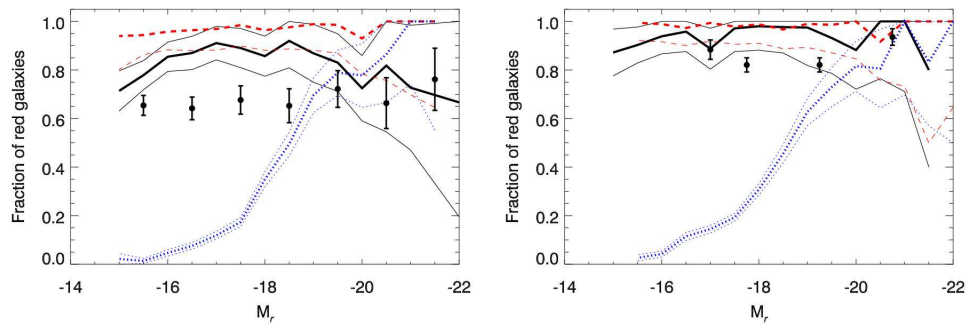


Figure 1. Fractions of red galaxies as a function of r -band absolute magnitude in simulated clusters C14 (left) and C15 (right) for three different versions of the model: SAG0 (dashed line), SAGH (dotted line) and SAGHTR (solid line). In all cases, thin lines denote $1\text{-}\sigma$ standard deviation around the mean. Predictions for C14 and C15 clusters are compared with the observed f_{red} for Virgo and Coma clusters, respectively (Weinmann et al. 2011).

Acknowledgments. We thank Klaus Dolag for making the simulations available to us. This work was partially supported by PICT 245 Max Planck (2006), PROALAR 2007, PIP220 CONICET, BASAL-CATA, Fondecyt 1110328, Gemini-CONICYT 32090021 and Comité Mixto ESO-Chile.

References

- Cora S. A., 2006, 368, 1540
 Dolag K., et al., 2009, 399, 497
 Dressler A., 1980, ApJ, 236, 351
 Gómez P. L., et al., 2003, ApJ, 584, 210
 Guo Q., et al., 2011, 413, 101
 Jeltama T. E., Binder B., Mulchaey J. S., 2008, ApJ, 679, 1162
 Kawata D., Mulchaey J. S., 2008, ApJ, 672, L103
 Kimm T., et al., 2009, 394, 1131
 Lagos C. D. P., Cora S. A., Padilla N. D., 2008, 388, 587
 McCarthy I. G., et al., 2008, 383, 593
 Perez M. J., et al., 2006, A&A, 449, 23
 Popesso P., et al., 2012, 537, A58
 Springel V., et al., 2008, 391, 1685
 Sun M., et al., 2007, ApJ, 657, 197
 Tecce T. E., et al., 2010, 408, 2008
 Weinmann S. M., et al., 2011, MNRAS, 416, 1197

PRESENTACIÓN ORAL

Evolution of the gas kinematics of galaxies in cosmological simulations

M.E. De Rossi^{1,2,3} & S.E. Pedrosa^{1,2}

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

(2) *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, CONICET, Argentina (derossi@iafe.uba.ar)*

(3) *Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires, Ciudad Autónoma de Buenos Aires, Argentina*

Abstract. We studied the evolution of the gas kinematics of galaxies by performing hydrodynamical simulations in a cosmological scenario. We paid special attention to the origin of the scatter of the Tully-Fisher relation and the features which could be associated with mergers and interactions. We extended the study by De Rossi et al. (A&A, 519, A89, 2010) and analysed their whole simulated sample which includes both, gas disc-dominated and spheroid-dominated systems. We found that mergers and interactions can affect the rotation curves directly or indirectly inducing a scatter in the Tully-Fisher Relation larger than the simulated evolution since $z \sim 3$. In agreement with previous works, kinematical indicators which combine the rotation velocity and dispersion velocity in their definitions lead to a tighter relation. In addition, when we estimated the rotation velocity at the maximum of the rotation curve, we obtained the best proxy for the potential well regardless of morphology.

Resumen. Estudiamos la evolución de la cinemática del gas en galaxias realizando simulaciones hidrodinámicas en un escenario cosmológico. Prestamos especial atención al origen del *scatter* de la relación de Tully-Fisher y los rasgos que podrían ser asociados a fusiones e interacciones. Extendimos el estudio de De Rossi et al. (A&A, 519, A89, 2010) y analizamos su muestra simulada completa, la cual incluye tanto sistemas dominados por discos como esferoides de gas. Encontramos que las fusiones e interacciones pueden afectar las curvas de rotación directa o indirectamente induciendo un *scatter* en la relación de Tully-Fisher mayor que la evolución simulada desde $z \sim 3$. En acuerdo con trabajos previos, los indicadores cinemáticos que combinan la velocidad de rotación y la velocidad de dispersión en sus definiciones conducen a una relación más estrecha. Más aún, cuando estimamos la velocidad de rotación en el máximo de la curva de rotación, obtenemos el mejor sustituto para el pozo de potencial independientemente de la morfología.

1. Introduction

Recent observational and theoretical works have suggested that the Tully-Fisher relation (TFR) can be generalized to include dispersion dominated galaxies (e.g. Weiner et al. 2006; Kassin et al. 2007; Covington et al. 2010; Vergani et al. 2012). In this context, a new kinematical indicator (s_K) which combines the rotation (V_{rot}) and dispersion velocity (σ) is used:

$$s_K^2 = K \cdot V_{\text{rot}}^2 + \sigma^2, \quad (1)$$

where K is a constant ≤ 1 . In particular, Kassin et al. (2007) found that the use of $s_{0.5}$ leads to a unified correlation between mass and velocity for galaxies of all morphological types in their sample, which included merging and disturbed systems. By performing pre-prepared merger simulations, Covington et al. (2010) also reported a reduction in the scatter of the TFR when using $s_{0.5}$. These authors claimed that the scatter in the TFR is closely related with mergers and interactions.

In this work, we used cosmological simulations to study the kinematics of surviving gaseous discs in galaxies of all morphological types. We derived the simulated TFR and determined which kinematical indicator is the best proxy for the potential well in these simulations.

2. Numerical simulations and galaxy sample

We performed numerical simulations consistent with the concordance Λ -CDM universe with $\Omega_m = 0.3, \Omega_\Lambda = 0.7, \Omega_b = 0.045$, a normalisation of the power spectrum of $\sigma_8 = 0.9$ and $H_0 = 100 h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ with $h = 0.7$. These simulations were performed by using the chemical code GADGET-3 (Scannapieco et al. 2008), which includes treatments for metal-dependent radiative cooling, stochastic star formation, chemical enrichment and supernovae feedback. The simulated volume corresponds to a cubic box of a comoving $10 \text{ Mpc } h^{-1}$ side length. The masses of dark matter and initial gas-phase particles are $5.93 \times 10^6 M_\odot h^{-1}$ and $9.12 \times 10^5 M_\odot h^{-1}$, respectively.

For each simulated galaxy, we determined the gas-phase rotation curve and measured the rotation, dispersion and circular velocity at different radii. In particular, we determined the radius (R_{max}) where the rotation velocity is maximum and defined this velocity as V_{max} . Unless otherwise specified, all simulated properties were calculated inside the baryonic radius (R_{bar}), defined as the one which encloses 83% of the baryonic mass of a galactic system. A detailed description of this analysis and more information about these simulations can be found in De Rossi et al. (2010, 2012).

3. Results and discussion

As shown in De Rossi et al. (2010, 2012), these simulations predict a tight TFR for disc galaxies that is in very good agreement with recent observations (e.g. Reyes et al. 2011). However, when including dispersion dominated systems, the scatter in the TFR tends to increase with maximum velocity variations

in the range $[0.4, 0.5]$ dex. Hence, the scatter becomes larger than the mean velocity evolution since $z \sim 3$ (~ 0.1 dex). Consistently with previous works, the analysis of the merger trees of simulated systems indicates that this scatter is mainly caused by mergers and interactions which drive turbulent and disordered motions of gas and also lead to other processes as star formation, gas infall and outflows. These mergers and interactions alter the morphologies of the remnant galaxies and strongly influence the evolutionary tracks of the systems along the TFR-plane. In particular, De Rossi et al. (2012) found that the tracks given by V_{rot} and V_{circ} can significantly depart during merger events. In this context, it is worth analysing if there is a kinematical indicator which can be considered a good proxy for the potential well regardless of the galaxy morphology and, in that case, if this kinematical indicator can generate a tighter and unified TFR for galaxies of all morphology types, as it was reported in previous works.

In Fig. 1, we can appreciate $V_{\text{rot}}/V_{\text{circ}}$ (diamonds) as a function of the gas-fraction in the spheroidal component ($F_{\text{spheroid}}^{\text{gas}}$) of simulated galaxies and at different radii: R_{max} (solid blue lines), R_{bar} (dotted pink lines) and $1.5R_{\text{bar}}$ (black dashed lines). The curves represent the mean relations while the vertical lines correspond to the standard deviations. We also show with triangles the mean relations obtained when estimating $s_{1.0}/V_{\text{circ}}$ (left panel) and $s_{0.5}/V_{\text{circ}}$ (right panel) at R_{bar} (dotted pink lines) and $1.5R_{\text{bar}}$ (black dashed lines).

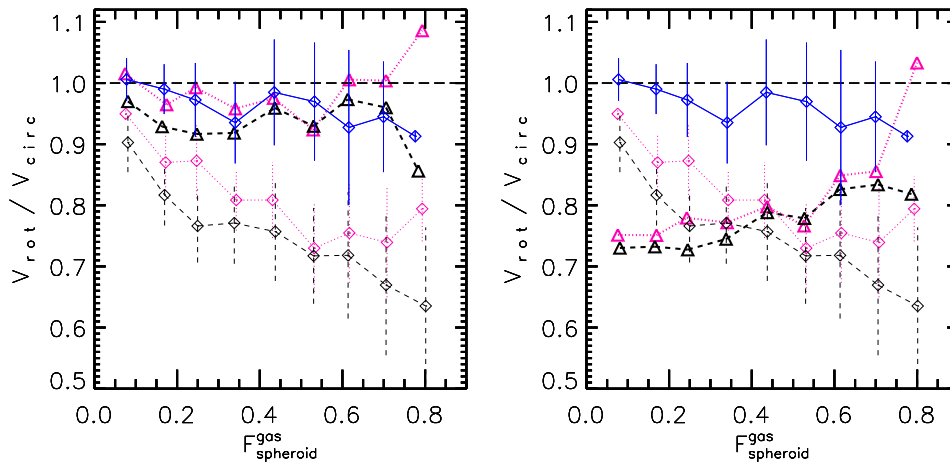


Figure 1. $V_{\text{rot}}/V_{\text{circ}}$ (diamonds) as a function of the gas-fraction in the spheroidal component of simulated galaxies and at different radii: R_{max} (solid blue lines), R_{bar} (dotted pink lines) and $1.5R_{\text{bar}}$ (black dashed lines). The curves represent the mean relations while the vertical lines correspond to the standard deviations. We also show with triangles the mean relations obtained when estimating $s_{1.0}/V_{\text{circ}}$ (left panel) and $s_{0.5}/V_{\text{circ}}$ (right panel) at R_{bar} (dotted pink lines) and $1.5R_{\text{bar}}$ (black dashed lines).

It is clear from the left panel of Fig. 1 that, when the disc dominates the gas-phase (i.e. $F_{\text{spheroid}}^{\text{gas}} < 0.2$), V_{rot} and $s_{1.0}$ are good proxies for the circular velocity. On the other hand, for gas-spheroid-dominated systems, V_{rot} is a good

proxy for the potential well only if estimated at the maximum of the rotation curve. At larger radii ($[R_{\text{bar}}, 1.5R_{\text{bar}}]$), V_{rot} tends to underestimate V_{circ} , on average. However, when combining V_{rot} and σ in the definition of the kinematical indicator $s_{1.0}$, a good tracer for the potential well is obtained at large radii, in agreement with previous works. It is worth noting that in these simulations the best proxy for V_{circ} at large radii is $s_{1.0}$, while $s_{0.5}$ is used more frequently in the literature. We verified that $s_{0.5}$ can reduce the scatter of the simulated TFR but as shown in the right panel of Fig. 1, $s_{0.5}$ tends to underestimate V_{circ} . This issue is discussed in detail in De Rossi et al. (2012).

4. Conclusions

We analysed the gas kinematics of galaxies in a Λ -CDM cosmology by using hydrodynamical simulations. We obtained a TFR in good agreement with observational works when using only disc-like systems. However, when including dispersion-dominated galaxies, the scatter of the TFR significantly increases. We found that this scatter is strongly related with galaxy interactions and merger events that can significantly disturb the rotation curve of simulated systems, specially at large radii. Our simulations predict that this scatter can be reduced by combining V_{rot} and σ in the definition of the kinematical indicator. In particular, we obtained that $s_{1.0}$ does not only reduce the scatter but also seems to be a good tracer of the potential well for all morphological types, at least in these simulations. In the inner part of simulated galaxies, we found that the best proxy for V_{circ} is the maximum rotation velocity V_{max} , regardless of morphology.

Acknowledgments. We thank the anonymous referee for his/her useful comments that helped to improve this article. We acknowledge support from the PICT 32342 (2005), PICT 245-Max Planck (2006) of ANCyT (Argentina), PIP 2009-112-200901-00305 of CONICET (Argentina) and the L'oreal-Unesco-Conicet 2010 Prize. Simulations were run in Fenix and HOPE clusters at IAFE.

References

- Covington, M. D., et al. 2010, ApJ, 710, 279
 De Rossi, M. E., Tissera, P. B., & Pedrosa, S. E. 2010, A&A, 519, A89
 De Rossi, M. E., Tissera, P. B., & Pedrosa, S. E. 2012, A&A, 546, A52
 Kassin, S. A., et al. 2007, ApJ, 660, L35
 Reyes, R., Mandelbaum, R., Gunn, J. E., Pizagno, J., & Lackner, C. N. 2011, MNRAS, 417, 2347
 Scannapieco, C., Tissera, P. B., White, S. D. M., & Springel, V. 2008, MNRAS, 389, 1137
 Tully, R. B., & Fisher, J. R. 1977, A&A, 54, 661
 Vergani, D., Epinat, B., Contini, T., et al. 2012, A&A, 546, A118
 Weiner, B. J., et al. 2006, ApJ, 653, 1027

PRESENTACIÓN MURAL

Downsizing of galaxies vs upsizing of dark-halos in a Λ -CDM cosmology

M.E. De Rossi^{1,2,3}, V. Ávila-Reese⁴, A. González-Samaniego⁴ & S.E. Pedrosa^{1,2}

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

(2) Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, CONICET, Argentina (derossi@iafe.uba.ar)

(3) Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires, Ciudad Autónoma de Buenos Aires, Argentina

(4) Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, A.P- 70-264, 04350 México, D.F., México

Abstract. The mass assembly of a whole population of sub-Milky Way galaxies is studied by means of hydrodynamical simulations within the Λ -CDM cosmology. Our results show that while dark halos assemble hierarchically, in stellar mass this trend is inverted in the sense that the smaller the galaxy, the later is its stellar mass assembly on average. Our star formation and supernovae feedback implementation in a multi-phase interstellar medium seems to play a key role on this process. However, the obtained downsizing trend is not yet as strong as observations show.

Resumen. El ensamblaje de la masa de una población completa de galaxias *sub-Milky Way* es estudiada por medio de simulaciones hidrodinámicas dentro de una cosmología Λ -CDM. Nuestros resultados muestran que mientras los halos oscuros se ensamblan jerárquicamente, esta tendencia se invierte en la masa estelar en el sentido de que cuanto más pequeña es la galaxia, su ensamblaje es más tardío en promedio. Nuestra implementación de la formación estelar y retroalimentación al medio por supernovas en un medio interestelar multi-fase parece jugar un rol clave en este proceso. Sin embargo, la tendencia de *downsizing* obtenida no es aún tan fuerte como muestran las observaciones.

1. Introduction

In the hierarchical Λ -Cold Dark Matter (Λ -CDM) scenario, the cold dark matter halos assemble on average first the smaller ones, and successively the larger ones (upsizing). In this context, it is interesting to study whether the assembly of baryons and stars in galaxies exhibit similar trends to their halos. In fact, galaxy formation process implies much more physical mechanisms than the gravitational one (e.g., gas heating, dissipation, and infall, star formation and its feedback, active galaxy nuclei -AGN- feedback, among others), which on its own depend on halo mass and environment.

From the observational point of view, there are increasing pieces of evidence that the specific star formation rates (sSFRs) of low-mass galaxies are very high since $z \sim 2$ in the sense that they imply star formation rates (SFRs) much higher than their corresponding past average SFR; besides the less massive the galaxy, the higher on average its sSFRs (downsizing in sSFR; for a recent review and more references see Avila-Reese & Firmani 2011). These results seem to imply that the smaller the galaxy, the later it had on average its active onset of SF and the faster is its late stellar mass (M_*) assembly history (MAH).

By means of full N-body + hydrodynamic cosmological simulations, we attempt to explore here how are the baryonic and stellar mass assembly of sub-MW galaxies (Milky Way-sized and smaller galaxies) and how do compare these assembly histories with those of their halos as well as with observational inferences.

2. Numerical simulations and galaxy sample

We performed numerical simulations consistent with the concordance Λ -CDM universe with $\Omega_m = 0.3, \Omega_\Lambda = 0.7, \Omega_b = 0.045$, a normalisation of the power spectrum of $\sigma_8 = 0.9$ and $H_0 = 100 h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ with $h = 0.7$. These simulations were performed by using the chemical code GADGET-3 (Scannapieco et al. 2008), which includes treatments for metal-dependent radiative cooling, stochastic star formation, chemical enrichment and supernovae feedback. No AGN feedback is included in our simulation.

The simulated volume corresponds to a cubic box of a comoving $10 \text{ Mpc } h^{-1}$ side length. We analysed two simulations. The masses of dark matter and initial gas-phase particles are $5.93 \times 10^6 M_\odot h^{-1}$ and $9.12 \times 10^5 M_\odot h^{-1}$, respectively (S230) and $2.20 \times 10^6 M_\odot h^{-1}$ and $3.40 \times 10^5 M_\odot h^{-1}$, respectively (S320). Due to computational costs, we were only able to run S320 up to $z=2$. See De Rossi et al. (2010, 2012a) for more details about these simulations.

3. Results and discussion

In Fig. 1 we show the change with redshift of the average simulated sSFR at different masses: for fixed bins of M_* -the same ones at all epochs-, the average sSFR and its standard deviation are calculated at different epochs and plotted versus z (note that these results do not refer to individual evolutionary tracks –discussed in De Rossi et al. (2012b)– but to population averages at different epochs). From Fig. 1, we can appreciate that: (a) the average overall sSFR of the simulated galaxy population decreases significantly as z decreases, a factor of ~ 15 since $z = 2$ to $z = 0$; (b) since $z \sim 2$, at a given z , the less massive galaxies have higher sSFRs on average than more massive galaxies being this difference higher for lower z .

The curves without standard deviations plotted in Fig. 1 correspond to results from a parametric model of SFR and M_* evolution specially tuned to fit observational inferences (see De Rossi et al. 2012b). Note that simulated galaxies have lower sSFRs on average than the trends from observational inferences, this difference increasing as z is lower. This means that the assembly of M_* by in situ SF of simulated galaxies tends to happen earlier on average than what

observations would suggest. On the other hand, our simulation results follow qualitatively the observed trend of higher sSFR as smaller is M_* at low redshifts (downsizing in sSFR) and the flattening of this correlation for higher redshifts.

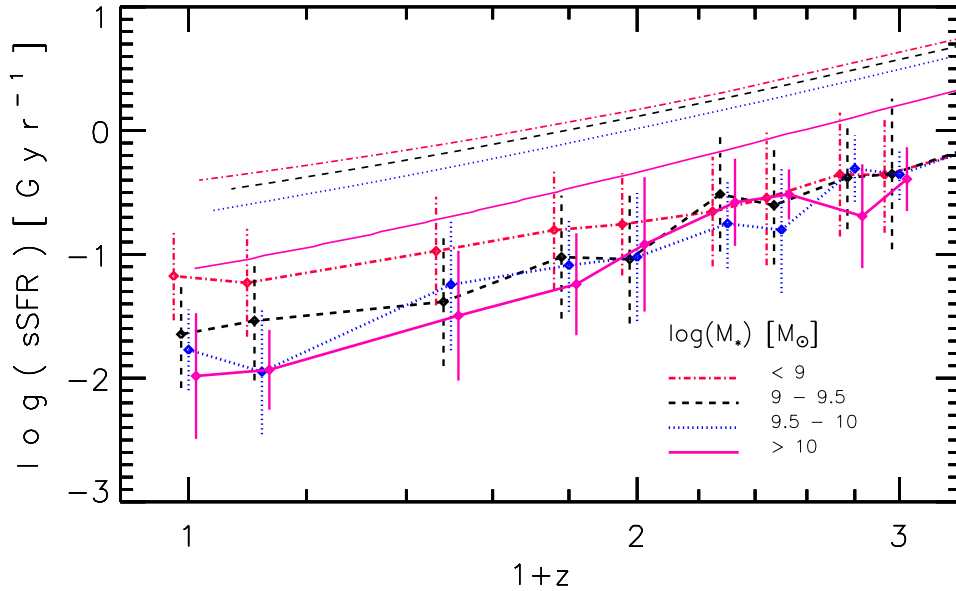


Figure 1. Mean sSFR versus $1+z$ for different fixed bins of $\log(M_*/M_\odot)$: < 9 (dotted-dashed red line), $9-9.5$ (dashed black line), $9.5-10$ (dotted blue line), > 10 (solid pink line). The vertical lines denote the standard deviations associated to simulated values. The curves without standard deviations correspond to results from the parametric model tuned to fit observational inferences (see De Rossi et al. 2012b).

As analysed in detail by De Rossi et al. (2012b), for both the Millennium simulations and our one, massive systems assemble their virial masses on average slightly later than the less massive ones (upsizing), though in our case this trend is less pronounced. By comparing the average halo-to-galaxy stellar MAHs, we found that the upsizing trend of the halos tends to be reversed on average to a downsizing trend for M_* in the sense that galaxies in the less massive halos tend to assemble their present-day M_* later than those in the massive ones, on average. In particular, the redshift at which simulated M_* attains 50% of its present-day value is on average $z_{h,1/2} = 0.8$ for halo masses $\log(M_{\text{vir}}/M_\odot) < 10.5$, and $z_{h,1/2} = 1.3$ for halo masses $\log(M_{\text{vir}}/M_\odot) > 11.5$. The reader is referred to De Rossi et al. (2012b) for more details and figures.

With respect to the baryonic mass assembly history as a function of mass, the trends do not differ significantly on average from the stellar one, i.e. the downsizing trend with stellar mass is roughly the same for the baryonic mass. Finally, the average stellar mass growth tracks inferred with a toy model of stellar mass assembly inside growing cold dark matter halos and constrained to reproduce the empirical $\text{sSFR}(M_*, z)$ and $M_*(M_{\text{vir}}, z)$ relations, show a stronger

downsizing than simulations. These observations-based M_* tracks evolve lately much faster than those measured in simulations.

4. Conclusions

The stellar and baryonic mass assembly of sub-MW galaxies are studied simultaneously with the hierarchical mass aggregation of their parent dark-matter halos by using cosmological simulations. Consistently with previous works, the dark halos assemble hierarchically in the sense that low-mass systems acquire most of their mass earlier than more massive ones.

The astrophysical processes included in these simulations seem to be able to partially invert this behavior in that regards stellar mass assembly. However, this trend is still weak as compared to empirical inferences. Our sub-MW simulated galaxies (1) have specific SFRs at late epochs on average lower than those observed, and (2) their stellar mass fractions are higher than semi-empirical inferences, specially at larger z . As discussed in detail in De Rossi et al. (2012b), the efficiency of the current SN feedback model could hardly be increased. Probably, the inclusion of treatments for other feedback mechanisms (stellar winds, HII photoionization, etc.) can contribute to tackle the problem. It is also important to revise the modelization of the star formation process. In particular, the formation of molecular gas H_2 could be relevant.

Acknowledgments. We thank the anonymous referee for his/her useful comments that helped to improve this paper. We acknowledge a CONACyT-CONICET (México-Argentina) bilateral grant for partial funding. V.A. and A.G. acknowledge PAPIIT-UNAM grant IN114509. A.G. acknowledges a PhD fellowship provided by CONACyT. M.E.D.R. and S.P. acknowledge support from the PICT 32342 (2005), PICT 245-Max Planck (2006) of ANCyT (Argentina), PIP 2009-112-200901-00305 of CONICET (Argentina) and the L'oreal-Unesco-Conicet 2010 Prize. Simulations were run in Fenix and HOPE clusters at IAFE and Cekar cluster at University of Buenos Aires, Argentina.

References

- Avila-Reese, V., & Firmani, C. 2011, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, 40, 27
- de Rossi, M. E., Tissera, P. B., & Pedrosa, S. E. 2010, *A&A*, 519, A89
- De Rossi, M. E., Tissera, P. B., & Pedrosa, S. E. 2012a, *A&A*, 546, A52
- De Rossi, M. E., Avila-Reese, V., Tissera, P. B., A., González-Samaniego & Pedrosa, S. E., 2012b, submitted
- Scannapieco, C., Tissera, P. B., White, S. D. M., & Springel, V. 2008, *MNRAS*, 389, 1137

PRESENTACIÓN MURAL

Star Formation Activity in Balmer Break Galaxies at $0 < z < 1$.

J. Díaz Tello¹, C. Donzelli¹, N. Padilla², N. Fujishiro³ and H. Hanami⁴.

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

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

(3) Koyama Astronomical Observatory, Kyoto Sangyo University, Japan

(4) Physics Section, Iwate University, Japan

Abstract. We present a spectroscopy study of 37 emission line galaxies that were selected from their colors in three photometric bands responsive to the Balmer break. These galaxies span a redshift range from 0.045 to 0.93. The studied sample has multiwavelength photometric data from ultraviolet to mid-infrared Spitzer bands. We study relations between star formation rate (SFR) surface density (Σ_{SFR}) and stellar mass surface density per time unit ($\Sigma_{M_*/\tau}$) as function of redshift. We found that both quantities are larger for higher redshifts. We also study the SFR and specific SFR (SSFR) versus stellar mass relations. More massive galaxies have higher SFR values and lower SSFR values than less massive galaxies. Furthermore, at a given mass, high redshift galaxies have on average larger SFR and SSFR values than low redshift galaxies.

Resumen. Presentamos un estudio espectroscópico de 37 galaxias con líneas en emisión, seleccionadas por sus colores en tres bandas fotométricas sensibles al quiebre de Balmer. Estas galaxias cubren un rango en redshift de 0.045 a 0.93. La muestra estudiada tiene información fotométrica multibanda desde el ultravioleta hasta las bandas en infrarrojo medio de Spitzer. Estudiamos relaciones entre la densidad superficial de la tasa de formación estelar (Σ_{SFR}) y la densidad superficial de masa estelar por unidad de tiempo ($\Sigma_{M_*/\tau}$) en función del redshift. Encontramos que ambas cantidades son más grandes a redshifts más altos. También estudiamos las relaciones entre la SFR y la SFR específica (SSFR) versus masa estelar. Galaxias más masivas tienen valores más altos de SFR y valores más bajos de SSFR que galaxias menos masivas. Adicionalmente, a una masa dada, las galaxias a alto redshift tienen en promedio valores más altos de SFR y SSFR que las galaxias a bajo redshift.

1. Introduction

The redshift interval from $z \sim 0-1$ accounts for roughly half of the universe age, and provides a valuable range to study the final stages of galaxy assembly. It is well known that the star formation rate (SFR) in galaxies has diminished since

$z \sim 1$ (Cowie et al. 1996; Madau et al. 1996; Lilly et al. 1995). Cowie et al. (1996) used the term “downsizing” to describe this behavior suggesting that the most massive galaxies finished their star formation earlier than less massive systems, a trend observed in broad-band colors (Bundy et al. 2006), radio (Hopkins, 2004) and infrared (Pérez-González et al. 2005) observations.

Feedback processes may play an important role regulating the mass growth of galaxies and/or producing downsizing. The most accepted cosmological model predicts that the formation of galaxies is hierarchical: massive ellipticals are the result of both a series of mergers between smaller galaxies and by gas accretion. Nevertheless, in this scenario without feedback processes, elliptical galaxies continue accreting gas and forming stars; processes not observed in present day galaxies.

2. The Data

The sample used in this research forms part of a spectroscopic survey pilot project in the Subaru XMM deep field (SXDF) out to $z \sim 2.5$ with the purpose of investigating the end of star formation in massive galaxies, i.e., star formation and AGN activity. In our particular case, the parent sample was selected using the $\lambda 3646$ Balmer and $\lambda 4000$ break features as tracers of redshift, as described by Daddi et al. (2004), using the BzK color-color diagram to select star-forming galaxies in a specific redshift range, independently of the dust reddening.

Spectroscopic data were obtained during December 11-12, 2007 (PI: Nelson Padilla) using the Inamori-Magellan Areal Camera and Spectrograph (IMACS) attached to the Magellan telescope at LCO. A second set of observation was made in service mode (PI: Nelson Padilla) during the second semester of 2008 with GMOS/Gemini South. In both cases, the slit size adopted was 1" aperture, while the dispersion was of 2.04 /pix and 3.59/pix, respectively. The wavelength coverage gotten was [450nm, 900nm] and [500nm, 1000nm], respectively, while the total integration times were on average 5 h.

3. Results

We use the emission line fluxes from either $H\alpha \lambda 6563$ or $[OII] \lambda 3727$ lines to estimate the star formation rates (SFR) of our galaxy sample. Line fluxes were corrected using the $E(B-V)$ calculated through the Balmer decrement. When $H\alpha$ line was not available we used the Kewley, Geller and Jansen (2004) recipe. The relative difference between both SFR estimations were as much as ~ 3 .

Our galaxies span the redshift range $0.04 < z < 1.0$, which allows us to study the SFR cosmic evolution. For this purpose, we estimate the SFR surface density Σ_{SFR} in the inner region of our galaxies. In the same way, we define the stellar mass per unit area and time as $\Sigma_{M_*/\tau}$, by dividing the stellar mass per unit area by the age of the dominant stellar population calculated in the SED fitting. Figure 1 shows the obtained $\Sigma_{SFR_{[OII], H\alpha}}$ from $[OII] \lambda 3727$ or $H\alpha \lambda 6563$ lines as a function of redshift. On the other hand, $\Sigma_{M_*/\tau}$ indicates the average SFR with which the galaxies gathered their stellar mass, under the hypothesis of a constant SFR. The figure also shows $\Sigma_{SFR_{[OII]}}$ values for zCOSMOS and SDSS star-forming galaxies (Silverman et al. 2009) with redshifts spanning $0 < z < 1.02$.

As can be seen, the current Σ_{SFR} of our galaxies is lower than their average ($\Sigma_{M_*/\tau}$), whereas the trend seen in both quantities indicates that the surface density of star formation activity declines towards lower redshifts for both Σ_{SFR} and $\Sigma_{M_*/\tau}$. We observe that our linear fits are similar with the $\Sigma_{SFR_{[OII]}}$ trend seen in zCOSMOS and SDSS.

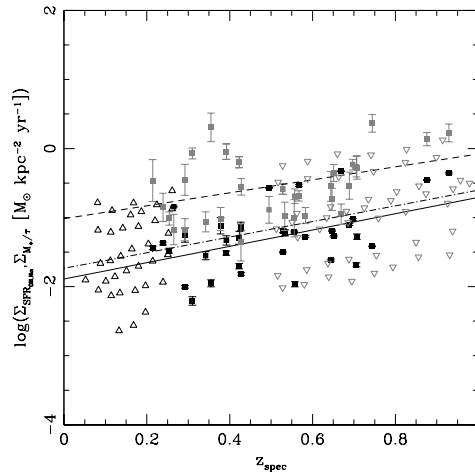


Figure 1. $\Sigma_{SFR_{H\alpha,[OII]}}$ (black squares) and $\Sigma_{M_*/\tau}$ (gray squares) as function of redshift. The solid line shows the linear fit for the $\Sigma_{SFR_{H\alpha,[OII]}}$, while the dashed line shows the linear fit for $\Sigma_{M_*/\tau}$. As comparison, we also plot the $\Sigma_{SFR_{[OII]}}$ from zCOSMOS star-forming galaxies (Silverman et al. 2009) with redshifts spanning $0.48 < z < 1.02$ (inverted empty gray triangles), and for SDSS star-forming galaxies with redshifts $0 < z < 0.25$ (empty black triangles). The dot dashed line shows the fit for these samples.

We also investigate the relation between SFR and total stellar mass in our galaxy sample. Figure 2 (left) shows this relation for our galaxies. The short-dashed line shows a linear fit to our data. For comparison, the fit obtained for SDSS galaxies with $z < 0.2$ (Brinchmann et al. 2004) is also shown (solid line). Similarly, the dot dashed and long-dashed lines show the trend observed in the GOODS sample by Elbaz et al. (2007) (at redshift $0.8 < z < 1.2$) and Daddi et al. (2007) (at redshift $1.4 < z < 2.5$). We observe that all slopes are comparable. As can be seen, more massive galaxies have larger SFR values. Furthermore, given the different redshift ranges included, at a fixed stellar mass higher redshift galaxies have on average higher SFR values than at lower redshifts.

The specific SFR (SSFR) is a measure of the rate at which new stars are added relative to the total stellar mass of a galaxy. Figure 2 (right) shows this relation for our sample galaxies. In this case, we have separated the galaxies in two groups: intermediate redshift galaxies ($0.5 < z < 1.0$), and low redshift galaxies ($0 < z < 0.5$). As in the previous figure, we also show the fits obtained by Elbaz et al. (2007) and Brinchmann et al. (2004). We also include the fit obtained by Karim et al. (2011) in COSMOS at $z \sim 2.0$. As can be seen, our subsamples follow a similar trend to the aforementioned samples. Thus, less massive galaxies have on average higher SSFR values. As was the case of the fig. 2 (left) at a

given stellar mass, high redshift galaxies have on average larger SSFR values than low redshift galaxies.

The results obtained give support to a gradual decline in the SFR. This might indicate a possible evolution either in the gas supply or in star formation efficiencies over this redshift interval. However, a larger sample is necessary to produce results and conclusions more robust.

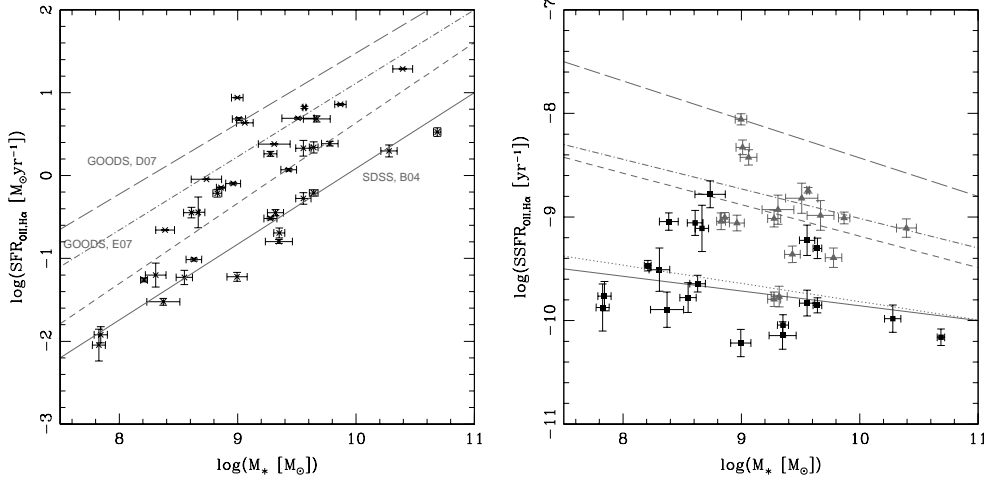


Figure 2. Left: $\text{SFR}_{[\text{OII}],\text{H}\alpha}$ versus stellar mass. The short-dashed line shows the relation found for our galaxies. The solid line shows the trend observed in SDSS sample at redshift $z < 0.2$ (Brinchmann et al. 2004), the dot dashed line shows the trend observed in GOODS sample by Elbaz et al. (2007) at redshift $0.8 < z < 1.2$, while the long-dashed line shows the trend found by Daddi et al. (2004) in GOODS at $1.4 < z < 2.5$. Right: $\text{SSFR}_{[\text{OII}],\text{H}\alpha}$ versus stellar mass. Black squares represent our low redshift subsample ($0 < z < 0.5$), while gray triangles are our intermediate redshift subsample ($0.5 < z < 1.0$). The dot and short-dashed lines shows the linear fits obtained for each group respectively. For comparison, the solid line shows the trend observed in SDSS sample at redshift $z < 0.2$, the dot dashed line shows the trend found for GOODS galaxies at redshift $0.8 < z < 1.2$, and the long-dashed line shows the trend found by Karim et al. (2011) in COSMOS at $z \sim 2.0$.

References

- Brinchmann J., Charlot S., White S. et al., 2004, MNRAS, 351, 1151
 Bundy K., Ellis R., Conselice C. et al., 2006, ApJ, 651, 120
 Cowie L., Songaila A., Hu E. et al., 1996, AJ, 112, 839
 Daddi E., Cimatti A., Renzini A. et al., 2004, ApJ, 617, 746
 Daddi E., Dickinson M., Morrison G. et al., 2007, ApJ, 670, 156
 Elbaz D., Daddi E., Le Borgne D. et al., 2007, A&A, 468, 33
 Furusawa H., Kosugi G., Akiyama M. et al., 2008, ApJS, 176, 1
 Hopkins A., 2004, ApJ, 615, 209
 Karim A., Schinnerer E., Martinez-Sansigre A. et al., 2011, ApJ, 730, 61
 Kewley L., Geller M. and Jansen R., 2004, AJ, 127, 2002
 Lilly S., Tresse L., Hammer F. et al., 1995, ApJ, 455, 108
 Madau P., Ferguson H., Dickinson M. et al., 1996, MNRAS, 283, 1388
 Pérez-González P., Rieke G., Egami E. et al., 2005, ApJ, 630, 82
 Silverman J., Lamareille F., Maier C. et al., 2009, ApJ, 696, 396

PRESENTACIÓN MURAL

Sistema de cúmulos globulares de la galaxia lenticular NGC 6861: en busca de indicios sobre la formación de las S0s.

C.G. Escudero^{1,2}, F.R. Faifer^{1,2}, L.P. Bassino^{1,2}, J.P. Calderón^{1,2} & J.P. Caso^{1,2}

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

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

Abstract. We present a preliminar photometric study of the globular cluster system (GCS), associated to the lenticular galaxy (S0) NGC 6861, which is located in a low density environment ($d \sim 31.8$ Mpc). It is based on GEMINI/GMOS images (GS-2010B-Q-2: PI Lilia P. Bassino) in the filters g' , r' , i' of three fields, one of them centered in the galaxy. We find a large number of GCs candidates and detect the presence of at least two sub-populations of GCs (“blue”/metal-poor and “red”/metal-rich). The spatial distribution of “red” candidates presents a higher concentration toward the galaxy (associated to the bulge?), while the distribution of “blue” candidates is more homogeneous over the three fields (associated to the halo?). In the color-magnitude diagram, the “blue” GC candidates show a possible mass-luminosity relation, known as “blue-tilt”, probably detected for the first time in a lenticular galaxy.

Resumen. En este trabajo presentamos el estudio fotométrico preliminar del sistema de cúmulos globulares (SCG) asociado a la galaxia lenticular (S0) NGC 6861 que está ubicada en un ambiente de baja densidad ($d \sim 31.8$ Mpc). El mismo se basa en imágenes GEMINI/GMOS (GS-2010B-Q-2: PI Lilia P. Bassino) en los filtros g' , r' , i' de tres campos, uno de ellos centrado en la galaxia. Se encuentra un gran número de candidatos a CGs y se detecta la presencia de al menos dos sub-poblaciones de CGs (“azules”/pobres en metales y “rojos”/ricos en metales). La distribución espacial de los candidatos “rojos” presenta una mayor concentración hacia la galaxia (asociados al bulbo?), mientras que la distribución de los candidatos “azules” es más homogénea sobre los tres campos (asociados al halo?). En el diagrama color-magnitud, los candidatos a CG “azules” muestran una posible relación masa-luminosidad conocida como “*blue-tilt*”, detectada probablemente por primera vez en una galaxia lenticular.

1. Introducción

NGC 6861, junto con NGC 6868, es una de las galaxias dominantes del grupo Telescopium. Estudios de rayos-X (Machacek et al. 2010), sugieren que ambas se encuentran en interacción mutua. El sistema de CGs de NGC 6861 no ha sido

explorado, por lo que un estudio que permita caracterizar el mismo, es necesario como primer paso para intentar obtener pistas sobre la historia evolutiva de esta galaxia.

2. Fotometría

Se realizó fotometría de ajuste de PSF empleando la tarea *Daophot* de IRAF¹, luego se seleccionó una muestra de objetos no resueltos con magnitudes $r'_o < 25$ mag. (completitud $> 80\%$) y se consideró la absorción galáctica de Schlegel et al. (1998). Posteriormente, para la selección de candidatos a CGs, se tomaron los siguientes rangos de color; $0.55 < (g' - i')_o < 1.45$, $0.5 < (g' - r')_o < 0.95$, $0.05 < (r' - i')_o < 0.5$. Esto resultó en una muestra de ~ 1200 objetos (puntos verdes en la Figura 1 y círculos llenos negros en la Figura 2). Los candidatos a CGs masivos ($r'_o < 21$ mag., equivalente a $M_V < -11$, Mieske et al. 2006), se presentan en el diagrama $(g' - r')_o$ vs. $(r' - i')_o$ con círculos llenos magenta (Fig. 2).

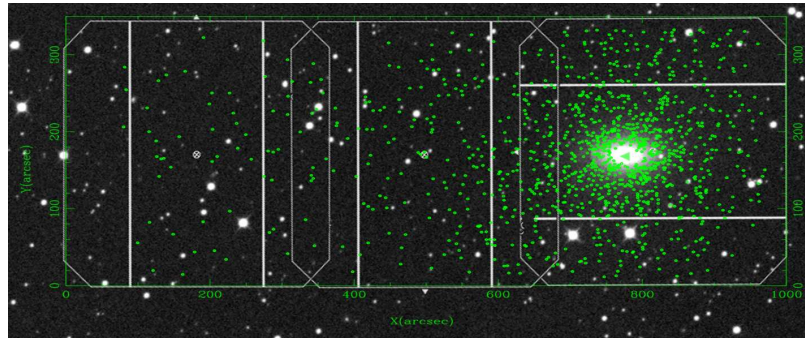


Figura 1. Imagen de SDSS de los tres campos de estudio, donde se muestra la ubicación aproximada de los candidatos a CG (puntos verdes).

3. Diagrama color-magnitud

El diagrama color-magnitud, r'_o vs. $(g' - i')_o$ de la muestra de candidatos a CGs (Figura 3) presenta una notable población “azul”, con una posible relación masa-luminosidad conocida como “*blue-tilt*”, la cual no habría sido detectada en galaxias lenticulares previamente. La Figura 3 muestra el diagrama $(g' - i')_o$ vs i'_o suavizado para una mejor visualización de este fenómeno. La línea roja indica el ajuste obtenido para M60 (Faifer et al. 2011).

¹IRAF es distribuido por National Optical Astronomical Observatories, el cual es operado por la Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., bajo un acuerdo cooperativo con la National Science Foundation.

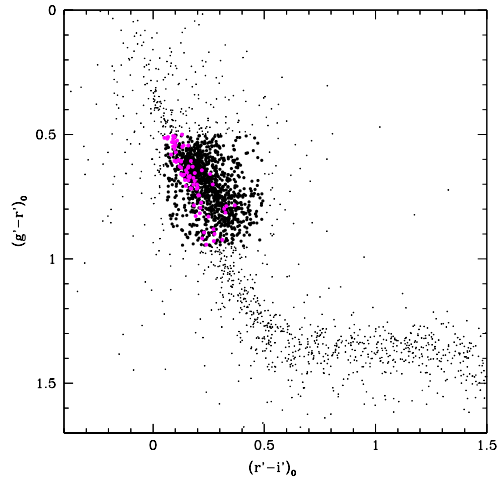


Figura 2. Diagrama $(g' - r')_o$ vs. $(r' - i')_o$ para los objetos puntuales detectados en los campos de GMOS (puntos negros). Los candidatos a CG se muestran en círculos llenos negros, mientras que los candidatos a CG masivos se muestran en color magenta

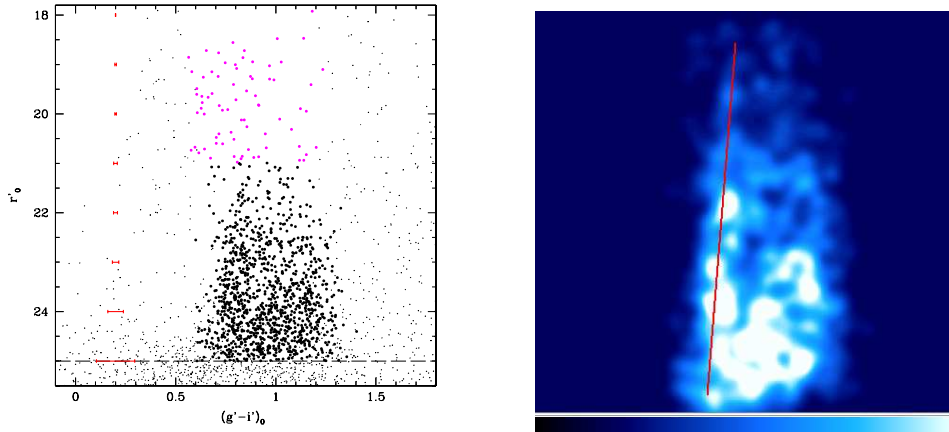


Figura 3. Panel izquierdo: Diagrama color-magnitud de los candidatos a CG (puntos negros), la línea punteada indica el nivel de completitud $> 80\%$, el error medio en $(g' - i')_o$ se representa mediante barras rojas. Panel derecho: Diagrama i'_o vs. $(g' - i')_o$ suavizado utilizando gaussianas de $\sigma = 0,035$ mag. La línea roja indica el ajuste para M60.

4. Distribución de color

En la Figura 4 (panel izquierdo) se muestra la distribución de color para una sub-muestra de candidatos a CGs ($22 < r'_o < 24$ mag.), y el ajuste de dos distribuciones gaussianas realizado a través del soft RMIX. Los colores medios obtenidos fueron $(g' - i')_o = 0.81 \pm 0.07$ y $(g' - i')_o = 1.08 \pm 0.11$, para los CGs “azules” y “rojos”, respectivamente. El 55 % de los candidatos pertenecerían

a la sub-población “roja”. La ubicación de los picos en ambas sub-poblaciones resulta acorde a lo encontrado en otras galaxias estudiadas en el mismo sistema fotométrico (Faifer et al. 2011).

Se puede apreciar en este diagrama que la sub-población “roja” presenta una dispersión mayor, y un ajuste pobre. Por ello se realizó un ajuste considerando tres distribuciones gaussianas, dando como resultado un mejor ajuste global (Fig. 4 panel derecho). Las posiciones obtenidas para los picos en $(g' - i')_o$ fueron 0.81 ± 0.07 , 0.97 ± 0.04 , 1.13 ± 0.08 para las poblaciones “azul”, “intermedia” y “roja”, respectivamente. Estos resultados deberán confirmarse con el empleo de un campo de comparación (utilizado para corregir la contaminación de fondo).

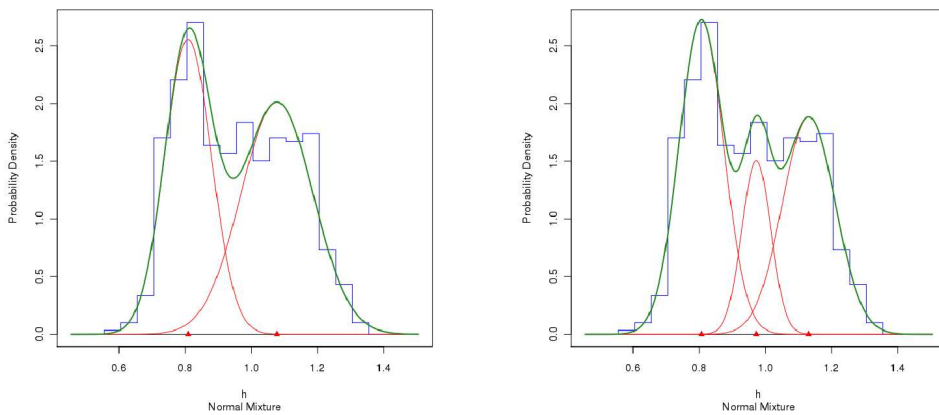


Figura 4. Panel izquierdo: Ajuste de dos gaussianas a la distribución de color correspondiente a la muestra de candidatos a CGs. Panel derecho: Ajuste de tres gaussianas a la distribución de color.

5. Conclusiones

- Confirmamos la existencia de dos sub-poblaciones de objetos con $r'_o > 21$ mag, “azul” ($(g' - i')_o < 0.92$) y “roja” ($(g' - i')_o \geq 0.92$), asociados a NGC 6861
- Detectamos la posible existencia de una población de CGs con colores intermedios $(g' - i')_o \sim 0.97$
- El diagrama color-magnitud muestra evidencia de la existencia de una relación masa-luminosidad (“*blue-tilt*”), similar a las detectadas en galaxias elípticas.

Referencias

- Faifer, F. R., et al. 2011, MNRAS, 416, 155
 Machacek, M. E., et al., 2010, ApJ, 711, 1316
 Mieske, S., et al., 2006, AJ, 131, 2442
 Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., Davis, M., 1998, ApJ, 500, 525

PRESENTACIÓN ORAL

Cúmulos globulares y galaxias enanas en Pegasus I

F. R. Faifer^{1,2}, C. Escudero^{1,2}, A. V. Smith Castelli^{1,2}, N. M. González¹,
J. C. Forte^{3,4}, L. P. Bassino^{1,2} & S. A. Cellone^{1,2}

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

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

(3) *Planetario de la Ciudad de Buenos Aires Galileo Galilei*

(4) *CONICET*

Abstract. We present the first results of a photometric and spectroscopic study of the central region of the Pegasus I group. We have identified 1800 globular cluster candidates with $g'_0 < 26$ mag, and ~ 60 possible UCDs or young clusters, as well as the presence of at least two subpopulations of clusters in both dominant galaxies. We also present the brightness profiles and their Sérsic fits for two dwarf galaxies previously reported in the literature, as well as for a new dE,N candidate. We confirm that the two former galaxies are group members.

Resumen. Presentamos los primeros resultados de un estudio fotométrico y espectroscópico de la región central del grupo de galaxias Pegasus I. Se identificaron 1800 candidatos a cúmulos globulares (CG) con $g'_0 < 26$ mag, y alrededor de 60 posibles UCDs o CGs jóvenes. Se detectó además, la presencia de por los menos dos sub-poblaciones de cúmulos en ambas galaxias dominantes. Se presentan también, los perfiles de brillo y ajustes de Sérsic para dos galaxias enanas previamente indentificadas en la literatura, y para una nueva candidata dE,N identificada en nuestros campos. Se confirma a las dos primeras como miembros del grupo.

1. Introducción

Pegasus I parece estar dominado por dos galaxias elípticas masivas, NGC 7626 y NGC 7619, las cuales constituyen radiofuentes conocidas, y en particular, NGC 7626 muestra una estructura de jets (Hubbard & Sansom 2003). Estudios de dispersión de velocidades y de emisión de rayos X, indican que NGC 7619 es ligeramente más masiva que NGC 7626 (Fabbiano et al. 1992; Burstein et al. 1997; O'Sullivan et al. 2001). Adoptamos aquí los valores medios dados por NED para las distancias de NGC 7626 y NGC 7619: 48.8 Mpc y 53 Mpc.

NGC 7626 muestra una estructura de “cáscaras” en su perfil óptico, la cual es usualmente considerada como evidencia de una fusión menor en el pasado reciente de la galaxia. Por su parte, mediante estudios de rayos X, Randall et al. (2009, y referencias allí citadas), han identificado una estructura similar a un “stripped tail” en NGC 7619, y una especie de “borde” brillante muy definido en cada galaxia del par, interpretado como un frente de choque frío. Se concluye

entonces que el par NGC7619/NGC7626 constituye un par físico, donde cada galaxia tiene asociada un subgrupo en proceso de fusión.

Pegasus I constituye así un excelente escenario para el estudio de diversos objetos astrofísicos. Particularmente, NGC 7619 permanece completamente inexplorada, mientras que la región interna de NGC 7626 ha sido estudiada por Sikkema et al. (2006) y Harris (2009). Por tal motivo, un estudio de mayor campo que permita caracterizar las poblaciones de cúmulos de ambas galaxias, es aún necesario. En lo que respecta al contenido de galaxias de baja masa, el grupo Pegasus I se encuentra muy poco explorado. Vader & Chaboyer (1994) identificaron, sin velocidades radiales, nueve candidatas a galaxias enanas.

2. Datos fotométricos y espectroscópicos

Se empleó la cámara GMOS del telescopio Gemini Norte para obtener un mosaico de cuatro campos profundos de la región central del grupo, incluyendo a NGC 7619 y NGC 7626 (GN-2008B-Q-14: PI Favio Faifer). Las imágenes se tomaron en los filtros g' , r' e i' , empleando un binning de 2×2 y utilizando tiempos de exposición de 8×450 seg para g' , y 4×450 seg para r' e i' . La reducción se llevó a cabo mediante el paquete *gemini.gmos* de IRAF. El seeing de las imágenes finales combinadas fue de $0,45''$ a $0,8''$. La detección de objetos, clasificación, modelado del halo de las galaxias presentes en los campos, y fotometría de ajuste de *point spread function* (psf), fue realizada empleando SExtractor y Daophot, de forma similar a lo presentado en Faifer et al. (2011). Se realizaron experimentos de completitud, los cuales indican que se tiene un nivel de completitud del 90 % para objetos puntuales con $g'_0 < 26,5$ mag.

Se identificaron además tres candidatas a galaxias enanas presentes en los campos observados. Aquí nos centramos en el análisis de sus perfiles de brillo. Dos de ellas habían sido previamente clasificadas como galaxias enanas por Vader & Chaboyer (1994), [VC 94] 6 y [VC 94] 7, mientras que el tercer objeto, una posible dE,N, no poseía referencias en la literatura. La herramienta utilizada para la obtención de los mencionados perfiles fue la tarea *ellipse* de IRAF.

Finalmente, durante el programa de observación GN-2011B-Q-89 (PI: F. Faifer), se ubicó una ranura larga de $1''$ de ancho en la región entre NGC 7619 y NGC 7626, y se obtuvieron espectros de 40 min de exposición empleando GMOS con la red B600. Para la reducción de estos datos se utilizaron las tareas del paquete *gemini.gmos* en IRAF.

3. La población de cúmulos globulares

En la Figura 1 se presentan los diagramas color–magnitud y color–color de las fuentes puntuales detectadas. Allí se evidencia la presencia de las poblaciones de CGs de NGC 7619 y NGC 7626, contabilizando unos 1800 candidatos con $g'_0 < 26$ mag. Asimismo se detecta la presencia de un conjunto de candidatos con $M_V < -11$ mag, que podrían constituir CGs jóvenes, o bien, una población de objetos enanos ultracompactos (UCDs) pertenecientes al grupo Pegasus I. Parte de estos objetos ya habían sido identificados por Sikkema et al. (2006).

Un análisis de las distribuciones de colores integrados de los CGs alrededor de NGC 7626 y NGC 7619, muestra que ambos sistemas son bimodales con me-

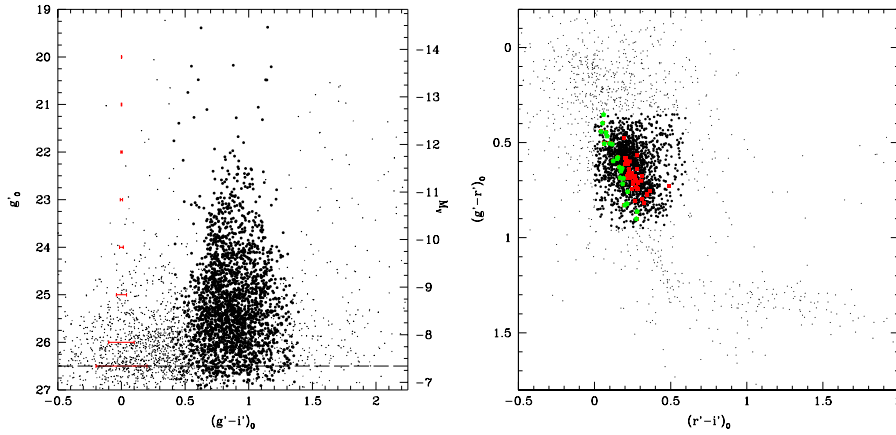


Figura 1. Diagramas color–magnitud (panel izquierdo) y color–color (panel derecho), de las fuentes no resueltas identificadas en nuestro mosaico. Los puntos negros llenos representan los candidatos a CGs. En el panel derecho se han identificado en verde los objetos puntuales más brillantes que $M_V = -11$ mag, y que se ubican sobre la secuencia delineada por las estrellas de nuestra galaxia (posible contaminación). En rojo se muestran aquellos con $M_V < -11$ mag, y que se consideran candidatos firmes a CGs jóvenes y/o UCDs.

días $(g' - i')_0$ de 0.75 y 0.85 para los CGs “azules”, y de 0.99 y 1.18 para los “rojos”, respectivamente.

4. Perfiles de brillo y determinación de velocidades radiales para candidatas a galaxias enanas de Pegasus I

En la Figura 2 se presentan, en el panel izquierdo, los perfiles de brillo superficial g' de las tres galaxias analizadas. En los tres casos se realizaron ajustes de Sérsic, obteniendo los valores de 1500 pc, 870 pc, 450 pc, 25.61 mag arcsec $^{-2}$, 23.53 mag arcsec $^{-2}$, 22.24 mag arcsec $^{-2}$, 1.01 ± 0.01 , 0.83 ± 0.01 y 1.37 ± 0.06 para los radios efectivos, los brillos superficiales efectivos, y los índices n , para la candidata dE,N, [VC 94] 7 y [VC 94] 6, respectivamente. En el panel derecho se presenta un ajuste múltiple de dos funciones de Sérsic al perfil de [VC 94] 6. Dicho ajuste produce un resultado significativamente superior al presentado en el panel izquierdo. El procedimiento seguido para realizar el mencionado ajuste, es similar al presentado en Smith Castelli et al. (2008) para la galaxia FS90 110. Por su parte, la integración de los mencionados perfiles ha dado como resultado $M_g = -14.52$ mag, $M_g = -15.50$ mag y $M_g = -15.58$ para los brillos, y 0.82 mag, 0.93 mag y 1.11 mag para los colores $(g' - i')_0$ de la dE,N, [VC 94] 7 y [VC 94] 6, respectivamente.

Finalmente, mediante los espectros antes mencionados, se determinaron las velocidades radiales de [VC 94] 6 y [VC 94] 7, obteniendo valores de 3947 ± 10 km seg $^{-1}$ y 3703 ± 17 km seg $^{-1}$ para cada una de ellas. Dado que resultan muy similares a los 3525 km seg $^{-1}$ obtenidos para Pegasus I (Ramella et al. 2002), podemos confirmar a [VC 94] 6 y [VC 94] 7 como miembros de dicho grupo.

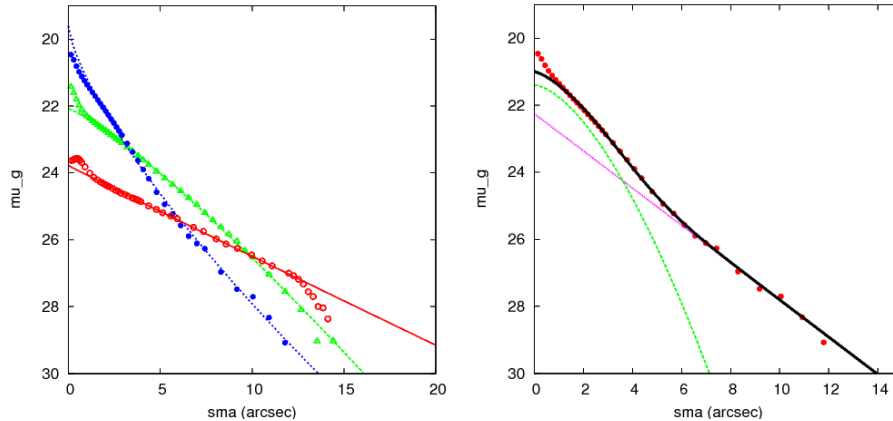


Figura 2. Panel izquierdo: perfiles de brillo y ajustes de Sérsic de las candidatas [VC 94] 6 (círculos llenos y línea punteada azul), [VC 94] 7 (triángulos vacíos y línea a trazos verde) y de la candidata dE,N (círculos rojos y línea llena roja). El panel derecho presenta un ajuste de dos funciones de Sérsic al perfil de [VC 94] 6. La línea llena en negro muestra la composición del perfil externo (línea punteada magenta), y del perfil interno (línea a trazos verde).

5. Conclusiones

Identificamos una población de ~ 1800 candidatos a CGs con $g'_0 < 26$ mag, los cuales pertenecerían al par de galaxias NGC 7619/NGC 7626. Se detectan además unos 60 objetos con $M_V < -11$ (UCDs, o CGs jóvenes?). Como es usual en galaxias elípticas masivas, se han identificado por lo menos dos subpoblaciones de CGs en cada una de ellas.

Se presentan los perfiles de brillo superficial en la banda g' , para las candidatas a galaxias enanas [VC 94] 6 y [VC 94] 7, junto con una nueva candidata dE,N identificada por primera vez en nuestros campos. Tanto esta candidata como [VC 94] 7, muestran perfiles “típicos” de galaxias de este tipo, mientras que [VC 94] 6 muestra algunas características similares a las denominadas elípticas compactas (cE). Mediante sus velocidades radiales, se confirman a [VC 94] 6 y [VC 94] 7 como miembros del grupo Pegasus I.

Referencias

- Burstein, D., Jones, C., Forman, W. et al., 1997, ApJS, 111, 163
 Fabbiano, G., Kim, D.W., & Trinchieri, G., 1992, ApJS, 80, 531
 Faifer F. R., Forte J. C., Norris M. et al., 2011, MNRAS, 416, 155
 Harris W. E., 2009, ApJ, 699, 254
 Hibbard, J. E., & Sansom, A. E., 2003, AJ, 125, 667
 O’Sullivan, E., Forbes, D. A., & Ponman, T. J., 2001, MNRAS, 328, 461
 Randall, S. W. et al., 2009, ApJ, 696, 1431
 Sikkema G., Peletier R. F., Carter D., Valentijn E. A., Balcells, M., 2006, A&A, 458, 53
 Smith Castelli A. V., Faifer F., Richtler T., Bassino L. P., 2008, MNRAS, 391, 685
 Ramella M., Geller M., Pisano A., da Costa L., 2002, AJ, 123, 2976

PRESENTACIÓN ORAL

3D spectroscopy: Solving the complex kinematic structure of the galaxy Haro 15

V. Firpo^{1,2}, G. Bosch^{1,2}, G. F. Hägele^{1,2}, R. Díaz^{3,4}

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

(2) *IALP-CONICET*

(3) *ICATE-CONICET, Argentina*

(4) *Gemini Observatory, South Base Facility, Chile*

Abstract. The most intense star-forming regions in the galaxy Haro 15 show a peculiar kinematic behavior in our high resolution spectra which provided information regarding the motion of the individual knots in the galaxy potential. We focus our study in their kinematic structure with the purpose of distinguishing the presence of different components which could be contributing to the observed widths in the global emission profile. Using high quality Integral Field Unit (IFU) data from GMOS-South of Gemini Telescopes, we mapped the velocity fields and flux distribution from fits to the different emission lines. With the high spatial resolution IFU data we are able to explain the double peak profile seen in one of the knot of the Complex A as being due to the presence of a blueshifted outflow component. The external bright star-forming region, within Complex B, is located next to a giant shell structure, suggesting that the starburst phenomenon was triggered by an ancient supernova burst.

Resumen. Las regiones de formación estelar más intensas en la galaxia Haro 15 muestran un peculiar comportamiento cinemático en nuestros espectros de alta resolución, los cuales aportan información relativa al movimiento de los brotes individuales en el potencial de la galaxia. Enfocamos nuestro estudio en la estructura cinemática de dichos brotes con el propósito de distinguir la presencia de diferentes componentes que podrían estar contribuyendo al ancho observado en el perfil global de emisión. Haciendo uso de la alta calidad de los datos IFU (Integral Field Unit) de GMOS-Sur de los Telescopios Gemini, hemos mapeado el campo de velocidad y la distribución de flujo de diferentes líneas de emisión. Con los datos de alta resolución espacial IFU podemos explicar el perfil doble observado en uno de los brotes del Complejo A sugiriendo que el mismo se debe a la presencia de una componente de flujo de materia desplazándose hacia nosotros. El brote de emisión más intenso, perteneciente al Complejo B, se encuentra en el borde de una estructura tipo cáscara gigante o super burbuja en expansión sugiriendo que el fenómeno estelar fue provocado por una antigua explosión de supernova.

1. Introduction

This work is part of a large study of regions in nearby galaxies where violent star formation is taking place. In a series of papers, our team has been performing a comparative study of Giant HII Regions with different metallicities and environments.

Haro 15 galaxy (Figure 2.) is at the distance of 86.6 Mpc, it was classified in different ways. It presents a dim spiral morphology, together with two high surface brightness concentrations that mislead earlier classifications of this galaxy as a BCD (Blue Compact Dwarf) galaxy. The starburst regions show a knotty morphology and can be resolved in a large number of clumps (Cairós et al. 2001). To verify the giant nature of the HII regions we need to measure the emission line profile widths and estimate if the velocity dispersion is supersonic (13 km s^{-1}). In Firpo et al. (2011), using high spectral resolution echelle data of the du Pont Telescope at Las Campanas Observatory, we detected the presence of several kinematical components in the emission lines from the strongest starbursts. We could see that knots A and B showed complex structure which is evident in radial velocity space (see Figure 2 and Figure 5 in Firpo et. al 2011), but was not spatially resolved in our echelle spectra. The net effect on the overall spectrum for each region is to increase the apparent width of the line profile. With the purpose to spatially resolve different kinematical components which could be contributing to the observed widths in the global emission profile we study the kinematic structure combining spectroscopic and spectral information (e.g. Martínez-Delgado et. al 2007, Westmoquette et. al 2007). To solve this we need high-spatial resolution spectra, and the 3D spectroscopy makes this possible.

2. Observations

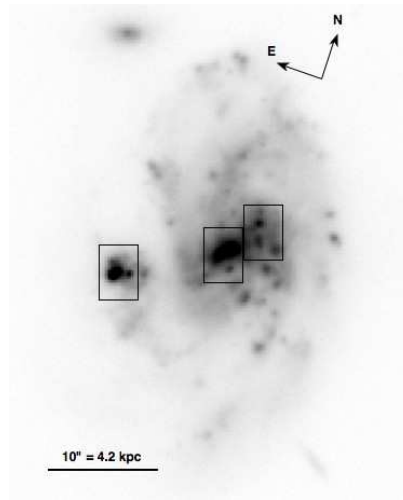
The observations were performed with the Gemini-South Multi-Object Spectrograph (GMOS) with the Integral Field Unit (IFU). Three regions of the Haro 15 galaxy (see Figure 2.) were covered in November 2008 using the R600 grating at two different angles to enhance wavelength coverage and with the GG455 filter to avoid second order contamination. Observations with the blue grating B1200 were obtained in October 2011 (programme ID: GS-2008B-Q-7, PI: V. Firpo). Observing conditions were excellent, with an average of 0.5 arcsec seeing (0.2 kpc at the distance of Haro 15), and photometric conditions. The R600 grating centered at 6150 \AA gives a spectral coverage of $4630\text{-}7520 \text{ \AA}$, and a dispersion of $0.46 \text{ \AA pix}^{-1}$. The R600 grating centered at 8550 \AA gives a spectral coverage of $6998\text{-}10043 \text{ \AA}$, and a dispersion of $0.47 \text{ \AA pix}^{-1}$. The B1200 grating gives a spectral coverage of $3720\text{-}5190 \text{ \AA}$, and a dispersion of $0.24 \text{ \AA pix}^{-1}$.

3. Results

3.1. Identification of individual sub-structures

The high spatial resolution of the GMOS-IFU allowed us to map (with excellent signal-to-noise ratio) the velocity field and flux distribution of $\text{H}\alpha$, $\text{H}\beta$, $[\text{O III}] \lambda 5007 \text{ \AA}$ emission lines. A careful comparison of continuum and emis-

Figure 1. Finding chart for the three IFU pointings on Haro 15 galaxy. Background image is derived after combining two GMOS acquisition observations performed using the g band filter. IFU fields of view are plotted as black rectangular boxes 3.5 x 5 arcsec wide.



sion line flux contributions allowed us to identify substructures within the two complexes. Nine sources within Complex A and four in Complex B.

In Figure 2, top panel shows the image obtained after median average along the whole spectrum range. Bottom panel shows the flux distribution of the $H\alpha$ emission line. A1 component relates to the strong emission knot which dominates the emission line flux from Complex A. Knot A2 is much brighter in the continuum emission which was identify as the true nucleus of the galaxy, and we identify A3 to A9 as new star-forming regions in this complex. In Complex B, B1 is the brightest emission knot which dominates the emission line flux from the complex, B2 is a small pure emission source, B3 and B4 are continuum sources.

3.2. Galaxy Rotation

We build a radial velocity map, derived from single Gaussian fits to individual $H\alpha$ emission line profile and we study the global gas rotation field pattern, and test it against different mass distribution models. We found a galactic inclination angle of 54 degrees in good agreement with the value estimated in the literature, and identified the center of rotation located in the strong continuum knot A2. Our simple model rules out the possibility of a double nucleus in Haro 15, and some deviations from circular motion suggest that the galaxy disk is strongly perturbed, maybe as product of an interaction with a dwarf companion as was proposed by López-Sánchez & Esteban (2009). We do not detect any conspicuous velocity differences that could support a minor merger nature for region B. Knot A1 is off-center by approximately 380 pc, suggesting that it is a circumnuclear star-forming region. The total mass model is well fitted by a maximum disk model within the observed radial range.

3.3. Detailed kinematics around individual star-forming knots

We analyse the kinematics around the major HII complexes and carry out a careful inspection at the highest spectral resolution available of the brightest spaxels in both complexes. In Complex A, we detect double peaked profiles where a blue wing suggests the presence of gas moving towards us with a ra-

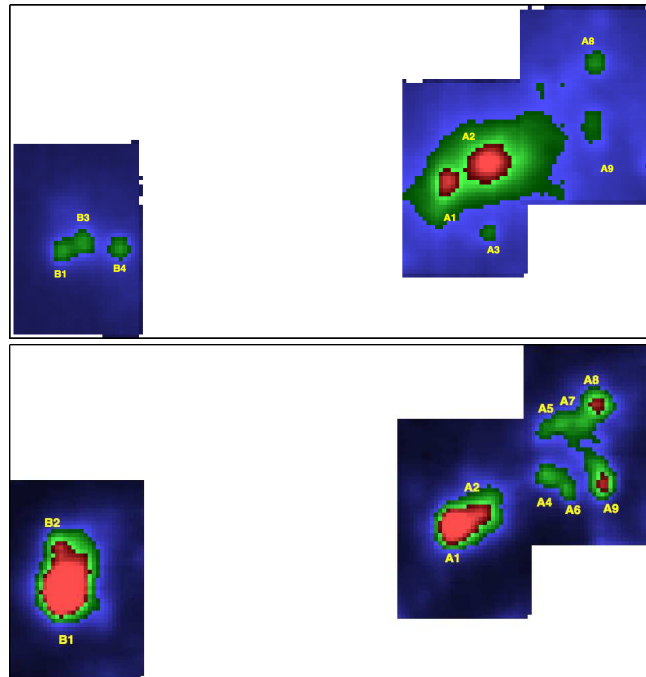


Figure 2. Identified individual substructures over the mosaic views. Top panel shows the image obtained after median averaging along the whole spectrum range, and the bottom panel shows the flux distribution of the $H\alpha$ emission line.

dial velocity difference of $40\text{-}50\text{ km s}^{-1}$ respect to the expected velocity at this position. In Complex B, the gas around the B4 continuum source shows the presence of much clearer double-peak profiles, which may be associated with the presence of a super-shell. The presence of CaT lines and a low equivalent width of $H\beta$ emission line around knot B4 indicate that it is an older cluster, which might have already suffered SNe explosions that originated the proposed shell. Intense ionized gas around knot B1 shows large equivalent width of the $H\beta$ emission line, and the presence of WR features associated to extremely young star-forming regions. The youth of the B1 knot together with the fact that it can be projected close to the edge of the putative superbubble suggests that we may be witnessing an event of large scale triggered star formation.

References

- Cairós L. M., et al., 2001, *ApJS*, 133, 321
 Firpo V., et al., 2011, *MNRAS* 414, 3288
 López-Sánchez A. R., Esteban C., 2009, *A&A*, 508, 615
 Martínez-Delgado I., et al., 2007, *AJ*, 133, 2892
 Westmoquette M. S., et al., 2007, *MNRAS*, 381, 913

PRESENTACIÓN MURAL

Channels of bulge formation: Influence of stellar clumps

I. D. Gargiulo^{1,2}, M. J. Pérez^{1,3}, S. A. Cora^{1,2}, O. Valenzuela⁴, V. Avila Reese⁴, N. D. Padilla^{5,7}, T. E. Tecce^{3,5,7}, A. N. Ruiz⁶

(1) *Fac. de Cs. Astronómicas y Geofísicas de la Univ. Nac. de La Plata*

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

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

(4) *Instituto de Astrofísica, Univ. Nac. Autónoma de México*

(5) *Dpto. de Astron. y Astrof., Pontificia Univ. Católica de Chile*

(6) *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, Univ. Nac. de Cba.*

(7) *Centro de Astro-Ingeniería, PUC, Chile*

Abstract.

We modify a semi-analytic model of galaxy formation to include the formation of stellar clumps in galaxy discs as observed in high redshift galaxies, and study their influence in bulge growth. We find that with our current implementation, the observed bulge to total mass ratio is in better agreement with observations for high mass galaxies. However, in the low mass range we overestimate the fraction of stellar mass in bulges.

Resumen.

Modificamos un modelo semi-analítico de formación de galaxias para incluir la formación de grumos estelares de disco de lo cual se observa evidencia en galaxias a alto redshift, y estudiamos su influencia en el crecimiento de los bulbos. Encontramos que, con la inclusión de este nuevo mecanismo de formación de bulbos, el modelo logra un mejor acuerdo del cociente entre la masa de bulbo y la masa estelar total observado en las galaxias más masivas. Sin embargo, en el extremo menos masivo la fracción de estrellas en bulbos está sobreestimada.

1. Introduction

Mergers and global disc instabilities are commonly invoked as mechanisms of bulge formation. Each drive, in turn, the formation of classical bulges, and bars and pseudo-bulges (Silk & Bouwens 1999). However, recent studies suggest that other mechanisms may be relevant in early epochs.

High redshift observations, $z \sim 2$, show that disc galaxies fragment into giant stellar clumps ($10^8 - 10^{10} M_{\odot}$). These galaxies have extremely high star formation rates ($SFR \sim 100 M_{\odot}/yr$), and kinematics that suggest that they are rotationally supported (e.g. Elmegreen et al. 2009). This scenario indicates that they are not the result of recent mergers. The intense SFR that characterizes these systems takes place mostly in massive stellar clumps. Numerical simulations and analytic considerations show that these clumps are driven by local

dynamical instabilities (Ceverino et al. 2010). After formation, these clumps lose angular momentum and fall into the center of the galaxy contributing to the bulge formation in a migration timescale of ~ 0.5 Gyr (Dekel et al. 2009). In this work we include, for the first time in a semi-analytic model (SAM) of galaxy formation, the mechanism of clump formation as an additional channel of bulge growth. We explore the relative importance of this mechanism against more traditional recipes for bulge formation in SAMs.

2. The model

We combine a cosmological N -body simulation (periodic box of $67.68 h^{-1} \text{Mpc}$) with the semi-analytic model of galaxy formation SAG (Cora 2006; Lagos et al. 2008; Tecce et al. 2010). We outline the model for the formation of stellar clumps and the subsequent migration that contributes to the bulge formation. We first consider galactic discs as a two-fluid system of gas and stars. The axi-symmetric instability of a two-component disc has been studied by Jog & Solomon (1984), who solve the hydrodynamic equations of a two gravitationally interacting fluids. Later works helped reach a formalism similar to that of instabilities via a Toomre criterion, with an effective Q_{eff} parameter defined to analyse the stability of the combined system (Bertin & Romeo 1988; Elmegreen 1995). Recently, Romeo & Wiegert (2011) propose an approximation to Q_{eff} , that we implement in our model, of the form,

$$\frac{1}{Q_{\text{eff}}} = \begin{cases} \frac{W}{T_{\star}Q_{\star}} + \frac{1}{T_g Q_g} & \text{if } T_{\star}Q_{\star} \geq T_g Q_g, \\ \frac{1}{T_{\star}Q_{\star}} + \frac{W}{T_g Q_g} & \text{if } T_g Q_g \geq T_{\star}Q_{\star}, \end{cases} \quad (1)$$

where W is a weight function defined as $W = 2\sigma_{\star}\sigma_g/(\sigma_{\star}^2 + \sigma_g^2)$, and $T \approx 0.8 + 0.7(\sigma_z/\sigma_r)$, being σ_z and σ_r the azimuthal and radial velocity dispersions of the fluids. Q_{\star} and Q_g are the stellar and gaseous Toomre parameters and are calculated according to the standard instability analysis (Toomre 1964; Binney & Tremaine 2008).

$$Q = \frac{\sigma_r \kappa}{\pi G \Sigma}, \quad (2)$$

where κ is the epicyclic frequency and Σ , the disc surface density. We assume discs with flat rotation curves with epicyclic frequency $2\sqrt{\Omega}$ and rotation velocity $\Omega = V_{\text{disc}}/R_{\text{disc}}$, where $R_{\text{disc}} = 3R_{\text{scale}}$. In the case of the stellar component, π is replaced by 3.36 (Toomre 1964). The surface density is computed as,

$$\Sigma = \frac{M}{\pi R_{\text{disc}}^2}, \quad (3)$$

where M represents the disc stellar mass or the cold gas mass, depending on the component considered. The radial velocity dispersions, σ_r , are calculated in different ways for each fluid. For the gaseous component, we follow Silk (1992), who considers that the gas radial velocity dispersion is supported by the supernova (SN) feedback. His semi-phenomenological formulation provides an

expression for the SFR in galactic discs which is proportional to the gas radial velocity dispersion,

$$SFR_\mu = \Sigma_g \Omega \sigma_g p_{\text{SN}}. \quad (4)$$

Here, SFR_μ is the SFR per unit surface density, Σ_g is the surface density of gaseous component and p_{SN} is the specific angular momentum deposited by the SN remnant in the interstellar medium. We define, $p_{\text{SN}} = \sqrt{(4/3) \epsilon E_{\text{SN}} \eta_{\text{SN}}}$, where ϵ is the efficiency parameter of SN feedback, E_{SN} is the SN energy released per event and η_{SN} is the number of SN per unit of stellar mass. In order to compute the radial velocity dispersion of the stellar component, we assume it proportional to the radial surface density as suggested by Lewis & Freeman (1989) and van der Kruit & Searle (1981), and implemented in galaxy models by Hernquist (1993). Thus, the radial stellar velocity dispersion is given by $\sigma_s = \sqrt{\pi G \Sigma_s z_0}$, assuming a disc scale height, $z_0 = 0.2 R_{\text{disc}}$.

Unstable galactic systems ($Q_{\text{eff}} < 1$) drive the fragmentation of discs into giant clumps. Once the stability of each galaxy in the SAG is analysed, we model the clump formation process and its contribution to the bulge growth following the analytical prescription of Dekel et al. (2009). If a disc is unstable, we turn 20% of the total cold gas into stellar clumps, which instantaneously migrate to the centre of the galaxy. Note that, for a better description of bulge formation via this mechanism, it will be mandatory to improve the current recipes so as to include, for instance, a more gradual migration of clump stars to the bulge.

3. Results

We evaluate the total bulge growth down to $z=0$ for all galaxies in the simulation taking into account the different channels of bulge formation. Fig. 1 shows the morphology parameter B/T (bulge to total stellar mass ratio) as a function of galaxy stellar mass for two different models. The left panel of the figure shows the bulge formation for the classic model, SAG0, which includes mergers and the global instability of (Efstathiou et al. 1982). The right panel shows the results obtained when we include the description of bulge formation driven by disc instabilities and bursts of central SF induced by mergers (Hopkins et al. 2009; Zavala et al. 2012), and the additional clump migration channel, SAGC.

We find that SAGC increases the bulge-to-total stellar mass ratio in the entire range of masses, showing a better agreement for massive galaxies with respect to estimations of Gadotti (2008). However, it also produces an overestimation of bulges in the range of stellar masses below $10^{10} M_\odot$. We see that runs with the new mechanism of bulge growth due to merger-induced migration of disc stars and gas to the center, show results quantitatively similar to the ones obtained in SAG0. Therefore, the difference in the results shown in the right pannel can be attributed mostly to the clump migration channel. This outcome is independent of the galaxy being central or satellite in their host halo. We will therefore use these results to improve the model to include other mechanisms for stabilizing low mass galaxies, such as the gravitational heating produced by clump migration (Cacciato et al. 2012). The methods applied in the analysis of the observational data should also be examined for biases at this low mass range.

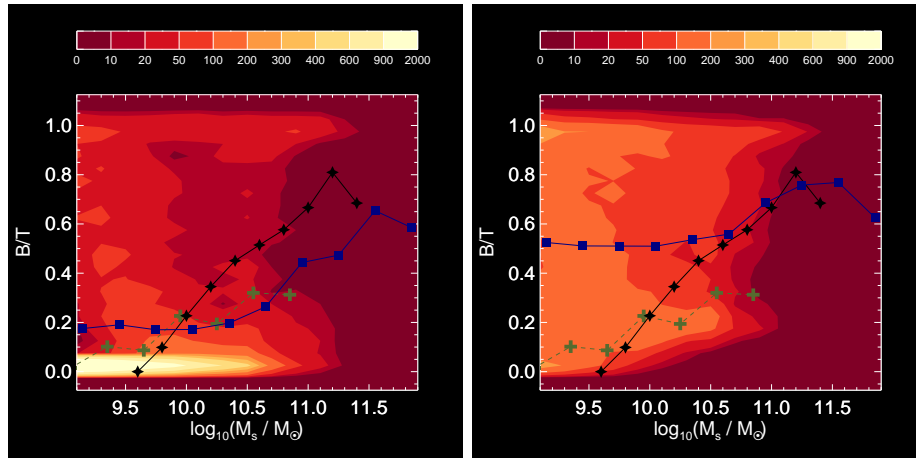


Figure 1. Contour plots of B/T (bulge to total stellar mass ratio) as a function of galaxy stellar mass for two different models: SAG0 (left) and SAGC (right panel). Blue lines with squares represent the mean value of the simulated samples. Mean values of observed samples are denoted by black lines with stars (Gadotti 2008) and green lines with crosses (Fisher & Drory 2010).

References

- Bertin G., Romeo A. B., 1988, *A&A*, 195, 105
 Binney J., Tremaine S., 2008, *Galactic Dynamics: Second Edition*. Princeton University Press
 Cacciato M., Dekel A., Genel S., 2012, *MNRAS*, 421, 818
 Ceverino D., Dekel A., Bournaud F., 2010, *MNRAS*, 404, 2151
 Cora S. A., 2006, *MNRAS*, 368, 1540
 Dekel A., Sari R., Ceverino D., 2009, *ApJ*, 703, 785
 Efstathiou G., Lake G., Negroponte J., 1982, *MNRAS*, 199, 1069
 Elmegreen B. G., 1995, *MNRAS*, 275, 944
 Elmegreen B. G., et al., 2009, *ApJ*, 692, 12
 Fisher D. B., Drory N., 2010, *ApJ*, 716, 942
 Gadotti D. A., 2008, *MNRAS*, 384, 420
 Hernquist L., 1993, *ApJS*, 86, 389
 Hopkins P., et al., 2009, *ApJ*, 691, 1168
 Jog C. J., Solomon P. M., 1984, *ApJ*, 276, 127
 Lagos C. D. P., Cora S. A., Padilla N. D., 2008, *MNRAS*, 388, 587
 Lewis J. R., Freeman K. C., 1989, *AJ*, 97, 139
 Romeo A. B., Wiegert J., 2011, *MNRAS*, 416, 1191
 Silk J., 1992, *Australian Journal of Physics*, 45, 437
 Silk J., Bouwens R., 1999, *Ap&SS*, 265, 379
 Tecce T. E., et al., 2010, *MNRAS*, 408, 2008
 Toomre A., 1964, *ApJ*, 139, 1217
 van der Kruit P. C., Searle L., 1981, *A&A*, 95, 105
 Zavala J., et al., 2012, *MNRAS*, 427, 1503

PRESENTACIÓN MURAL

Estimación de la incerteza cinemática de los espectros obtenidos con REOSC (CAsLeo), Flamings-2 y PHOENIX (Gemini) para observaciones de gas ionizado en galaxias

G. Gaspar¹, R.J. Díaz^{2,3}, G. Günthardt², M.P. Agüero^{2,3}, J.A. Camperi² & G. Gimeno⁴

(1) *FaMAF, Universidad Nacional de Córdoba*

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

(3) *ICATE, CONICET*

(4) *Observatorio GEMINI*

Abstract. The determination of the radial velocity curves of ionized gas in galaxies requires knowing the value of the internal kinematic uncertainty along the slit for the used spectrographs. We present preliminary results of the study of the variation of the measured radial velocity of both the telluric and comparison emission lines in the spatial direction. This was done for the spectrographs REOSC, Flamings-2 (F2) and Phoenix. In particular we are interested in using this data to homogenize the rotation curves of nearby galaxies in large-scale ranges. These results will be also useful as references for those works that measure radial velocities of extended objects using only one emission line of ionized gas.

Resumen. La determinación de las curvas de velocidades radiales del gas ionizado en galaxias requiere conocer el valor de la incerteza cinemática interna a lo largo de la ranura larga para los espectrógrafos usados. Presentamos aquí los resultados preliminares del estudio de la variación de la velocidad radial en las líneas de emisión de cielo (telúricas) y de comparación en la dirección espacial para los espectrógrafos REOSC, Flamings-2 (F2) y Phoenix. En particular nos interesa utilizar estos datos para homogeneizar las curvas de rotación de galaxias cercanas en rangos de escala amplios, y en general los resultados servirán como referencia para aquellos trabajos que midan velocidades radiales de objetos extendidos utilizando una única línea de emisión en el gas ionizado.

1. Introducción

Estamos realizando observaciones espectroscópicas de las regiones centrales y cuerpo principal de una muestra de galaxias espirales a fin de cubrir un amplio rango radial desde las escalas de unos pocos parsecs hasta la decena de kiloparsecs. Esto corresponde a escalas en el cielo menores al segundo de arco y mayores a los tres minutos de arco, respectivamente. Estas observaciones son usadas en nuestros estudios de la dinámica de galaxias espirales y sus perturbaciones, así co-

mo de los mecanismos de alimentación de la actividad nuclear. Dado que usamos distintos tipos de instrumentos para cubrir este rango de escalas, e incluimos el rango infrarrojo para penetrar en las regiones centrales de las galaxias espirales, hemos optado por reportar en un solo trabajo las incertezas cinemáticas típicas que proveen los distintos instrumentos que estamos usando, para referencia de otros usuarios. Las referencias para cada instrumento se pueden encontrar en las correspondientes páginas web citadas al final de este trabajo.

2. Metodología

Usamos dos métodos para determinar la posición de la línea de interés (ya sea línea de comparación o cielo). Para aquellos espectros en los que el ancho de ranura o el perfil instrumental intrínseco no tiene un perfil con pico marcado y forma gaussiana, calculamos el centroide de la línea a partir de los píxeles pesados por intensidad (tal fue el caso de las líneas de comparación del espectrógrafo REOSC), y para los casos de perfiles de ancho instrumental normal o para las líneas de baja S/N calculamos el centroide ajustando gaussianas a lo largo de la línea. En ambos casos se ajustó a la nube de puntos un polinomio de orden 3 a 5 a lo largo de la coordenada espacial de la ranura con el fin de no incorporar el efecto de la curvatura total del espectro a la incerteza en velocidad, pues la curvatura es usualmente removida en la linearización de los espectros. La linearización de los espectros se realiza en forma local, usando las líneas de cielo (en el IR) o de comparación (en el óptico) más cercanas al carácter espectral a usar en la construcción de la curva de rotación. Esta técnica es mucho más precisa para la determinación de velocidades relativas a lo largo de la ranura que la linearización global de los espectros. Esta última introduce el error matemático del polinomio bidimensional de alto orden usado para describir la curvatura de los espectros producida por la combinación de la cámara y la red de difracción o grisma.

3. Primeros Resultados

En las figuras 1, 2 y 3 mostramos los resultados iniciales para algunos espectros de REOSC, Phoenix y F2 respectivamente; y en el futuro extenderemos el análisis a GMOS-S. Nos hemos concentrado inicialmente en las combinaciones instrumentales que producen mayor resolución espectral sin submuestrear exageradamente el disco de seeing en el plano focal. En particular podemos comparar las relaciones S/N y configuraciones necesarias en cada instrumento para llegar a incertezas del orden de los 2 km/s en las velocidades radiales relativas:

- Para obtener precisiones de unos pocos km/s en el óptico y usando REOSC en la región alrededor de 6700 Å, se necesita usar la ranura de $150\mu\text{m}$ ($1''$) y la red de 1200 l/mm. Se debe alcanzar un alto cociente señal/ruido, S/N ~ 70 por píxel, para lograr velocidades radiales relativas de la línea de comparación o de cielo con una desviación estándar RMS = 2.1 km/s.
- Phoenix es un espectrógrafo de muy alta resolución (actualmente decomisionado de Gemini del cual tenemos gran cantidad de observaciones). Con

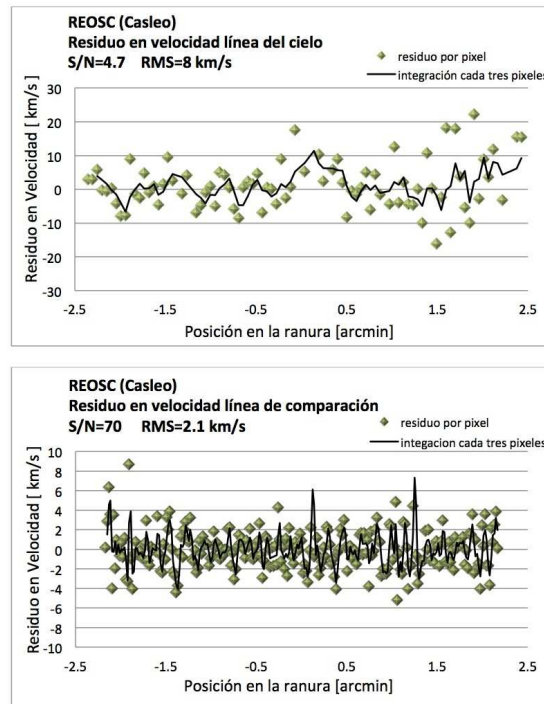


Figura 1. Residuos en velocidad de línea del cielo de un espectro tomado con el espectrógrafo REOSC de CAsLeo. *Arriba:* con relación $S/N \sim 4.7$. *Abajo:* con relación S/N de 70 por pixel.

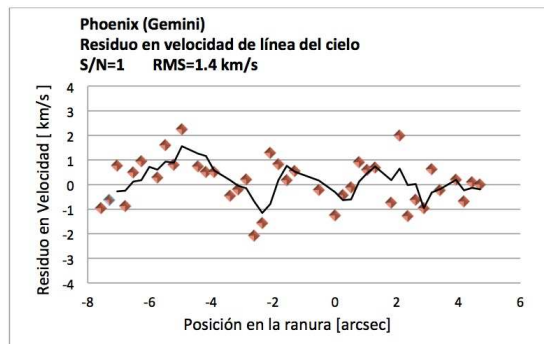


Figura 2. Residuo en velocidad de línea del cielo con relación $S/N \sim 1$ por pixel. Espectro tomado con el espectrógrafo Phoenix de Gemini.

la ranura de 4 pixeles, en la zona espectral de 22000 \AA , alcanzamos similar incerteza de $RMS = 2 \text{ km/s}$, en líneas de cielo con solo $S/N \sim 1$ por pixel.

- El F2 alcanza la misma precisión usando una ranura de 2 pixeles y el grisma R3K. Con una $S/N \sim 148$, se logran mediciones de velocidad radial relativa con $RMS = 1.6 \text{ km/s}$, en la región espectral de 20000 \AA .

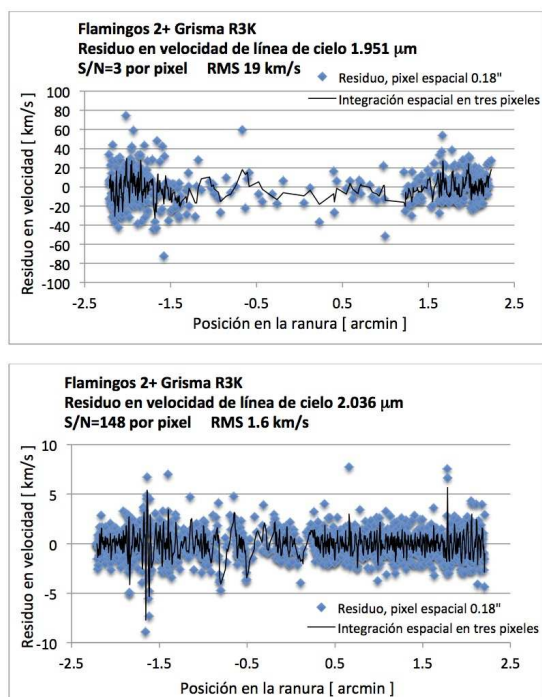


Figura 3. Residuos en velocidad de línea del cielo en espectros tomados con el F2. *Arriba:* con relación $S/N \sim 3$. *Abajo:* con relación $S/N \sim 148$ por pixel.

4. Conclusiones

Combinando REOSC, GMOS y F2, contamos con acceso a un conjunto instrumental que nos permite el muestreo detallado y extendido de las curvas de rotación de galaxias espirales con una precisión de alrededor de 10 km/s para líneas de emisión del gas ionizado detectadas con un mínimo de $S/N \sim 5$ por pixel. Estas determinaciones son independientes de la calibración absoluta en velocidades radiales. En el rango óptico, REOSC sirve para las escalas globales, dado el largo de su ranura y la resolución espacial no mejor que un par de segundos de arco. Ya hemos observado varias decenas de galaxias con mucha profundidad usando este instrumento. Para las regiones centrales contamos con acceso a GMOS, y para los núcleos y galaxias con mucha extinción, contamos con F2 cuya resolución espacial es mejor que medio segundo de arco y esperamos que sea mejor aún en el futuro con el uso de la óptica adaptable en Gemini Sur.

Referencias

- Flamingos-2 (F2): <http://www.gemini.edu/sciops/instruments/?q=node/10234>
 GMOS-S: <http://www.gemini.edu/sciops/instruments/?q=node/10003>
 Phoenix: <http://www.gemini.edu/?q=node/10239>
 REOSC: <http://www.casleo.gov.ar/instrumental/js-reosc.php>

PRESENTACIÓN ORAL

Acerca de la linealidad de la relación color-magnitud del cúmulo de Virgo

N. González¹, A. Smith Castelli^{1,2}, F. Faifer^{1,2} & J. C. Forte^{3,4}

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

(2) *Instituto de Astrofísica de La Plata (CCT La Plata, CONICET - UNLP), La Plata, Argentina.*

(3) *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina.*

(4) *Planetario de la Ciudad de Buenos Aires “Galileo Galilei”, Argentina.*

Abstract. In this work we revisit the color-magnitude relation (CMR) of the Virgo cluster by means of the realization of our own photometry and the analysis of images of 100 early-type galaxies, observed as part of the ACS Virgo Cluster Survey of the Hubble Space Telescope (HST). Our objective, within the framework of the discussion about the nonlinearity of the CMR in the Virgo cluster, is to draw a comparison between the results of the photometry performed in this work and the results obtained in previous ones.

Resumen. En este trabajo revemos la relación color-magnitud (RCM) del cúmulo de Virgo mediante la realización de nuestra propia fotometría y el análisis de las imágenes de 100 galaxias de tipo temprano, observadas como parte del programa *ACS Virgo Cluster Survey* del *Hubble Space Telescope* (HST). Nuestro objetivo, en el marco de la discusión acerca de la no linealidad de la RCM del cúmulo de Virgo, es realizar una comparación de la resultante a partir de la fotometría llevada a cabo en este trabajo, con los resultados obtenidos en trabajos previos.

1. Introducción

Las observaciones muestran que en un diagrama color-magnitud (DCM), las galaxias de tipo temprano pertenecientes a cúmulos y grupos trazan una relación color-magnitud (RCM) bien definida que sigue una fuerte relación lineal (por ej. Smith Castelli et al. 2008, 2012 y referencias allí citadas). Sin embargo, y en fuerte contraste con esto, se han reportado relaciones no lineales para el cúmulo de Virgo.

Específicamente, a partir de datos obtenidos en el marco del *ACS Virgo Cluster Survey* (ACSVCS), Ferrarese et al. (2006) (de aquí en más, F06) encuentran que el mejor ajuste para la RCM de Virgo corresponde a una función cuadrática. En cambio, Janz & Lisker (2009), a partir de datos del *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS), han obtenido una RCM en forma de “S” invertida, confirmada luego por Chen et al. (2010). Un trabajo más reciente de Lieder et al. (2012)

obtiene para la RCM de Virgo un cambio en la pendiente en $M_V \approx -14$ mag, que coincide con el punto de transición entre las galaxias enanas elípticas (dE) y las enanas esferoidales (dSph). En este trabajo nos proponemos rever la RCM del cúmulo de Virgo mediante la realización de nuestra propia fotometría y análisis sobre las imágenes de 100 galaxias de tipo temprano empleando los datos públicos del ACSVCS. Nuestro objetivo es explorar la no linealidad reportada para este sistema.

2. Observaciones y procesamiento de los datos

Las imágenes que se utilizaron en este trabajo fueron obtenidas con la *Advanced Camera for Surveys* (ACS) que se encuentra a bordo del *Hubble Space Telescope* (HST), en el marco del ACSVCS (Côté et al. 2004). Estas imágenes fueron tomadas en los filtros F475W y F850LP, que se pueden transformar a los filtros g y z del SDSS a través de las transformaciones presentadas por Sirianni et al. (2005).

Para desarrollar este trabajo se realizaron los pasos que se enumeran a continuación: (a) Construcción de los mapas de color correspondientes a las 100 galaxias del cúmulo de Virgo; (b) obtención de perfiles de brillo y color con la tarea *ellipse* de IRAF (*Image Reduction and Analysis Facility*), mediante el ajuste de isofotas con parámetros fijos; (c) transformación al Sistema Estándar ABMAG; (d) obtención de magnitudes integradas en cada filtro, integrando numéricamente el perfil de brillo superficial calibrado al sistema estándar, desde el centro de la galaxia hasta el radio máximo; (e) obtención de colores integrados mediante la resta de las magnitudes integradas en los filtros considerados; (f) corrección por extinción y enrojecimiento interestelar; (g) construcción de la RCM y comparación con la obtenida a partir de los datos fotométricos publicados por F06 (para detalles sobre la metodología utilizada por estos autores, referirse a la publicación).

3. Resultados

A partir de las imágenes y perfiles de brillo de las 100 galaxias del ACSVCS, hemos podido identificar varias galaxias que presentan características similares a NGC 4486B (VCC 1297), la única galaxia de tipo compacta elíptica (cE) fehacientemente identificada como tal en el cúmulo de Virgo. Dichos objetos son VCC 1192, VCC 1199, VCC 1627 y VCC 1871. En sus imágenes y perfiles de brillo, estas galaxias muestran, al igual que NGC 4486B, morfologías esféricas y compactas, así como también perfiles de brillo concentrados ($R_{\mu_z=25} \leq 30''$) con brillos centrales relativamente altos ($\mu_{z_0} \approx 16$ mag arcsec $^{-2}$). Además, estas galaxias muestran los mapas de color más rojos de toda la submuestra de galaxias de baja masa. Por otro lado, hemos encontrado algunas galaxias con núcleos azules, y con evidencia de haber experimentado formación estelar reciente, propiedades usualmente no asociadas con galaxias de tipo temprano. Ejemplos de estos objetos son VCC 21, VCC 1488, VCC 1499 y VCC 1857. Por último, teniendo en cuenta lo mencionado anteriormente, hemos comparado la RCM que resulta de los datos fotométricos de F06, y la obtenida a partir de la fotometría realizada en el presente trabajo.

Partiendo de las magnitudes y colores integrados que se encuentran en la tabla 4 de F06, se obtuvo el DCM, que se muestra en el panel superior de la Figura 1. Allí se pueden distinguir tres regiones: las galaxias más brillantes que definen un quiebre, las de tipo cE y las que presentan colores centrales azules y evidencia de formación estelar reciente. Por otro lado, en el panel inferior de la Figura 1 presentamos el DCM obtenido en el presente trabajo, utilizando un método más simple para obtener la fotometría de las mismas galaxias (para más detalles, ver Smith Castelli et al. 2013). Como puede apreciarse, este diagrama presenta gran similitud con el obtenido a partir de los datos de F06, salvo en lo que respecta a aquellas galaxias que no están completas en el campo de ACS. En ese caso se puede apreciar que las galaxias presentan sistemáticamente luminosidades menores, desdibujándose el quiebre mostrado por el diagrama de F06. Esto es de esperarse, ya que nuestras magnitudes en estas galaxias están subestimadas, debido a que, para calcularlas, nosotros integramos los perfiles de brillo hasta una isofota límite dada por el campo de visión de ACS, a diferencia de lo realizado por F06.

En ambos diagramas se ajustó una relación lineal, efectuando un ajuste por el método de *mínimos cuadrados* mediante el programa *gnuplot*. Para ello, en el caso de F06 se excluyeron las galaxias que representan las tres regiones mencionadas anteriormente. Se encontró la siguiente relación:

$$(g - z)_0 = 2,42(\pm 0,08) - 0,087(\pm 0,006) g_0. \quad (1)$$

Para el ajuste de la región lineal del diagrama obtenido en este trabajo, se excluyeron las galaxias incompletas, las cEs y las que presentan colores centrales azules. La relación encontrada es:

$$(g - z)_0 = 2,33(\pm 0,09) - 0,081(\pm 0,006) g_0. \quad (2)$$

Por lo tanto, resulta que los ajustes lineales, dentro de los errores, son similares, a pesar de la diferente forma de obtener las magnitudes y colores integrados en ambos trabajos.

4. Conclusiones

A partir del análisis de las imágenes, mapas de color, y perfiles de brillo de las galaxias de la muestra, identificamos una pequeña población de galaxias candidatas a ser de tipo cE. Así mismo, mediante una fotometría más simple que la desarrollada por F06, recuperamos la tendencia general de la RCM publicada por estos autores. Cuando se excluyen del DCM las galaxias del extremo brillante en el caso de F06, las galaxias incompletas en el caso del presente trabajo, y las galaxias candidatas a cEs y las galaxias débiles azules con indicios de formación estelar en ambos trabajos, surge una relación lineal en acuerdo con lo encontrado en otros cúmulos y grupos de galaxias. De este modo, resulta que la RCM es una relación fotométrica lineal en su mayor parte, lo suficientemente fuerte como para ser recuperada sin ambigüedad mediante análisis fotométricos simples, cuando se hace una correcta identificación morfológica de las galaxias consideradas para la construcción de la misma.

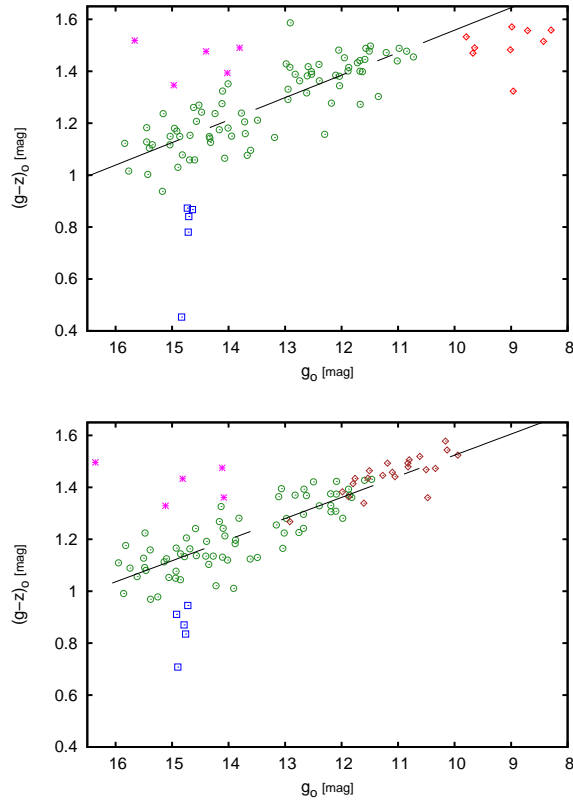


Figura 1. Diagrama color-magnitud de las galaxias de tipo temprano observadas en el marco del ACSVCS. El panel superior fue construido a partir de los datos publicados por F06 y el panel inferior con la fotometría obtenida en este trabajo. Las líneas a trazos representan el ajuste lineal realizado a la RCM. Para hacer el ajuste, en ambos diagramas se excluyeron las galaxias de tipo cE (asteriscos magenta) y las que muestran evidencia de formación estelar reciente (cuadrados azules). Además, en el panel superior se excluyeron las galaxias brillantes que definen un quiebre (rombos rojos) y en el panel inferior las galaxias que no están completas en los campos del ACS (rombos marrones). Magnitudes y colores fueron corregidos por extinción y enrojecimiento interestelar.

Referencias

- Côté P., et al. 2004, ApJS, 153, 223
 Chen, Ch.-W., Ct, P., West, A., Peng, E. W., Ferrarese, L., 2010, ApJS,191,1
 Ferrarese L. et al., 2006, ApJS, 164, 334 (F06)
 Janz J., Lisker T., 2009, ApJ, 696, L102
 Lieder S., Lisker T., Hilker M., Misgeld I., Durrell P., 2012, A&A, 538A, 69
 Sirianni M. et al., 2005, PASP, 117, 1049
 Smith Castelli, A.V., et al. 2008, MNRAS, 386, 2311
 Smith Castelli, A.V., et al. 2012, MNRAS, 419, 2472
 Smith Castelli, A., González, N., Faifer, F., Forte, J.C., 2013, ApJ, 772, 68

PRESENTACIÓN MURAL

Evolución en Núcleos Activos de Galaxias y QSOs I. Relación *Starbursts* y AGNs en Galaxias Próximas.

S. Lípari^{1,2,3,4}, D. Merlo¹, M. Moyano³

(1) Observatorio Astronómico (UNC); (2) CONICET; (3) Facultad de Matem., Astronomía y Física (UNC); (4) Escuela de Biología (UNC)

Abstract. We have started a new part of our program: “Study of Evolution of AGNs & QSOs”. This new part is mainly a study of the relation between Starbursts and AGNs-QSOs in nearby galaxies (using our model of Evolutive, Composite & Explosive AGNs-QSOs). In particular, we have started spectrophotometric and imaging observations at CASLEO, Bosque Alegre, Gemini, Calar Alto, etc. This study also includes the analysis of Archive Data. Here we show our first results for NGC 1097.

Resumen. Hemos iniciado una nueva parte de nuestro programa: “Estudio de la evolución de AGNs y QSOs”. Esta nueva parte consiste en el estudio de la relación entre la Formación Estelar Violenta y los AGNs-QSOs en galaxias próximas. Hemos iniciado observaciones de imágenes y espectros en CASLEO, Bosque Alegre, Gemini, etc. En este trabajo presentamos los primeros resultados obtenidos para NGC 1097.

1. Introducción al programa “Estudio de Evolución de QSOs y AGNs”

Por más de medio siglo uno de los temas principales en Astrofísica ha sido el estudio del origen de las fuentes de energía en los AGNs y QSOs. Existen principalmente tres modelos que explicarían las observaciones de QSOs y AGNs, ellos son: (1) Modelo Estándar y Unificado de AGNs, con un agujero negro supermasivo y un disco de acreción (Rees 1984; Antonucci & Miller 1986); (2) Modelo de *starburst* (para AGNs de baja luminosidad), con eyecciones debidas a supernovas (Terlevich et al. 1992); y (3) Modelos Compuestos, donde se combinan agujeros negros supermasivos con discos de acreción y *starburst* (Scoville & Norman 1988; Perry & Dyson 1992; Lipari et al. 1992, 1994).

Nuestro Grupo Internacional de “Estudio de Evolución de AGNs y QSOs” (ver Lípari & Terlevich 2006; Lípari 1994; Lípari et al. 1992, 1994, 2005, 2009a,b, 2012, 2013) está analizando desde el punto de vista teórico y observacional este Modelo Evolutivo, Compuesto y Explosivo, y ha obtenido importantes resultados, entre ellos: (i) se encontró un Diagrama de Evolución de Galaxias y QSOs (Lípari 1994; Lípari et al. 2005, 2006, 2009a,b, 2012, 2013), ver Figura 1; (ii) se propuso el primer escenario para el final de una galaxia vía explosión de SN e HyN (encontrándose un IR QSO en dicho estado), y un similar escenario para la formación; (iii) se explicó con explosiones de SN e HyN la generación de Rayos Cósmicos Ultra Energéticos (CR-UE, detectados en AGNs) y la materia oscura.

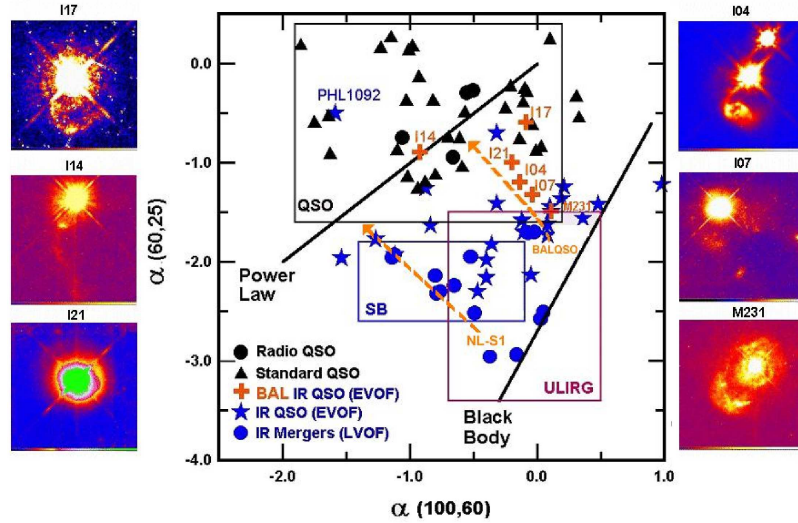


Figura 1. Diagrama IR de Evolución de Galaxias, AGNs y QSOs.

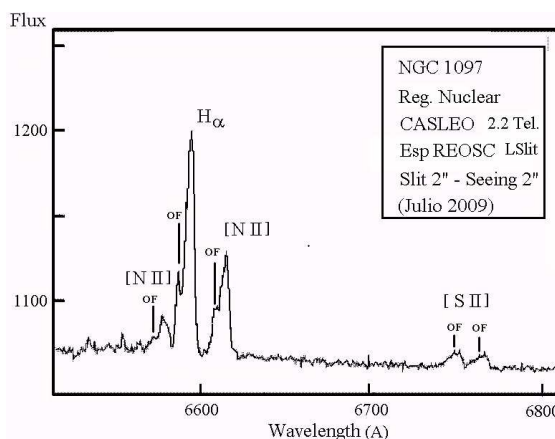
Más específicamente, en este escenario Explosivo, Compuesto y Evolutivo, primero los *mergers o fusiones de galaxias* alimentan los procesos de formación estelar violenta-extrema y también la formación o fusión de AGNs. Dando por resultado emisión infrarroja intensa (por una extrema formación de polvo y Fe) debido a una gran cantidad de eventos explosivos de supernovas e hipernovas en los discos de acreción (según los procesos estudiados en detalle por Collin & Zhan 1999). Es decir, este modelo incluye: (a) *starbursts* en las regiones nucleares próximas al AGN; (b) lo cual genera la expansión de burbujas y *shells* supergigantes. Estos procesos de flujos salientes (*out-flow*, OF) de gas pueden producir tanto regiones de líneas de emisión, como de absorción (BALs).

También, en los últimos años hemos estado estudiando en detalle (con alta resolución espacial y espectral) nuestro escenario Evolutivo, Compuesto y Explosivo empleando especialmente espectroscopía 3D de alta resolución espacial y espectral, Gemini-GMOS. En este sentido, hemos estudiado en 4 IR QSOs:

I) Mark 231: desacoplado de los espectros 3D las componentes de la *galaxia anfitriona* y del QSO de Mrk 231, obtuvimos que una parte importante de la NLR habría sido generada por procesos de OF y ondas de choque ionizantes de baja velocidad (Lípari et al. 2009a, 2012, 2013).

II) IRAS 04505-2958: usando espectros GMOS-IFU Gemini, estudiamos los procesos de OF que tienen lugar en dos burbujas/*shells* nucleares a $r \sim 1.1-2.2$ kpc y en *shells* hipergigantes a $r \sim 11$ y 60 kpc. Las observaciones muestran detalles de: (i) OF bipolares a pequeña escala con propiedades características de *shells* nucleares; (ii) OF bipolares a $r \sim 10-15$ kpc y $\sim 60-80$ kpc: la primera de dichas *shells* habría originado una Galaxia en formación; (iii) esto sería compatible con nuestro modelo de OF extremo y explosivo, en el cual gran parte del medio interestelar de la *galaxia anfitriona* habría sido eyectada formando una estructura de múltiples *shells* (fin de una galaxia); (iv) también se analizaron en detalle los procesos de generación de RC-UE y neutrino/materia oscura asociada con los fenómenos de explosiones de hipernovas (Lípari et al. 2009b, 2013).

Figura 2. Espectro de la región nuclear de NGC 1097 (CASLEO 2009). No se observa la emisión ancha en $H\alpha$; se ha detectado OF ($\Delta V \sim -280$ km/s).



III) IRAS 07598+6508 e IRAS 17002+5153: usando espectroscopía GMOS-IFU, estudiamos en detalle las shells y OF en estos 2 IR QSOs (Lípari et al. 2008).

En el presente trabajo comentamos los primeros resultados de una nueva parte de nuestro programa “Estudio de Evolución de AGNs y QSOs”, que estudia la formación Estelar Violenta y los AGNs-QSOs en galaxias próximas.

2. Estado Actual del Programa y Primeros Resultados: NGC 1097

2.1. Observaciones y Reducción

En Argentina estamos realizando observaciones espectroscópicas e imágenes ópticas de unos 20 AGNs y QSOs próximos desde los Observatorios CASLEO (con el espectrógrafo REOSC con la red de 1200 líneas/mm, dando una resolución de 4 Å y una dispersión de 130 Å/mm; cubriendo el rango 6500 a 6900 Å) y de Bosque Alegre (con el espectrógrafo EMF y de Campo Integral en modo long-slit y la red de 1200 líneas/mm). Además estos datos se complementan con observaciones propias previas a esta nueva parte del programa.

El proceso de reducción y análisis de los datos observacionales fue realizado usando y combinando el software IRAF con aquellos desarrollados por nuestro grupo, especialmente para espectroscopía 3D (ver Lípari et al. 2009a,b).

2.2. Análisis de los Datos

Si bien tenemos ya observados unos 15-20 AGNs y QSOs próximos, en este trabajo queremos comentar especialmente resultados obtenidos para la región Nuclear de NGC 1097. Estamos estudiando esta galaxia desde 1988 (con datos de espectroscopía e imágenes de Bosque Alegre).

Un aspecto notable de NGC1097 (además de tener un núcleo compuesto, un anillo *starburst* de un diámetro de 1 kpc, más la detección de 3 jets de 70 kpc, en 2 sistemas de Jets Nucleares) es el hecho que desde 1991 se detectó la aparición de una componente ancha y con doble pico en la línea de emisión de $H\alpha$ (Storchi-Bergmann et al. 1993) que presenta fuertes variaciones en el flujo.

En la Fig. 2 se muestra el espectro obtenido para la región nuclear de NGC 1097 en CASLEO en julio de 2009. Ya que el *seeing* y la ranura fueron de 2”, esto implica que en el espectro observamos principalmente la componente del núcleo más una contribución mínima del anillo nuclear. Teniendo en cuenta este

hecho podemos analizar y comparar el espectro de la Fig. 2 con los obtenidos previamente, de lo cual surgen 2 hechos evidentes: (1) la fuerte componente ancha en $H\alpha$ no está presente (o no es detectable); (2) en todas las líneas de emisión observadas (con alta resolución espectral, con la red de 1200 l/mm) se detectó una clara componente en OF. Estas líneas de las componentes del OF presentan -como en el proceso de OF de Mrk 231- fuerte emisión de [SII], lo cual sugiere ionización por ondas de choque de baja velocidad. Mas específicamente hemos medido para esta componente de OF una diferencia de velocidad (respecto a la componente principal de la línea de emisión) $\Delta V \sim -280$ km/s. Actualmente, estamos estudiando el origen de este proceso de OF gigante, el cual puede estar asociado principalmente a los procesos de vientos galácticos y/o Jets.

Nuestros resultados serían consistentes con los estudios de variaciones halladas en el perfil de la línea $H\alpha$ por Schimoia et al. (2012), quienes sugirieron en 2010 que la componente ancha es muy débil. Estos autores analizan en detalle las variaciones de perfil, pero no analizan el hecho de que la componente ancha desaparezca luego de unos 18 años.

Si bien la variación del perfil de la componente ancha en $H\alpha$ puede deberse a los procesos de acreción del gas en el AGN, la desaparición de dicha componente podría estar relacionada con el hecho de haberse detectado 2 sistemas de jets, lo cual sugiere la presencia de dos AGNs en el núcleo de NGC 1097. Es decir, uno de dichos AGNs estaría ocultando en forma cíclica al otro AGN que presenta componentes anchas en $H\alpha$. Estamos analizando además observaciones de 1988 de Bosque Alegre, y de Archivos. Es importante comentar que en CASLEO detectamos en la galaxia luminosa en IR IRAS 02366-3101 una similar componente ancha en $H\alpha$ (Colina et al. 1991). Es nuestra intención continuar el trabajo de monitoreo de núcleos de galaxias próximas con *starburst* y AGNs.

Referencias

- Antonucci R., Miller J., 1986, ApJ, 297, 621.
 Colina L., Lípari S. & Macchetto, F., 1991, ApJ, 427, 174.
 Collin S. & Zahn P., 1999, A&A, 344, 433.
 Lípari S. & Macchetto, 1992, ApJ, 367, 522.
 Lípari S. & Terlevich, R., 2006, MNRAS, 368, 1001.
 Lípari S. et al., 1994, ApJ, 427, 174.
 Lípari S. et al., 2005, MNRAS, 360, 416.
 Lípari S. et al., 2008, Bol. AAA, 51, 271.
 Lípari S. et al., 2009a, MNRAS, 392, 1295.
 Lípari S. et al., 2009b, MNRAS, 398, 658.
 Lípari S. et al., 2012, Libro: "Fifty Years of Quasars", Editores M. D'Onofrio, P. Marziani, J. Sulentic, Springer-Verlag, Berlin, Alemania, p. 245.
 Lípari S. et al., 2013, Libro: "Evolución de QSOs y AGNs", Ed Univ Nac Córdoba, Arg.
 Perry J. & Dyson., 1992, in Testing the AGN, Eds. Holt, Neff, Urry, AIPhy, p.553.
 Rees M., 1984, Ann.Rev.Astr.Astrop., 22, 471.
 Schimoia J. et al., 2012, ApJ, 748, 145.
 Scoville N. & Norman C., 1988, ApJ, 332, 163.
 Storchi-Bergmann T. et al., 1993, ApJ, 410, L11.
 Terlevich R. et al., 1992, MNRAS, 255, 713.

PRESENTACIÓN MURAL

Estudio de Evolución de los Núcleos Activos de Galaxias y QSOs: II. Búsqueda de Supernovas en Galaxias Próximas con AGNs y *Starburst*

D. Merlo¹, S. Lípari^{1,2,3,4} & M. Moyano³

(1) Observatorio Astronómico (OAC-UNC)

(2) CONICET

(3) Facultad de Matemática, Astronomía y Física (FaMAF-UNC) (4) Escuela de Biología, Facultad de Ciencias Ex. Físicas y Nat. (UNC)

Abstract. Several lines of observational evidences suggesting that supernovae and hypernovae events play a main role in evolution of galaxies, AGNs and QSOs. In order to search more detailed information, we have started a study and detection of supernovae and hypernovae in the nuclei of nearby active galaxies obtaining high-resolution spectra and images in the standard UBVRI filters mainly from CASLEO, Bosque Alegre and data from archive of HST, ESO and La Palma observatories. In this paper we present the first preliminary results obtained in this program.

Resumen. Existen muchas evidencias observacionales que permiten afirmar que los eventos de supernovas e hipernovas juegan un rol importante en la evolución de las galaxias, AGNs y QSOs. Con el objetivo de buscar información más detallada, hemos iniciado el estudio y detección de supernovas e hipernovas en los núcleos de galaxias activas cercanas obteniendo hasta el momento espectros de alta resolución e imágenes en los filtros UBVRI estándar, de CASLEO, Bosque Alegre y datos de archivo de observaciones del HST, de la ESO y de La Palma. En este trabajo presentamos los primeros resultados preliminares obtenidos de este programa.

1. Introducción al rol de supernovas e hipernovas en QSOs y AGNs

El rol de las supernovas (SNs) e hipernovas (HyNs) en los AGNs y QSOs han sido estudiados en detalle por numerosos autores, tanto desde el punto de vista teórico como observacional. Entre ellos podemos citar: (i) Collin & Zhan (1999), quienes estudiaron la formación estelar en los discos de acreción de QSOs y AGNs, encontrando como principal resultado la generación de un número elevado de estrellas supermasivas que generan eventos explosivos gigantes muy energéticos (en especial HyNs y SNs); (ii) Terlevich et al. (1992), quienes presentaron un modelo de *starburst* y remanentes de SNs que explican las mayoría de las propiedades de los AGNs de baja luminosidad; (iii) nuestro grupo de trabajo, el cual viene estudiando —observacional y teóricamente— el rol de las HyNs y SNs en QSOs y AGNs (ver Lípari 1994; Lípari et al. 1994, 2003, 2006, 2012,

2013; y Fig. 1a), hallando resultados muy interesantes: (a.) identificamos aproximadamente 10 BAL+FeII+IR QSOs con cáscaras (*shells*) gigantes, las cuales Norman & Ikeuchi (1989) atribuyen solamente a procesos explosivos generados por supernovas de tipo II asociadas a estrellas masivas, como las mostradas en la Fig. 1b (Lípari et al. 2005, 2009a,b); (b.) detectamos en el BAL+FeII+IR QSO Markarian 231 que el nuevo sistema BAL III de corta duración siguió un perfil de tipo supernova, como las que se muestran en las Figs. 2a y 2b (Lípari et al. 2005); (c.) planteamos que las HyNs y SNs en los BAL+FeII+IR QSOs serían las fuentes más probables de rayos cósmicos ultra-energéticos (UE) (nuestro modelo Evolutivo Compuesto de AGNs y QSOs explicaría la observación de rayos cósmicos UE detectado por los observatorios Pierre Auger en los núcleos de AGN); con este mismo proceso de HyNs y SNs explicaríamos —al menos en parte— el origen de la materia oscura en los núcleos de AGNs y QSOs (Lípari et al. 2009a,b).

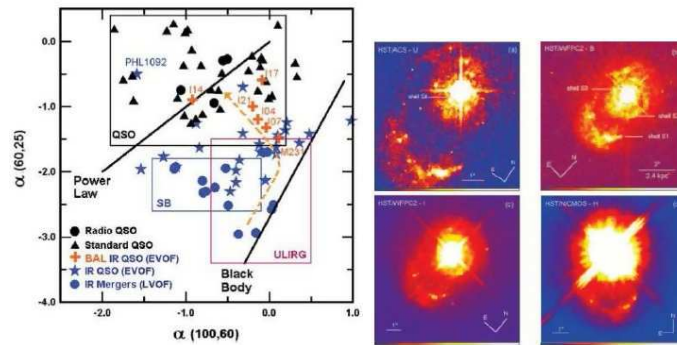


Figura 1. *a.) Izquierda:* Diagrama evolutivo compuesto de AGNs y QSOs (Lípari & Terlevich 2006). *b.) Derecha:* Imágenes HST en banda ancha (óptico y cercanos UV e IR) de las regiones circunucleares y de las múltiples estructuras de cáscaras (*shells*) en Mrk 231 (figuras adaptadas de Lípari et al. 2005).

2. Programa observacional

Como continuación natural de los estudios presentados en la sección anterior, hemos iniciado un programa estándar de análisis y búsqueda de SNs e HyNs en galaxias próximas con AGNs mediante observaciones en alta resolución obtenidas de: (i) los observatorios CASLEO, ESO, BOSQUE ALEGRE, Calar Alto, La Palma, etc.; y de (ii) las bases de datos de archivo de imágenes del HST, ESO, Spitzer, etc.

2.1. Estado actual del programa

En este programa se ha llevado a cabo hasta la actualidad las siguientes etapas:

Observaciones: Llevamos adelante campañas de observaciones utilizando el telescopio Jorge Sahade de 2.15 m en CASLEO (semestres 2008b y 2009b) y

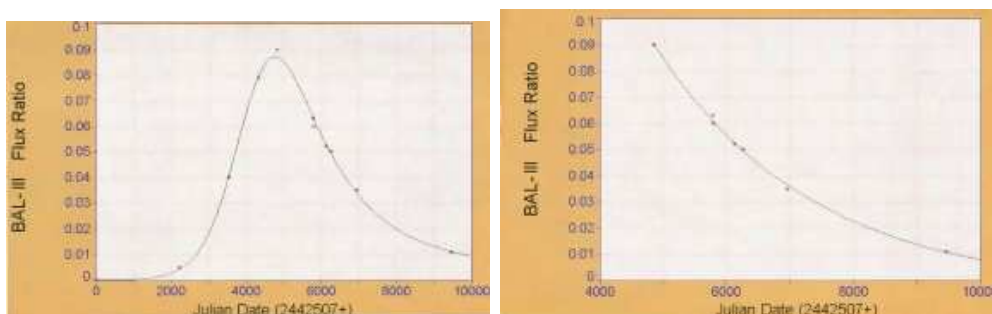


Figura 2. Curva de luz mostrando la variabilidad de la línea D del Na I en el sistema BAL III de Mrk 231: (a.) *Izquierda:* en el periodo 1975-2000, y (b.) *Derecha:* con más detalle en el periodo 1988-2000. Estas figuras muestran claramente una asimetría, con un abrupto incremento, un máximo bien definido y un decaimiento exponencial, típicos de las curvas de luz de las supernovas (figuras adaptadas de Lípari et al. 2005).

el telescopio de 1.54 m en la EABA (semestres 2011b y 2013a). En ambos realizamos fotometría UBVRI y en el segundo espectroscopía de ranura larga de más de 15 galaxias candidatas, entre ellas NGC 1097, NGC 3256, M83, NGC 4038/39, NGC 6221, NGC 6814, NGC 7469 y NGC 7479. En el primer telescopio utilizamos el espectrógrafo REOSC con la red de 1200 l/mm y una cámara Roper Scientific, con un CCD de 2048×2048 pixeles de $13.5 \mu\text{m}$ de lado, tomándose espectros de 30 minutos y exposiciones de 10 minutos por filtro, trabajando en el foco Cassegrain (f/8.9). En el segundo telescopio se tomaron solamente imágenes directas utilizando una cámara Apogee Alta U9, con un CCD de 1024×683 pixeles de $27 \mu\text{m}$ de lado, trabajando en el foco Newtoniano (f/4.9) con diferentes tiempos de exposiciones como fase inicial de prueba. Se prevé continuar con este monitoreo incluyendo un segundo conjunto de galaxias candidatas. Asimismo, se están recopilando imágenes de alta resolución (algunas con SNs detectadas) en las bases de datos del HST, ESO y del Observatorio de La Palma, entre otras. En las figuras 3a y 3b se muestran, a modo de ejemplo, las imágenes de NGC 1097 obtenidas, en filtro V, por los dos telescopios citados.

Reducción y análisis de los datos: Actualmente se está finalizando la etapa de reducción, procesamiento y análisis de los espectros y las imágenes adquiridas en otras observaciones realizadas anteriormente en la EABA (que incluyen espectros obtenidos con el Espectrógrafo Multi-Función) y en CASLEO. Para ello estamos utilizando las tareas estándar del programa IRAF para las correcciones por *bias*, sustracción del *dark* y el proceso de *flat - field*, como así también las extracciones y calibraciones de espectros y de las imágenes (usando estrellas estándar del catálogo de Landolt (1992)). También hemos comenzado a comparar nuestras observaciones realizadas en distintas épocas con las obtenidas de archivo para cada objeto. Esta última etapa es la que se encuentra en la fase inicial.

Agradecimientos. Este trabajo está basado en observaciones realizadas en CASLEO y en la EABA, como así también utilizando bases de datos del HST, ESO y La Palma, entre otros. Los autores agradecen a Mónica Taormi-

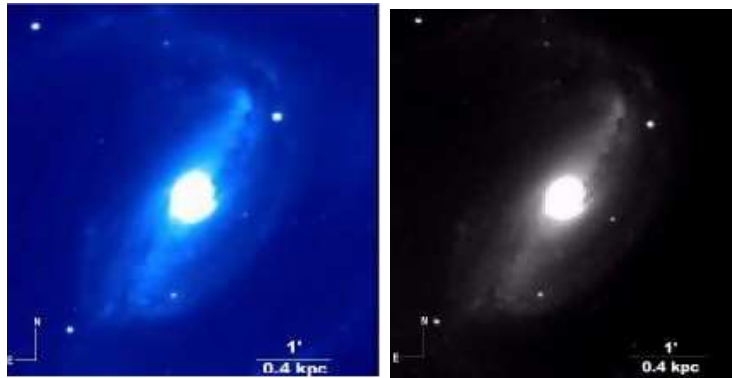


Figura 3. Imagen directa en filtro V de NGC 1097 obtenidas con los telescopios: a.) Izquierda: Jorge Sahade 2.15 m (CASLEO) b.) Derecha: Cassegrain 1.54 m (EABA)

na (FaMAF), Pablo Guzzo (OAC) y Carlos Colazo (OAC) por la colaboración prestada en las observaciones realizadas en la EABA y en los aspectos técnicos relacionados, como así también a Nicolás Ottero (FaMAF) y al personal técnico y de apoyo de CASLEO por todo la colaboración dispensada en las comisiones de observaciones realizadas allí. También queremos agradecer al *referee* por todas las sugerencias que enriquecieron y mejoraron la presentación de este trabajo. Parte de esta investigación estuvo financiada a través del proyecto *Astrofísica Teórica y Observacional de Estrellas, Sistemas Galácticos y Extragalácticos* de CONICET, dirigido por el Dr. Juan José Clariá (OAC-UNC).

Referencias

- Collin, S. & Zhan, P. 1999, A&A, 344, 433.
 Landolt A. 1992, AJ, 104, 340-371.
 Lípári S. 1994, ApJ, 436, 102-111.
 Lípári S. & Terlevich R. 2006, MNRAS, 368, 1001-1015.
 Lípári S., Colina L. & Macchetto, F. 1994, ApJ, 427, 174-183.
 Lípári S. et al. 2003, MNRAS, 340, 289-303.
 Lípári S. et al. 2005, MNRAS, 360, 416-446.
 Lípári S. et al. 2006, BAAA, 49, 267-270.
 Lípári S. et al. 2009a, MNRAS, 392, 1295-1338.
 Lípári S. et al. 2009b, MNRAS, 398, 658-700.
 Lípári S. et al. 2012, Libro: *Fifty Years of Quasars*, M. D'Onofrio M., Marziani P. & Sulentic J. edits. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Germany.
 Lípári S. et al. 2013, Libro: *Evolución de Cuásares y Núcleos Activos de Galaxias*, Edit. Universidad Nacional de Córdoba, Argentina.
 Norman C. & Ikeuchi S. 1989, AJ, 345, 372-383.
 Terlevich R. et al. 1992, MNRAS, 255, 713-728.

PRESENTACIÓN MURAL

Interacciones de galaxias: sistemas co-rotantes y contra-rotantes

Valeria Mesa^{1,3}, Fernanda Duplancic^{1,3}, Sol Alonso^{1,3} & Diego García Lambas^{2,3}

(1) ICATE, Av. España Sur 1512, J5402DSP, San Juan, Argentina

(2) IATE-OAC, Laprida 854, X5000BGR Córdoba, Argentina

(3) CONICET

Abstract. In this paper we present a sample of interacting galaxy pairs with tidal tails. We perform a visual classification according to the sense of rotation of the spiral arms of each member of the tidal system. We study general features of interacting galaxies such as mass content in stars (M^*), luminosity ratios and local environment through an analysis of the Σ_5 parameter.

Resumen. En este trabajo se define una muestra de galaxias pares en interacción con colas o puentes *tidales*. Se realizó una clasificación visual de la muestra, de acuerdo al sentido de rotación de los brazos espirales de cada miembro del sistema. Se estudiaron características generales de las galaxias en interacción tales como masas, cocientes de luminosidad y ambiente local a través del análisis del parámetro Σ_5 .

1. Introducción

Las interacciones de galaxias son uno de los principales mecanismos que inducen la formación estelar (Yee & Ellingson 1995, Kennicutt 1998). Estos estallidos de formación de estrellas son alimentados por flujos de gas producidos por los torques *tidales* generados durante las interacciones. Barton et al. (2000) y Lambas et al. (2003) llevaron a cabo estudios estadísticos de la formación estelar en pares de galaxias, demostrando que la proximidad en velocidad radial y distancia proyectada correlaciona con el aumento de la actividad de formación estelar. Recientemente, Lambas et al. (2012), destacó la importancia del estudio de los diferentes tipos de interacciones. En particular, las interacciones *tidales* muestran una bimodalidad en sus propiedades. Motivados por los resultados de ese trabajo, en este artículo se analizan diferentes clasificaciones de pares de galaxias en interacción. Las interacciones *tidales* en pares de galaxias producen estructuras extendidas como colas, puentes y brazos espirales, y estas estructuras son de corta duración. Las simulaciones numéricas muestran que los encuentros directos entre galaxias de igual masa representan el escenario más favorable para la creación de colas *tidales* (Toomre & Toomre 1972, Dubinski et al. 1996), en cambio, los encuentros retrógrados tienen una mayor eficiencia de formación estelar que los encuentros directos (Di Matteo et al. 2007). Además hay una correlación

negativa entre el tamaño del halo y la longitud de las colas *tidales* (Dubinski et al. 1996). Desde el punto de vista observacional, Mohamed et al. (2011) señaló que las colas en las galaxias distantes son más cortas que las de las galaxias más cercanas.

En este trabajo se analiza una muestra de galaxias espirales interactuantes seleccionada a partir del Séptimo Relevamiento del Sloan Digital Sky Survey (SDSS-DR7) y se presenta un análisis de distintas propiedades en función del sentido de rotación de sus brazos espirales.

2. Datos

A partir del catalogo SDSS-DR7 (Abazajian et al. 2009, York et al. 2000) se obtuvieron galaxias con información espectroscópica más galaxias con información de *redshift* fotométrico dado por O'Mill et al. (2011). Se seleccionó una muestra de pares interactuantes aplicando un límite de separación proyectada $r_p < 50 \text{ kpc } h^{-1}$ y velocidades relativas $\Delta V_{spec} < 500 \text{ km s}^{-1}$, para las galaxias con *redshift* espectroscópico y $\Delta V_{phot} < 6800 \text{ km s}^{-1}$ para las galaxias con *redshift* fotométrico. A partir de esta muestra se seleccionaron interacciones *tidales* entre galaxias espirales y se obtuvo un catálogo de 661 pares de galaxias en el rango de *redshift* $0 < z < 0,1$. Del total 256 pares poseen información espectroscópica para ambas galaxias y 405 pares poseen información de *redshift* espectroscópico para una de las galaxias del par, mientras que la otra galaxia posee *redshift* fotométrico. La implementación de *redshifts* fotométricos permite considerar el efecto de incompletitud por colisión de fibras, que afecta fuertemente la selección de sistemas de galaxias en el SDSS. Se llevó a cabo una clasificación visual de acuerdo al sentido de rotación de los brazos espirales de ambas galaxias del sistema. Se han definido dos categorías (ver Fig 1):

- Si ambas galaxias giran en el mismo sentido (pares Co-rotantes)
- Si las galaxias giran en sentidos opuestos (pares Contra-rotantes)

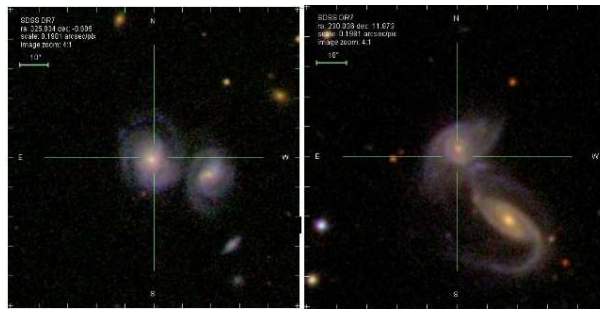


Figura 1. Ejemplos de pares de galaxias con diferente clasificación. Izquierda: Par Co-rotante. Derecha: Par Contra-rotante.

Se ha calculado el cociente de luminosidad L_2/L_1 y la luminosidad total del sistema $L_2 + L_1$. Como consecuencia de la selección de la muestra se observa que todas las interacciones son fusiones mayores. (ver Fig 2 (izq.)). Los porcentajes

de pares Co-rotantes y Contra-rotantes para la muestra total son: 437 pares Co-rotantes (66.12%) y 224 pares Contra-rotantes (33.88%). Se observa que los sistemas Co-rotantes doblan en número a los Contra-rotantes.

Se estudió la distribución de z , $\log(M^*)$ y $\log(\Sigma_5)$ (ver Fig 2 (der.)). Se observa que ambas muestras presentan similares distribuciones de z y $\log(\Sigma_5)$ y que las galaxias en sistemas Contra-rotantes son levemente más masivas. Al estudiar la actividad nuclear de las galaxias de las muestras, se encontró que alrededor del 10% de las galaxias de la muestra total son AGNs, los sistemas Contra-rotantes son los que muestran mayor actividad nuclear, medida a partir de la luminosidad del Oxígeno III ($L[\text{OIII}]$) y la tasa de acreción del agujero negro (\mathcal{R}) (ver Fig. 3).

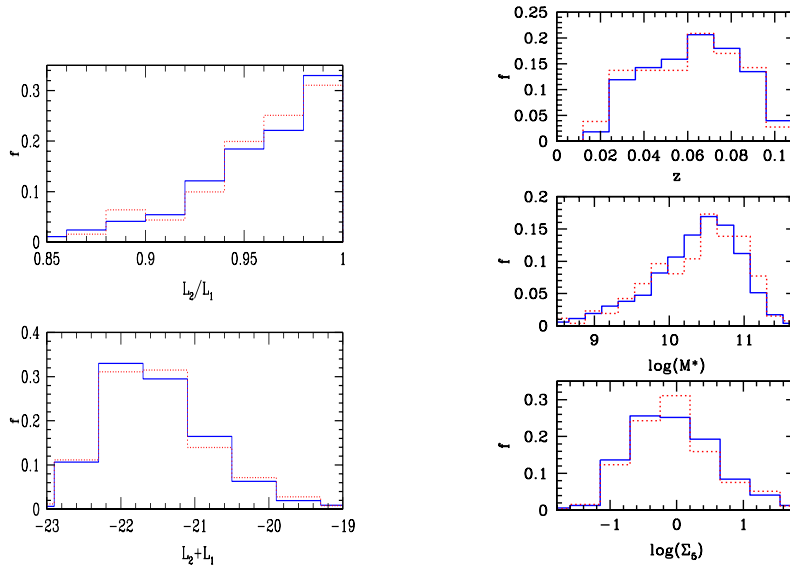


Figura 2. Izquierda: Distribución de L_2/L_1 y $L_2 + L_1$ para los sistemas Co-rotantes (azul) y Contra-rotantes (rojo). Derecha: Distribución de z , $\log(M^*)$ y $\log(\Sigma_5)$ para los sistemas Co-rotantes (azul) y Contra-rotantes (rojo).

3. Conclusiones

- Se obtuvo una muestra de pares de galaxias espirales seleccionadas de SDSS-DR7 con un límite de separación proyectada $r_p < 50 \text{ kpc } h^{-1}$ y velocidades relativas $\Delta V_{spec} < 500 \text{ km s}^{-1}$, para las galaxias con *redshift* espectroscópico y $\Delta V_{phot} < 6800 \text{ km s}^{-1}$ para las galaxias con *redshift* fotométrico. Se realizó una clasificación visual según el sentido de rotación de ambas galaxias del sistema. Como consecuencia de la selección de la muestra se observa que todas las interacciones son fusiones mayores.

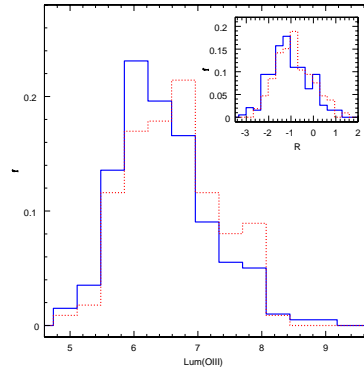


Figura 3. Distribución de $L[\text{OIII}]$ y tasa de acreción del agujero negro \mathcal{R} para las galaxias AGNs de la muestra, clasificadas como Co-rotantes (azul) y Contra-rotantes (rojo).

- Se encontró que los sistemas Co-rotantes duplican en número a los Contra-rotantes. Esto puede deberse a que las interacciones Contra-rotantes parecen ser más violentas y por lo tanto la fusión se produce más rápidamente.
- Ambas muestras presentan similares distribuciones de z y $\log(\Sigma_5)$, por lo que los resultados obtenidos son independientes del ambiente y del *redshift*. Sin embargo las galaxias en sistemas Contra-rotantes son ligeramente más masivas.
- Aproximadamente un 10% de las galaxias de la muestra total son AGNs, mostrando los sistemas Contra-rotantes mayor actividad nuclear.

Referencias

- Abazajian, K. N., et al. 2009, ApJS, 182, 543
 Barton E.J., Geller M.J. & Kenyon S.J., 2000, ApJ, 530, 660
 Di Matteo, P.; Combes, F.; Melchior, A.-L.; Semelin, B. 2007, A&A, 468, 61D
 Dubinski, John; Mihos, J. Christopher; Hernquist, Lars 1996, ApJ, 462, 576D
 Kennicutt R. Jr., 1998, ApJ, 498, 541
 Lambas D. G., Tissera P. B., Alonso M. S., Coldwell G., 2003, MNRAS, 346, 1189
 Lambas, D. G.; Alonso, S.; Mesa, V. & O'Mill, A. L., 2012, A&A, 539A, 45L
 Mohamed, Y. H.; Reshetnikov, V. P.; Sotnikova, N. Ya. 2011, AstL, 37, 670M
 O'Mill, A.L., Duplancic, F, García Lambas, D. & Sodr e, L. 2011, MNRAS, 413, 1395
 Toomre, Alar & Toomre, Juri 1972, ApJ, 178, 623T
 Yee H. K. C. & Ellingson E., 1995, ApJ, 445, 37
 York, D. G., et al. 2000, AJ, 120, 1579

PRESENTACIÓN MURAL

Determinación del Continuo No-Estelar en AGNs del Tipo NLS1

G. A. Oio^{1,2}, L. Vega Neme^{1,2}, E. Schmidt^{1,2,3} y D. Ferreira^{1,2}

(1) Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba

(2) Instituto de Astronomía Teórica y Experimental - Córdoba, Argentina

(3) Secretaria de Ciencia y Tecnología - Córdoba, Argentina

Abstract. Narrow Line Seyfert 1 (NLS1) are a subclass of AGN with Seyfert 1 characteristics but without broad prominent lines. We approach the determination of the non-stellar continuum using the spectral synthesis technique. In order to achieve this goal, we chose a sample of 130 NLS1 up to $z = 0.1$. Using this method we determined: (a) central black holes masses, (b) accretion rates, (c) electronic densities in the narrow line region, and we found some correlations between these parameters.

Resumen. Los AGN del tipo “Narrow Line Seyfert 1” (NLS1; núcleo galáctico Seyfert 1 con líneas angostas) son una subclase de AGN con características de Seyfert 1 pero sin líneas anchas evidentes. En este trabajo abordamos la determinación del continuo no-estelar a través de la técnica de síntesis espectral. Para ello, elegimos una muestra de 130 NLS1, los cuales comprenden todos los objetos catalogados en el Universo local ($z < 0.1$). A través de este método, determinamos (a) masas de agujeros negros centrales, (b) tasas de acreción, (c) densidades electrónicas de la región de líneas angostas, y encontramos algunas correlaciones entre ellas.

1. Introducción

1.1. Galaxias Narrow Line Seyfert 1 (NLS1)

Las galaxias Seyfert son típicos AGN (núcleos activos de galaxias) en el universo cercano. Se clasifican según la presencia (Seyfert 1) o ausencia (Seyfert 2) de líneas permitidas anchas en el espectro óptico. Esta diferencia puede ser explicada con el “modelo unificado” en el cual la región de líneas anchas es rodeada por un toro de polvo. Las Narrow Line Seyfert 1 (NLS1, Osterbrock & Pogge 1985) usualmente se definen con el doble criterio (a) $\text{FWHM}(\text{H}\beta_{\text{broad}}) \leq 2000$ km/s y (b) $[\text{OIII}]\lambda 5007 / \text{H}\beta_{\text{Tot}} < 3$, donde $\text{H}\beta_{\text{Broad}}$ es la componente ancha de $\text{H}\beta$ y $\text{H}\beta_{\text{Tot}}$ es el flujo total de la línea, es decir, contando sus dos componentes (ancha y angosta).

1.2. Muestra observacional

Nuestra muestra consiste de 130 NLS1 a $z \leq 0,1$ extraídos de la lista de Zhou et al. (2006). Todos los espectros fueron descargados del Sloan Digital Sky Survey Data Release 8 (SDSS DR8), el cual cuenta con una cobertura espectral de 3800 a 9200 y una resolución de 1800 a 2000.

1.3. Síntesis Espectral

En el análisis de los espectros utilizamos el método de síntesis espectral. Para ello, aplicamos a la muestra el código STARLIGHT, descrito en Cid Fernandes et al. (2005). Para tener en cuenta la contribución debida a la parte estelar se tomaron 150 poblaciones estelares simples de Bruzual & Charlot (2003), correspondientes a 25 edades y 6 metalicidades. Además de la componente estelar, al tratar con núcleos activos de galaxias es necesario modelar la emisión no térmica del continuo del AGN. Esta contribución se representa generalmente de la forma $F_\nu \sim \nu^\alpha$ o $F_\lambda \sim \lambda^\beta$, con la relación $\alpha = -\beta - 2$ entre los índices espectrales. Incorporamos al código esta base “no-estelar”, PL (power law), en la forma de 6 componentes con índices espectrales β entre -3 a 0 con pasos de 0.5.

2. Resultados

En la Figura 1 se muestra un ejemplo de síntesis espectral de la galaxia SDSS J144052.60-023506.2 y las contribuciones “no-estelares”. A los fines del análisis, trabajamos con un valor $\bar{\beta}$ representativo de las leyes de potencia, obtenido luego de aplicar cuadrados mínimos a las 6 contribuciones.

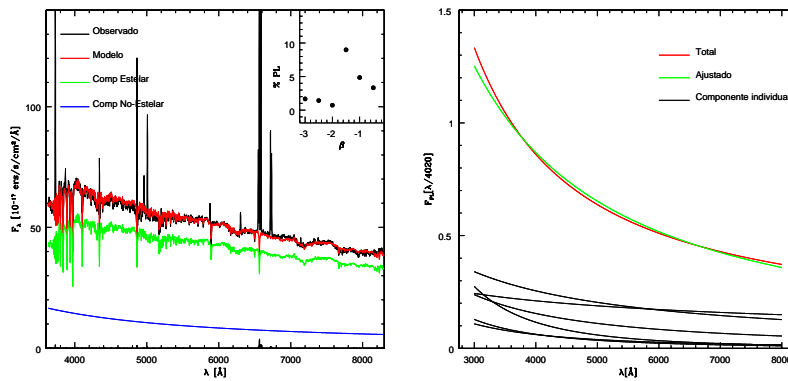


Figura 1. Izquierda: síntesis espectral de la galaxia SDSS J144052.60-023506.2. En el panel interno, arriba a la derecha, se muestra el porcentaje de contribución al flujo total observado debido a cada índice espectral. Derecha: se muestra desglosada la contribución de cada una de estas componentes al flujo normalizado en $\lambda = 4020$ (en negro) y la suma de éstas (en rojo), como así también la contribución debida a un único índice espectral “ β ” (en verde), obtenido modelizando por cuadrados mínimos la suma de las 6 contribuciones.

En la Figura 2 (Izquierda) se puede ver la distribución de los índices espectrales β , de la cual se obtiene un valor medio de $\bar{\beta} = -1,5 \pm 0,4$ (remarcado

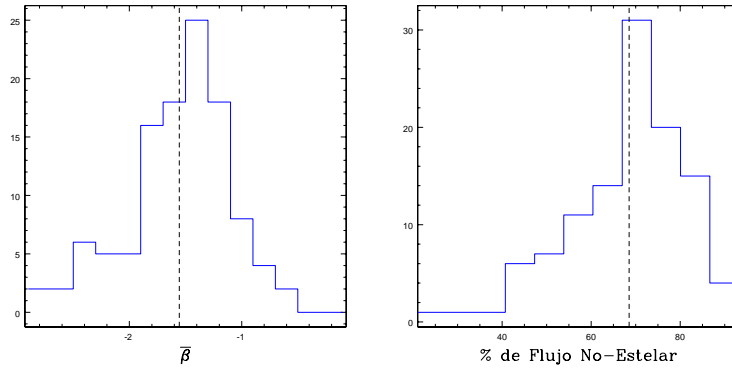


Figura 2. Izquierda: Distribución de índices espectrales (referidos a “ $\bar{\beta}$ ”). Derecha: Distribución de la contribución al flujo debido a la componente no-estelar

en línea punteada). En la Figura 2 (Derecha) se observa la distribución de la contribución al flujo debido a la componente no-estelar, para la cual se obtuvo un valor medio de $PL = 68 \pm 13 \%$.

Además de los parámetros que resultan directamente del ajuste, se puede obtener información de los espectros residuales R_λ (diferencia entre el espectro observado O_λ y el modelizado M_λ), como por ejemplo las luminosidades y los anchos de las líneas de emisión. En la Figura 3 se muestra la relación entre la tasa de acreción del agujero negro (proporcional al cociente de la luminosidad de $H\beta$ y la masa del agujero negro central; esta última obtenida a partir de las dispersiones de velocidades estelares obtenidas en la síntesis), y el índice espectral. Se encontró una buena correlación entre estos parámetros con un coeficiente de Spearman de $r = -0.38$, lo que sugiere que NLS1 con mayores tasas de acreción presentarían espectros con una pendiente mayor hacia el azul (menor índice espectral). En la misma figura a la derecha se puede ver que los espectros con menor índice espectral tienen en promedio un agujero negro central con una masa menor. De aquí podemos decir que los agujeros negros más masivos acretarían masa más lentamente y esto puede deberse a que ya han consumido la mayor parte del gas disponible. Asimismo, encontramos una fuerte correlación entre la luminosidad del FeII y la luminosidad de $H\beta$ ($r=0.95$; Figura 4, Izquierda). Esto sugiere una conexión entre la región emisora de líneas angostas (NLR) y las regiones emisoras de líneas anchas (BLR), la cual se evidencia también en la Figura 4 (panel derecho) donde se observa que existe una relación entre la masa del agujero negro central y la densidad electrónica (determinada a partir del cociente de las líneas de $[SII] \lambda 6716/\lambda 6731$). Aquí puede observarse que las galaxias con agujeros negros más masivos, presentarían una NLR con menor densidad electrónica.

3. Comentarios

La técnica de síntesis espectral, con la cuidadosa elección de las bases involucradas, resulta muy provechosa para separar las componentes estelares y no-estelares en núcleos activos de galaxias. Obtuvimos un valor para el índice es-

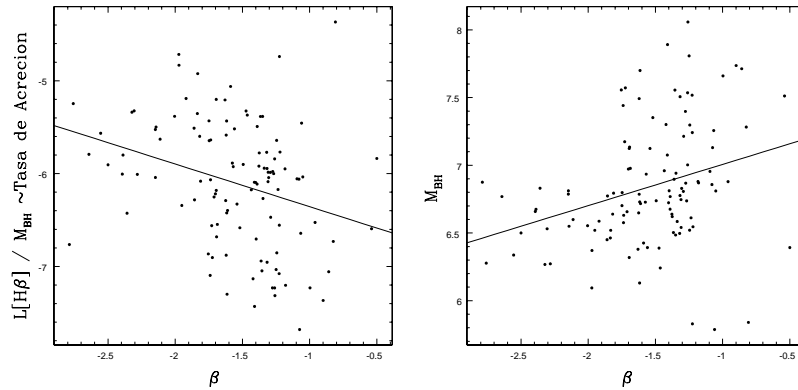


Figura 3. Izquierda: Cociente entre la luminosidad de $H\beta$ y masa estimada del agujero negro central versus β . Línea sólida muestra el ajuste por cuadrados mínimos. Derecha: Masa del agujero negro contra β .

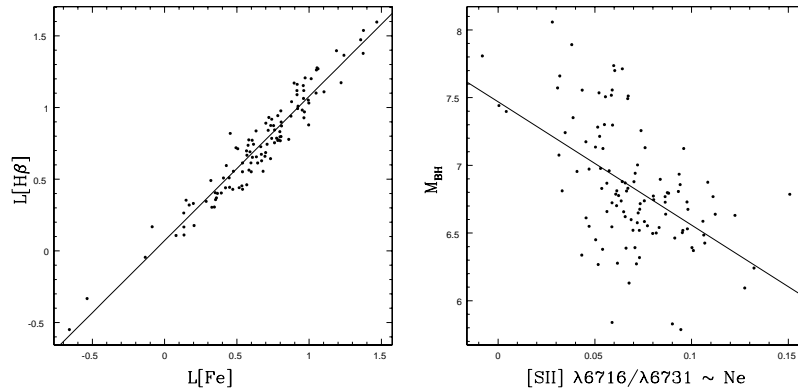


Figura 4. Izquierda: Luminosidad de $H\beta$ contra Luminosidad de FeII. Línea sólida muestra el ajuste por cuadrados mínimos. Derecha: Masa del agujero negro versus densidad electrónica.

pectral del continuo no-estelar de $\beta = -1,6$. Encontramos también una posible conexión entre las regiones más internas del AGN y las más externas. Además, para objetos con alta tasa de acreción las pendientes del continuo no-estelar tienden a ser más “duras”, es decir valores más negativos de β . Este trabajo constituye el primer paso hacia la determinación de las componentes no-estelares en diferentes tipos de AGNs.

Referencias

- Bruzual G., Charlot S., 2003, MNRAS, 344, 1000
 Cid Fernandes R., et al., 2005, MNRAS, 358, 363
 Osterbrock D. E., Pogge R. W., 1985, ApJ, 297, 166
 Zhou H., et al., 2006, ApJS, 166, 128

PRESENTACIÓN MURAL

The star cluster age-metallicity relationship in the Small Magellanic Cloud

A.E. Piatti

Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE-CONICET)

Abstract. We present CCD Washington photometry of 11 Small Magellanic Cloud (SMC) clusters for which age and metallicity estimates are provided. The 11 clusters are witnesses of the ~ 2 Gyr bursting formation episode, according to their positions in the age-metallicity relationship (AMR). We added these clusters to the largest known SMC cluster sample with ages and metallicities put into an homogeneous scale, and found that two enhanced formation episodes at $t \sim 2$ and 5-6 Gyr throughout the entire body of the galaxy, the absent of a metallicity gradient and a relative spread in metallicity for clusters older than ~ 7 Gyr comprehensively describe the SMC AMR. In addition, based on the statistics of catalogued and studied clusters, we found that a total of seven relatively old/old clusters have not yet been studied, and even a smaller number is obtained if the cluster spatial distribution is considered. A detailed version of this work can be seen in Piatti (2011, MNRAS, 418, L73).

Resumen. Presentamos resultados sobre edades y metalicidades obtenidas a partir de fotometría CCD en el sistema de Washington para 11 cúmulos en la Nube Menor de Magallanes (NMM). Los 11 cúmulos resultaron ser testigos de un episodio de formación violento hace unos 2 mil millones de años, de acuerdo a su posición en la relación edad-metalicidad (REM). Incluimos estos cúmulos a la muestra más numerosa de cúmulos en la NMM con edades y metalicidades estimadas en una escala homogénea, y encontramos que dos episodios de formación violentos hace unos 2 y 5-6 mil millones de años en todo el cuerpo de la galaxia, la ausencia de un gradiente de metalicidad y una relativa dispersión de las metalicidades para edades mayores a 7 mil millones de años describen globalmente la REM de la NMM. Además, en base a la estadística de los cúmulos catalogados y estudiados, encontramos que un total de 7 cúmulos viejos no han sido aún estudiados, y un número menor obtenemos si consideramos sus distribuciones espaciales. Una versión detallada de este trabajo puede verse en Piatti (2011, MNRAS, 418, L73).

A comprehensive picture of the SMC AMR

In this study we present, for the first time, CCD Washington CT_1T_2 photometry -obtained with the CTIO 4m Blanco telescope and the MOSAIC II camera

attached- of stars in the field of 9 unstudied SMC clusters, namely: B 39, 47, 112, BS 88, HW 22, 55, 67, K 38, and L 58, and two additional studied clusters (B 34 and NGC 419), which served us as control clusters for age and metallicity estimates. The analysis of the photometric data leads to the following main conclusions:

i) Colour-Magnitude Diagrams (CMDs) cluster features - mainly cluster red clumps and main-sequence turnoffs - turn out to be identifiable when performing annular extractions around their respective centres, once they were cleaned from field star contamination. The cluster centres were derived from Gaussian function fits to the stellar distribution along the x and y directions using the STSDAS.NGAUSSFIT task. The fits also provide us with cluster radius which we used in order to perform circular extraction around the respective centres. The cluster CMDs cleaned from field contamination were obtained by applying the procedure described in Piatti et al. (2011).

ii) We estimated ages for the cluster sample using the δT_1 index, which measures the difference in magnitude between the red clump and the main-sequence turnoff; calibrated in terms of age by Geisler et al. (1997). On the other hand, we estimated clusters metallicities from the standard giant branch technique (Geisler & Sarajedini 1999). This technique consists in interpolating the observed red giant branch into standard iso-abundance lines which come from the red giant branches of clusters with well known metal abundance estimates. The resultant ages and metallicities for the control clusters are in excellent agreement with those previously published, thus confirming our present age/metallicity scale. We also confirmed the ages and metallicities derived for the remaining clusters by fitting theoretical isochrones of Girardi et al. (2002) to the cluster CMDs. The clusters are preferently located in the inner disk of the SMC, as can be seen in Fig. 1, where we also drawn ellipses with semi-major axis of 1, 2 and 4 degrees, respectively.

iii) When examining the behaviour of the cluster ages and metallicities with the cluster positions in the galaxy we found that for clusters located in the outer disk (semi-major axis > 4 degrees), a relative spread in both quantities prevails. Such a dispersion in metallicity does not allow us to infer the existence of a spatial metallicity gradient (see Fig. 2). Moreover, the dispersion in the cluster chemical compositions is also exhibit by clusters older than ~ 7 Gyr, as Fig. 3 shows, which are also distributed in the outer disk of the galaxy. The $[\text{Fe}/\text{H}]$ spread could be caused by old clusters formed from a primordial not-well mixed gas cloud.

iv) Fig. 3 depicts the resultant AMR for the studied clusters (red symbols), where we also included clusters from the literature (open symbols) which also have ages and metallicities put into the same age-metallicity scale. As can be seen, the AMR is composed by two enhanced formation processes, one at $t \sim 2$, and another at 5-6 Gyr. On the other hand, although the bursting star formation history modeled by Pagel & Tautvaišienė (1998) appears to tightly reproduce the observed cluster AMR, we should note that the cluster burst occurred at 5-6 Gyr is not predicted by the model. This is because they did assume that there

was not any star formation since the galaxy was formed until the well-known burst at 3 Gyr.

v) Based on the statistics of cataloged and studied clusters we estimated the number of old and relatively old clusters that have not been studied yet. Our result shows that we should expect to identify a total of 7 relatively old/old clusters not studied yet within those cataloged by Bica et al. (2008). At first glance, such a number of unstudied clusters does not appear to strongly change the observed AMR (Fig. 3), even less if we consider their spatial distribution in the different elliptical rings.

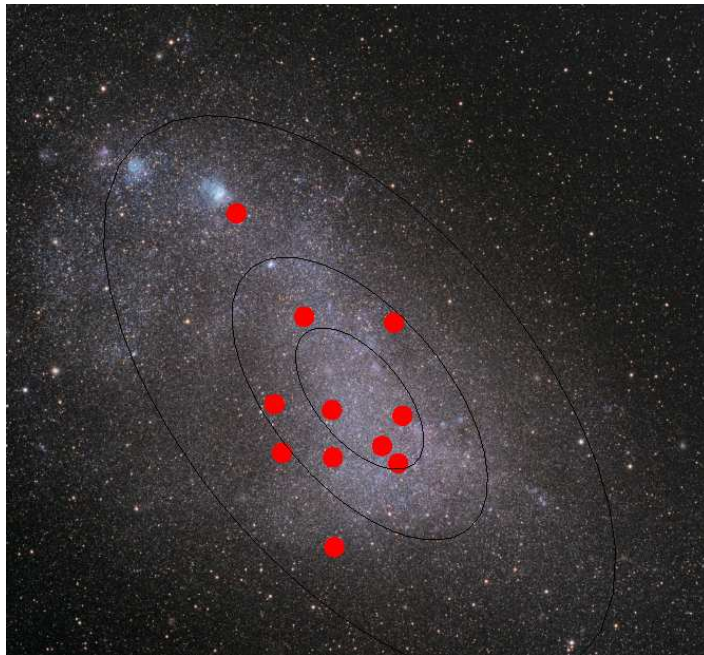


Figure 1. Relative positions of the studied clusters in the field of the SMC (red dot).

References

- Bica E., Bonatto C., Dutra C. M., Santos J.F.C., 2008, *MNRAS*, 389, 678
 Geisler D., Bica E., Dottori H., Clariá J.J., Piatti A.E., Santos J.F.C., 1997, *AJ*, 114, 1920
 Geisler D., Sarajedini A., 1999, *AJ*, 117, 308
 Girardi L., Bertelli G., Bressan A., Chiosi C., Groenewegen M.A.T., Marigo P., Salasnich B., Weiss A., 2002, *A&A*, 391, 195
 Pagel B.E.J., Tautvaišienė G., 1998, *MNRAS*, 299, 535
 Piatti, A.E., Clariá J.J., Geisler D., A.V. Ahumada A., Girardi L., 2011, *MNRAS*, 417, 1559

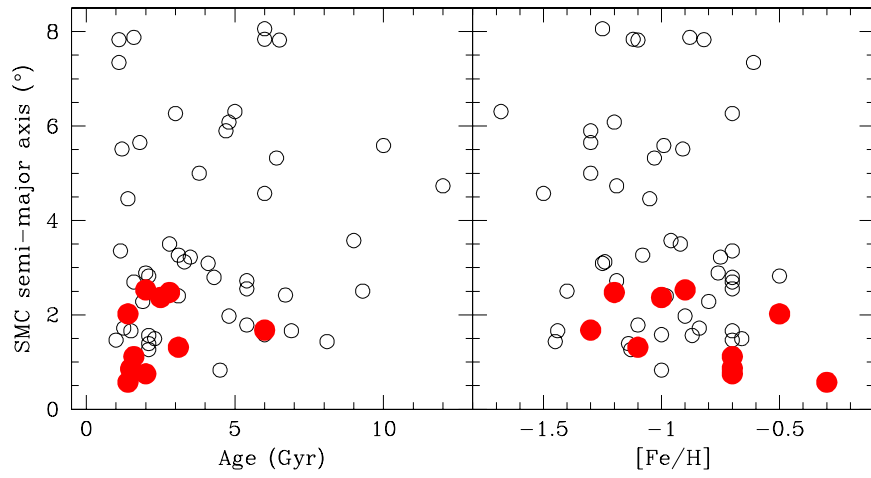


Figure 2. Cluster age (left) and metallicity (right) distributions. Red and open circles correspond to the present and previously studied cluster samples.

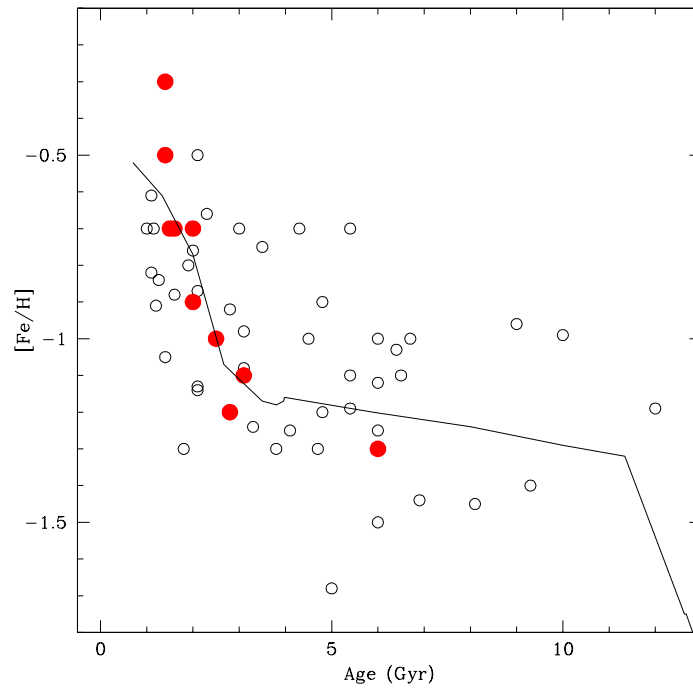


Figure 3. The AMR for the SMC star cluster system. Symbols are as in Fig. 2.

PRESENTACIÓN MURAL

The star field age-metallicity relationship in the Small Magellanic Cloud

A.E. Piatti

Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE-CONICET)

Abstract. We present for the first time CCD Washington CT_1 photometry for the unprecedented data base of some 3.3 million stars distributed throughout the entire Small Magellanic Cloud (SMC) main body. We obtain ages and metallicities for representative field stellar populations and produce a star field age-metallicity relationship (AMR) from the birth of the galaxy until ~ 1 Gyr ago, independent of any other previous approach. The SMC star field is featured by no gradients in age and metallicity, and by stellar populations younger than ~ 2 Gyr more metal rich than $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -0.8$ dex, which are confined to the innermost region (semi-major axis $\leq 1^\circ$). When comparing this AMR with that for clusters with ages and metallicities in the same star field scales, we find that clusters and star fields have experienced two enhanced formation processes: the most recent peaked at an age of ~ 3.5 Gyr, and an earlier one detected at an age of $\sim 5-6$ and 7.5 Gyr for clusters and star fields, respectively.

Resumen. Presentamos por primera vez una base de datos fotométricos CCD en el sistema de Washington de aproximadamente 3.3 millones de estrellas distribuidas a través de todo el cuerpo principal de la Nube Menor de Magallanes (NmM). Estimamos las edades y las metalicidades para las poblaciones estelares más representativas y derivamos una relación edad-metalicidad (REM) global para el campo de estrellas de la galaxia, independiente de cualquier otro previo enfoque. Mostramos que en la NmM no hay signos de gradientes de edad ni de metalicidad y que las poblaciones estelares más jóvenes que ~ 2 mil millones de años son más ricas en metales que $[\text{Fe}/\text{H}] > -0.8$, las cuales se encuentran confinadas en las regiones interiores (semieje mayor ~ 1 grado). Cuando comparamos la REM obtenida con aquella de los cúmulos estelares con edades y metalicidades en la misma escala que para las estrellas del campo encontramos que ambos subsistemas han experimentado dos procesos de formación violentos: el más reciente hace unos ~ 3.5 mil millones de años y otro anterior hace $\sim 5-6$ mil millones de años para los cúmulos y ~ 7.5 mil millones de años para el campo, respectivamente.

1. A comprehensive picture of the field SMC AMR

In this study we present, based on a previous work (Piatti 2012), CCD Washington CT_1 photometry of some 3.3 million of stars in eleven $36' \times 36'$ fields

distributed throughout the entire SMC main body. One of these fields is placed more than 4° from the SMC centre and was not considered in the subsequent analysis. We subdivided each field into 16 subfields in order to treat more properly the mixture of stellar populations presented. Once we properly put the photometric data into the standard system, we estimated ages of the representative star population in each field using the δT_1 index (Geisler et al. 1997). We also estimated representative metallicities for the 160 studied subfields from the Standard Giant Branch technique (Geisler and Sarajedini 1999).

From the resulting ages and metallicities a star field AMR was completely derived on an observational-based foundation and independent of any previous approach (see Fig. 1). In order to compare it to other previously derived AMRs, we overplotted those by Harris & Zaritsky (2004, blue line), Dolphin et al. (2001, magenta line), and Nöel et al. (2009, green line). The modelled AMRs by Pagel & Tautvaišienė (1998, black line) and Tsujimoto & Bekki (2010, red dotted, short-dashed and long-dashed lines) are also superimposed. The three curves correspond to mergers with the mass ratio of 1-4 (long-dashed curve), to an equal-mass merger (short-dashed curve) and to a no-merger event (dotted curve), respectively. As can be seen, much more work is needed in order to arrive to a better overall agreement. However, some hints arise from the comparison of the various AMRs. For instance, The AMR by Harris & Zaritsky does not reach the oldest populations of the galaxy, whereas the apparent satisfactory match with the Pagel & Tautvaišienė's model is somewhat artificial, since Pagel & Tautvaišienė assumed that there was not star formation from 5 up to 10 Gyr, contrarily to the actually observed stellar populations.

We fitted the $[\text{Fe}/\text{H}]$ values as a function of the age and the position in the galaxy and found that there is no dependence with these variables, so that we concluded that the SMC is not engraved by spatial metallicity gradients. From the resulting AMR we also built the number of fields and the metallicity amplitude per age interval. Both distributions are shown in Fig. 2 and 3. As can be seen from Fig. 2, the SMC has experienced two main bursting formation episodes, one at ~ 3.5 Gyr and another at ~ 7.5 Gyr. We note that the 11 $36' \times 36'$ SMC fields are distributed through the galaxy in such a way that we can assume that they are an unbiased representation of the whole SMC stellar population.

On the other hand, Fig. 3 shows that the amplitude in metal abundance values ($\Delta[\text{Fe}/\text{H}] = [\text{Fe}/\text{H}]_{max} - [\text{Fe}/\text{H}]_{min}$) accounts for some epochs in the galaxy lifetime where $\Delta[\text{Fe}/\text{H}]$ has been twice as big as those more chemically homogeneous periods. Amazingly, it appears that there exists a correlation between the period with enhanced star formation processes (Fig. 2) and the metallicity enrichment at these ages (Fig. 3). Moreover, star fields formed during the most recent bursting formation event resulted also to be more metal rich than $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.8$ dex and are mostly confined to the inner regions of the SMC (semi-major axis ~ 1 degree). Finally, we compared the present field SMC AMR to that for the star cluster population and found a fairly good agreement between them.

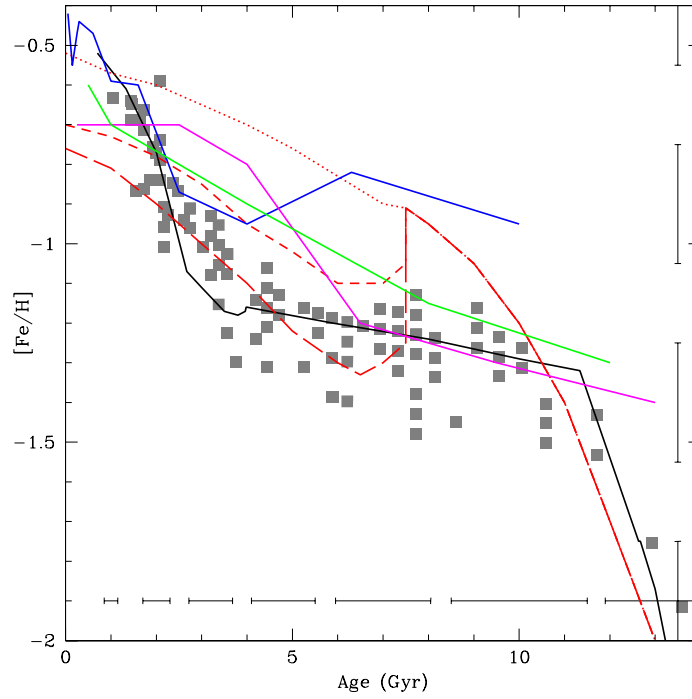


Figure 1. AMR for the presently studied SMC star fields (grey boxes), with typical age and metallicity error bars drawn at the margins. We overplotted different previously derived AMRs as described in the text.

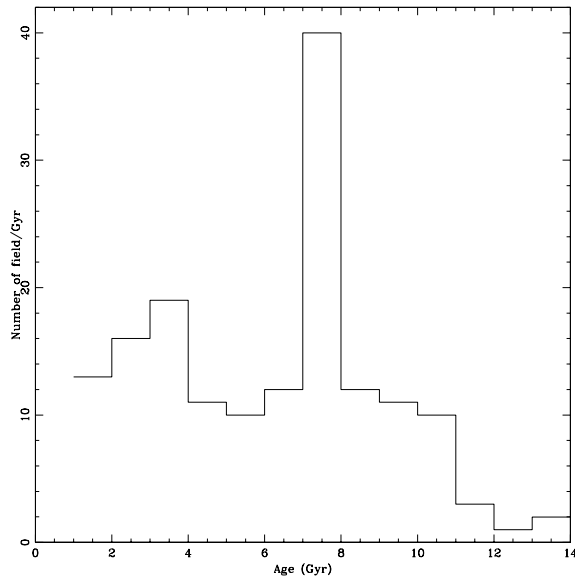


Figure 2. Age distribution of 160 9' x 9' SMC fields.

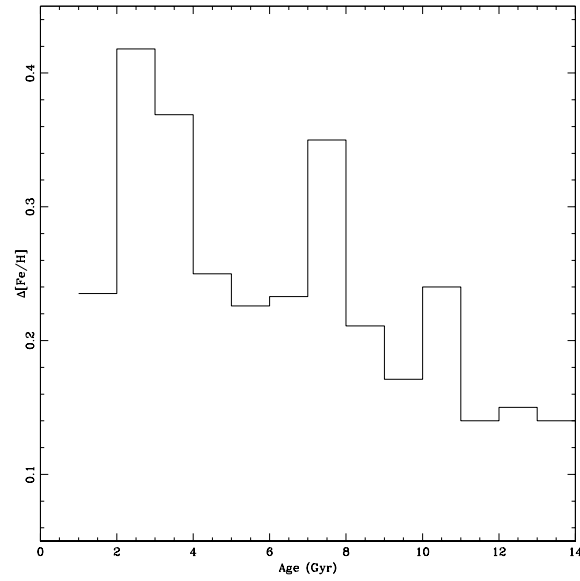


Figure 3. $\Delta[\text{Fe}/\text{H}]$ distribution of 160 $9' \times 9'$ SMC fields.

References

- Dolphin A.E., Walker A.R., Hodge P.W., Mateo M., Olszewski E.W., Schommer R.A., Suntzeff N.B., 2001, *ApJ*, 562, 303
- Geisler D., Bica E. Dottori H., Clariá J.J., Piatti A.E., Santos J.F.C., 1997, *AJ*, 114, 1920
- Geisler D., Sarajedini A., 1999, *AJ*, 117, 308
- Harris J., Zaritsky D., 2004, *AJ*, 127, 1531
- Nöel N. E. D., Aparicio A., Gallart C., Hidalgo S. L., Costa E., Méndez R. A., 2009, *ApJ*, 705, 1260
- Pagel B.E.J., Tautvaisiené G., 1998, *MNRAS*, 299, 535 (PT98)
- Piatti A.E., 2012, *MNRAS*, 422, 1109
- Tsujimoto T., Bekki K. 2010, *ApJ*, 700L, 69

PRESENTACIÓN MURAL

Astrophysical properties of star fields in the Large Magellanic Cloud

A.E. Piatti

Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE-CONICET)

Abstract. We present CCD Washington CT_1 photometry for the unprecedented database of some 5.5 million of stars distributed throughout the entire Large Magellanic Cloud (LMC) main body. The quality and performance of the data were rigorously examined from extensive completeness artificial star tests over the whole mosaic image data set, so that field colour-magnitude diagrams (CMDs) were accurately produced. From the star field CMD Hess diagrams, we identified the peaks at the main-sequence turnoff and red clump locations to date the most dominant sub-population (or “representative” population) in the stellar population mix, while their metallicities were estimated from the CMD location of the most populous red giant branch track. The dispersion associated with the mean ages and metallicities result in general a satisfactory estimate of the age/metallicity spread, although some few individual representative subfields have slightly larger age/metallicity spread. As far as we are aware, these larger age spread do not affect the subsequent analysis. A detailed version of this work can be seen in Piatti et al. (2012, AJ, 144, 100).

Resumen. Presentamos resultados obtenidos a partir de datos CCD en el sistema fotométrico de Washington de ~ 5.5 millones de estrellas distribuidas en toda la Nube Mayor de Magallanes (NMM). La calidad y *performance* de los datos fueron rigurosamente examinados a partir de numerosas pruebas de completitud con estrellas artificiales en todo el conjunto de imágenes mosaico, de modo que diagramas color-magnitud (DCM) fueron precisamente confeccionados. A partir de los DCM de Hess de las estrellas del campo, identificamos los picos del *turnoff* de la secuencia principal y del *clump* de las gigantes rojas para datar la sub-población más dominante (o población representativa) en la composición de poblaciones estelares, mientras que sus metallicidades fueron estimadas a partir de la ubicación de la rama de las gigantes rojas más poblada. La dispersión asociada con las edades y metallicidades medias resulta en general una estimación satisfactoria de la dispersión edad/metalicidad, aunque algunos pocos subcampos representativos individuales tienen una ligera mayor dispersión edad/metalicidad. Hasta donde estamos seguros, esta mayor dispersión en edad no afecta posteriores análisis. Una versión detallada de este trabajo puede verse en Piatti et al. (2012, AJ, 144, 100).

1. Analysis

In this study we present, for the first time, CCD Washington CT_1T_2 photometry –obtained with the CTIO 4m Blanco telescope and the MOSAICII camera attached– of some 5.5 million stars in twenty-one $36' \times 36'$ fields distributed throughout the entire LMC main body. Fig. 1 depicts a schematic finding chart of the LMC. It includes the positions of the cataloged star clusters as compiled by Bica et al. (2008) represented by dots; the loci of fields at the northern end of the LMC main body previously studied by Piatti et al. (1999); and the present 21 fields (labelled big boxes).

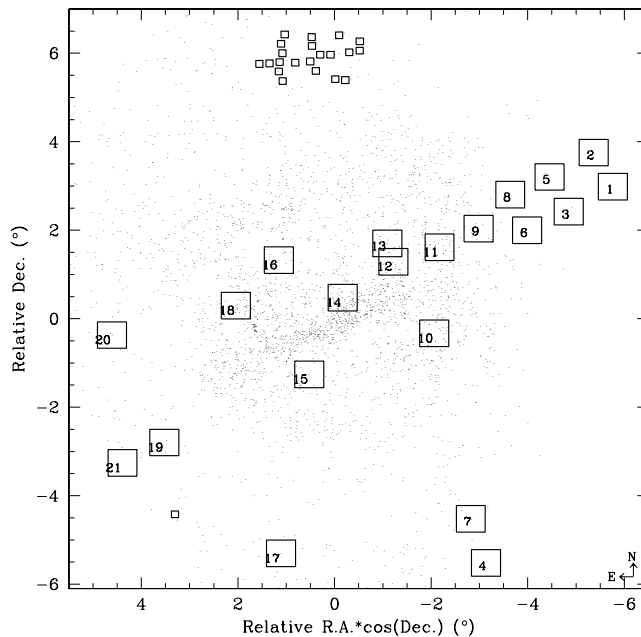


Figure 1. Schematic finding chart of the LMC with the relative position of the selected fields.

We performed extensive artificial star tests over the whole mosaic image data set in order to quantify the photometry quality as a function of the star brightness and crowding. After 5 different random artificial star distribution experiments per image, we built mean completeness functions as a function of the magnitude involved and found that the 50% completeness level is reached at $C \sim 23.5$ -25.0 and $T_1 \sim 23.0$ -24.5, depending on the crowding and exposure time, and that the behaviour of the photometric errors with magnitude for the observed stars guarantees the accuracy of the morphology and position of the main features in the colour-magnitude diagrams (CMDs) that we investigate.

Then, we built CMDs and Hess diagrams for each one of the $336 \text{ } 9' \times 9'$ subfields, and measured T_1 magnitudes for the so-called representative stellar population of each field, namely, the main-sequence turnoff (MSTO) with the largest number of stars. The resultant representative $T_1(\text{MSTO})$ mags are on average ~ 0.5 mag brighter than the T_1 mags for the faintest 100% complete-

ness level of the respective field, so that we reach the TO of the representative population of each field with negligible loss of stars. Fig. 2 shows the relationship between the T_1 magnitude corresponding to the 100% completeness level and that for the representative stellar population of each field. Since the 100% completeness photometry is achieved at a fainter T_1 mag than that for the representative MSTO, we actually observed the oldest populations in each field. The prevailing TOs are typically $\sim 25\%$ - 50% more frequent than the following less dominant population.

We also investigated the red clumps (RCs) of the studied LMC fields, assuming that the peak of T_1 (RC) mag distribution corresponds to the most populous T_1 (MSTO) in the respective field. We built T_1 histograms for these RC stars and performed Gaussian fits to derive the mean RC mag values and the FWHMs of the T_1 (RC) distributions. Fig. 3 shows the results for 3 of the selected fields in order to illustrate the applied procedure. Although we are interested in the central (mean) T_1 mag, the difference between the RC distributions and the resulting Gaussian fits in some few cases also tells us about the existence of certain amount of differential reddening along the line-of-sight towards those fields.

Finally, δT_1 indices -the difference in magnitude between the RC and the MSTO- were computed using the representative T_1 (MSTO) and T_1 (RC) mags. From these values we estimated the ages of the prevailing population in the studied LMC field using the calibration obtained by Geisler et al. (1997). We also estimated representative metallicities following the standard giant branch (SGB) procedure of entering absolute M_{T_1} magnitudes and intrinsic $(C - T_1)_o$ colours for each subfield into Fig. 4 of Geisler & Sarajedini (1999). The measured metallicity values were corrected by applying a robust procedure which takes into account the age-metallicity degeneracy effect.

The age dispersion has been calculated bearing in mind the broadness of the distributions of the representative MS TOs and RCs, as well as that of the red giant branch, instead of the photometric errors at T_1 (MSTO), T_1 (RC) mags, respectively. The former are clearly larger, and represent in general a satisfactory estimate of the spread around the prevailing population, although some individual subfields have slightly larger spreads. These larger age spreads should not affect the subsequent results. In order to take into account the metallicity spread, we assume a dispersion of 0.2 dex for the measured metallicities, although the SGB procedure allows to estimate $[\text{Fe}/\text{H}]$ values with an uncertainty of 0.1 dex, to which we added the uncertainties coming from the age corrections in order to assign formal dispersions to the final metallicity values.

References

- Bica E., Bonatto C., Dutra C. M., Santos J.F.C., 2008, MNRAS, 389, 678
 Geisler D., Bica E., Dottori H., Clariá J.J., Piatti A.E., Santos J.F.C., 1997, AJ, 114, 1920
 Geisler D., Sarajedini A., 1999, AJ, 117, 308
 Piatti A.E., Geisler D., Bica E., Clariá J.J., Santos Jr. J.F.C., Sarajedini A., Dottori H. 1999, AJ, 118, 2865

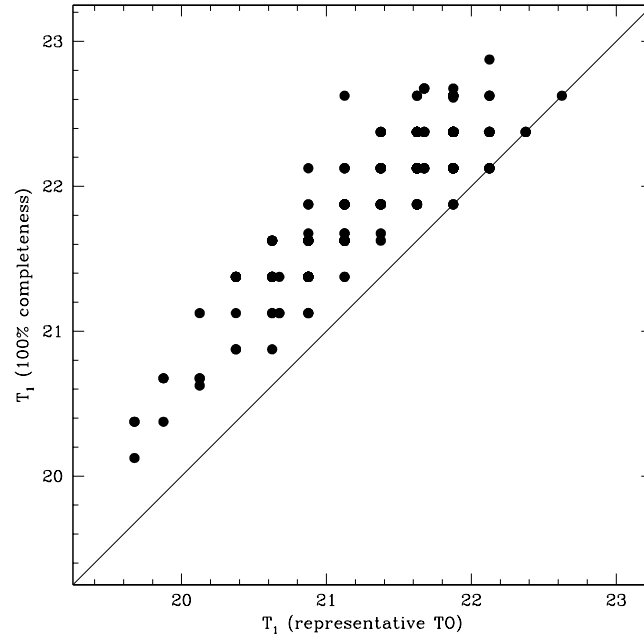


Figure 2. Comparison between the T_1 mag for the 100% completeness level and that for the respective MSTO for the 336 LMC subfields.

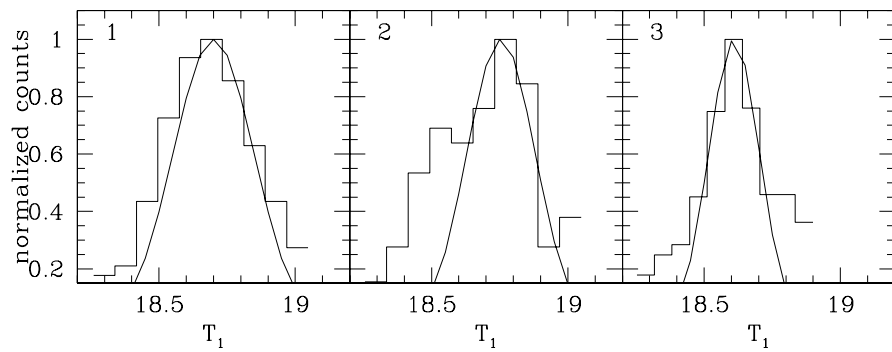


Figure 3. The red clump star distribution for 3 of the 21 selected LMC fields. The resulting Gaussian fits are also superimposed.

PRESENTACIÓN MURAL

The star field age-metallicity relationship in the Large Magellanic Cloud

A.E. Piatti

Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE-CONICET)

Abstract. From age and metallicity estimates obtained for the most dominant sub-population (or "representative" population) in the stellar population mix of the Large Magellanic Cloud, we produce a comprehensive star field Age-Metallicity Relationship (AMR) from the birth of the galaxy until ~ 1 Gyr ago. This AMR surprisingly reveals that the LMC have not chemically evolved as a closed-box or bursting system, exclusively, but as a combination of both scenarios that have had different prominences along the lifetime of the galaxy. In this sense, we provide with the first evidence that the LMC has undergone not only the well-known bursting formation event at ~ 2.5 Gyr, but also other enhanced formation episodes from its early epoch. When star field and cluster AMRs are compared, we find that they show a satisfactory match only for the last 3 Gyr, while for older ages the cluster AMR is a lower envelope of the field AMR. Finally, we find no metallicity gradient to survive in the LMC.

Resumen. A partir de edades y metalicidades para la población estelar dominante de los campos estelares de la Nube Mayor de Magallanes (NMM), obtuvimos una Relación Edad-Metalicidad (REM) global para toda la galaxia, desde su formación hasta hace mil millones de años. Esta REM sorprendentemente revela que la NMM no ha evolucionado químicamente como un sistema cerrado o de *burst*, exclusivamente, sino como una combinación de ambos escenarios que han tenido diferente importancia durante la vida de esta galaxia. En este sentido, presentamos las primeras evidencias de que la NMM no sólo ha experimentado un *burst* hace ~ 2.5 mil millones de años, sino también otros procesos de formación intensa desde su formación. Cuando las REM de los cúmulos y del campo son comparados encontramos un satisfactorio acuerdo sólo para los últimos 3 mil millones de años, mientras que para edades mayores la REM de los cúmulos es una envolvente inferior de la del campo. Finalmente, encontramos que la NMM no presenta gradientes de metalicidad.

1. A comprehensive picture of the LMC AMR

In this study we present, based on a previous work (Piatti & Geisler 2013), the AMR of the LMC field star population from ages and metallicities derived using CCD Washington CT_1 photometry of some 5.5 million stars in twenty-

one $36' \times 36'$ fields distributed throughout the LMC main body. The fields were selected in order to have represented the most significant age and metallicity ranges and, at the same time, to avoid serious crowding effects. The top-left panel of Fig. 1 depicts a schematic LMC finding charts with the cataloged clusters (Bica et al. 2008) drawn with dots and the 21 selected fields with open boxes. In the subsequent analysis, we deal with 16 $9' \times 9'$ subregions per observed field.

From ages and metallicities of the representative star population in each subfield, estimated by using the δT_1 index (Geisler et al. 1997) and the SGB technique (Geisler and Sarajedini 1999), respectively, we produced individual field AMRs with a robust treatment of their age and metallicity uncertainties. These individual AMRs show some noticeable differences from field to field in several aspects: starting and ending ages, metallicity range, shape, etc. This is contrary to Carrera et al. (2011), who found very similar AMRs in their sample. The composite AMR for the LMC fields shown in the bottom-left panel of Fig. 1 reveals that, while old and metal-poor field stars have been preferentially formed in the outer disk (see top-right panel of Fig. 1), younger and more metal-rich stars have mostly been formed in the inner disk. This result confirms an outside-in evolution of the galaxy, as found by Carrera et al. (2011). In the bottom-left panel, each subfield is represented by a filled box, while the age uncertainties along the considered age range are plotted at the top of the figure. Note also that the number of subfields per age interval varies with the age, as well as the amplitude in the metallicity range. In addition, the figure shows evidence of the existence of stars formed between 6 and 12 Gyr that represent the most numerous populations in their respective regions, although little or no chemical evolution occurred during this extended period.

The resulting distribution of the ages and the metallicities as a function of the deprojected distance (top-right panel) reveals that there is at most only a small metallicity gradient in the LMC. Clear and dark grey filled boxes corresponds to the age and metallicity behaviour as a function of the deprojected distance, respectively. Although it appears that both quantities do show a relation with the deprojected distance, this is an apparent effect, since they are tightly coupled. When we fitted the $[\text{Fe}/\text{H}]$ as a function of age and position for the 336 subfields, we obtain age and deprojected distance coefficients nearly to zero, which means that the dependence of age and $[\text{Fe}/\text{H}]$ with the position in the galaxy is negligible. Therefore, the relatively more metal-poor stars found in the outermost regions is mainly a consequence of the fact that such regions are dominated by old stars which are relatively metal-poor, whereas intermediate-age stars which are more metal-rich prevail in the innermost regions.

We also find that the metallicity range of the LMC fields ($\Delta[\text{Fe}/\text{H}]$) has varied during the lifetime of the LMC (see solid line histogram in the bottom-right panel of Fig. 1). In particular, we find that during some periods the gas was not well-mixed, thus producing a larger range in metallicity, and viceversa. Amazingly, these peaks appear to show a correlation with the peaks in the age distribution (dashed histogram), in the sense that when the galaxy experienced a bursting formation event, it also had a comparatively larger metal abundance range, possible as a consequence of the reignition of chemical enrichment processes. On the other hand, we also find only a small range of the metal abundance

within the considered uncertainties for the outer disk fields, whereas an average range of $\Delta[\text{Fe}/\text{H}] = +0.3 \pm 0.1$ dex is found in the inner disk fields.

We compare our composite AMR with previous ones in the bottom-left panel of Fig. 1, namely: Harris and Zaritzky (2009, red line); Geha et al. (1998, yellow line); Rubele et al. (2011, black line), Pagel and Tautvaišienė (1998, blue line), and Carrera et al. (2011, red (bar) and blue (disk) filled circles). According to our results, we conclude that the LMC has not chemically evolved as a closed-box (Geha et al. 1998) or bursting (Pagel and Tautvaišienė 1998) system, exclusively, but as a combination of both scenarios that have had different prominence during the lifetime of the galaxy, with the bursting model generally more dominant. Enhanced formation episodes could have possibly taken place as a result of its interactions with the Milky Way and/or SMC and with a group of dwarf galaxies bound to the LMC, located around the Magellanic system today and likely noticeably associated with it.

We finally accomplish a homogeneous comparison between the composite field AMR with that for LMC clusters with ages and metallicities on the same scales. We find a satisfactory match only for the last 3 Gyr, while for older ages (> 11 Gyr) the cluster AMR results in a remarkable lower envelope of the field AMR. The most likely explanation is a very rapid early chemical enrichment traced by the very visible globular clusters, but their coeval, low metallicity field counterparts are so rare that they are missed in our data. We find that such a large difference between the metallicities of LMC field stars and clusters is not easy to explain as coming from stripped ancient SMC clusters, although the field SMC AMR is on average ~ 0.4 dex more metal-poor at all ages than that of the LMC (see, e.g., Piatti 2012). The two galaxies otherwise show a very similar chemical evolution (see, e.g., Fig. 6 in Piatti & Geisler 2013).

References

- Bica E., Bonatto C., Dutra C. M., Santos J.F.C., 2008, MNRAS, 389, 678
 Carrera R., Gallart C., Aparicio A., Hardy E., 2011, AJ, 162, 61
 Geha M.C. et al. 1998, AJ, 115, 1045
 Geisler D., Bica E. Dottori H., Clariá J.J., Piatti A.E., Santos J.F.C., 1997, AJ, 114, 1920
 Geisler D., Sarajedini A., 1999, AJ, 117, 308
 Harris J., Zaritsky D., 2009, AJ, 138, 1243
 Pagel B.E.J., Tautvaišienė G., 1998, MNRAS, 299, 535
 Piatti A.E., 2012, MNRAS, 422, 1109
 Piatti A.E., Geisler D., 2013, AJ, 145, 17
 Rubele S., Kerber L., Girardi L., et al., 2011, A&A, 537, 106

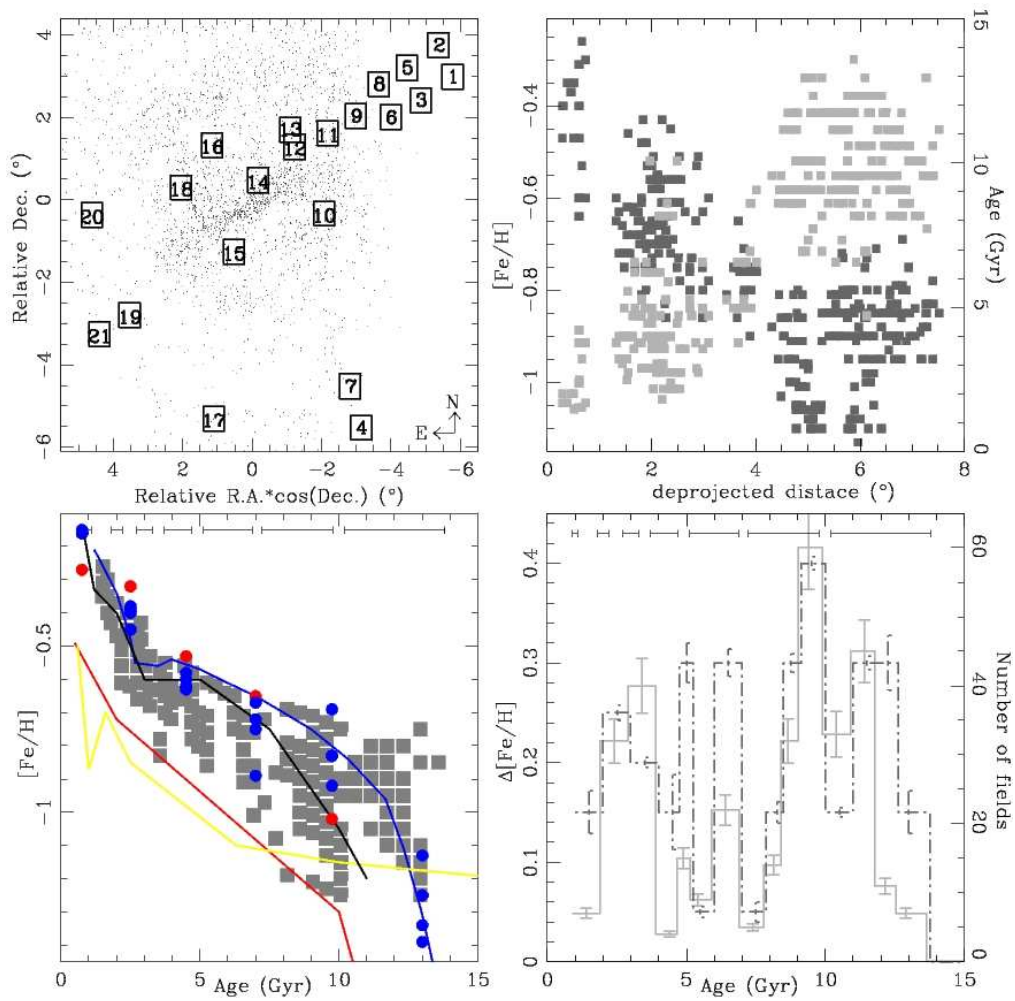


Figure 1. Different relationships for the 21 $36' \times 36'$ LMC fields represented in the schematic finding chart (top-left panel), namely : metallicity versus deprojected distance (top-right panel); AMR (bottom-left panel); and metallicity and age distributions (top-right panel). Details on the line and symbol types are described in the text.

PRESENTACIÓN MURAL

The star field giant branch clump Vertical Structure in the Large Magellanic Cloud

A.E. Piatti

Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE-CONICET)

Abstract. We revisit the study of the Vertical Structure (VS) phenomenon, a striking feature composed of stars that lie below the Red Clump (RC) and extend from the bottom of the RC to ~ 0.45 mag fainter, from CCD Washington CT_1 photometry of an unprecedented database of 5.5 million of stars in the Large Magellanic Cloud (LMC). The quality and accuracy of the colour-magnitude diagrams obtained for 336 LMC fields ($9' \times 9'$ each) allow us to confirm that the VS phenomenon is not clearly seen in most of the studied fields of the LMC and link its occurrence to other conditions in addition to the appropriate age, metallicity, and the necessary red giant star density.

Resumen. Revisitamos el estudio del fenómeno de la Estructura Vertical (EV), una llamativa característica compuesta de estrellas que yacen debajo del *clump* de las gigantes (CG) hasta ~ 0.45 mag más débiles, a partir de fotometría CCD en el sistema CT_1 de Washington de una base de datos sin precedentes de 5.5 millones de estrellas en la Nube Mayor de Magallanes (NMM). La calidad y precisión de los diagramas color-magnitud obtenidos para 336 campos en la NMM ($9' \times 9'$ cada uno) nos permiten confirmar que el fenómeno de la EV no se ve claramente en la mayoría de los campos estudiados y relacionan su ocurrencia a otras condiciones además de la edad y metalicidad apropiadas, y de la necesaria densidad de estrellas gigantes rojas.

1. The VS in the LMC field

Piatti et al. (1999) identified a striking feature in the Red Clump (RC) region in the Washington (T_1 , $C - T_1$) Colour-Magnitude Diagrams (CMDs) of 21 LMC fields observed by them, called Vertical Structure (VS), which is composed of stars that lie below the RC and extend from the bottom, bluer edge of the RC to ~ 0.45 mag fainter.

We revisit the VS phenomenon in the LMC by following the same analysis undertaken by Piatti et al. (1999), from CCD Washington CT_1T_2 photometry in 21 fields obtained with the CTIO 4m Blanco telescope and the MOSAIC II camera attached (PI: D. Geisler). First of all, we counted the number of stars in each of our 336 subfields ($9' \times 9'$) using the VS rectangle defined by Piatti et al. (1999) We also counted the number of stars in a larger region, called RC box stars.

Fig. 1 depicts the resultant relationship between the number VS box and RC box stars. The black filled circles reproduce Piatti et al.'s Fig. 5, while the dotted line represents an extrapolation for Piatti et al.'s fields where they found a remarkable number of VS stars. The solid line extrapolates from their Fig. 5 the relationship for regions where the VS phenomenon is not clearly present. As can be seen, the number of stars in the VS box is, in general, a function of the number of RC box stars, with a non-negligible dispersion. In addition, comparing the trend for VS fields (dotted line) and that for regions without an increased number of VS stars (solid line), we conclude that the VS phenomenon observed by Piatti et al. (1999) is not seen in most of the presently-studied LMC fields.

We also investigated some properties of RC box stars taking advantage of their wide observed range. On the one hand, we found that the number of RC box stars decreases -with some exception- as the deprojected distance (a) increases (see Fig. 2). The deprojected distance is here calculated assuming that all the fields are part of a disk having an inclination $i = 35.8$ degrees and a position angle of the line of nodes of $\Theta = 145$ degrees (Olsen and Salyk 2002). Indeed, small numbers of RC box stars (< 1000) are found in the outermost regions ($a > 3$ degrees), whereas in the innermost regions ($a < 1$ degree) they are at least five times more numerous RC box stars. Therefore, the number of VS stars should also be signed by this spatial dependence with the galactic position (parametrized by the deprojected distance). Note that this result is verified by the Piatti et al.'s VS fields, which are at a deprojected distance $a = 6.5 \pm 1.0$ degrees.

On the other hand, Fig. 3 show that smaller numbers of RC box stars (< 1000) span the whole representative age (left panel) and metallicity (right panel) ranges in that part of the galaxy, whereas larger numbers of RC box stars (> 5000) have much younger ages and are more metal-rich. According to Piatti et al. (1999), their VS fields are in average younger and more metal-rich than the fields studied here with similar numbers of RC box stars. This result suggests a possible difference between the VS stars observed by Piatti et al. (1999) and those counted in this analysis.

Fig. 2 also presents two peculiarities which deserve our attention. One of these peculiar features is a spur-like concentration of stars at RC box stars $\sim 1700 \pm 500$ distributed throughout a thin ring of size $a \sim 2.0 \pm 0.5$ degrees, represented by dark-gray filled circles. This relatively constant number of RC box stars is composed by stars with ages between ~ 2 and 10 Gyr (see Fig. 3, left panel) and metallicities from $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -0.9$ up to -0.4 dex (see Fig. 3, right panel). Surprisingly, the corresponding range of VS stars in the left panel is relatively wide, showing that besides the number of RC box stars, there are other sources -presumably different environmental star formation conditions - responsible for the spread in the number of VS stars formed along the time within this relatively thin ring. The other peculiar feature is that RC box stars distributed in fields where stellar populations of ≈ 1 -2 Gyr prevail are found in the innermost region of the LMC ($a < 1$ degree) and within a relatively small $[\text{Fe}/\text{H}]$ range (clear-gray circles). This metallicity range agrees well with that predicted for VS stars (Girardi 1999). We represent these LMC subfields with clear-gray filled circles. At this age range we observe an important range of RC

box stars (see Fig. 3, left panel). However, while these fields are located in the innermost region of the LMC, those of Piatti et al. (1999) with similar ages and metallicities are placed in the outer disk, where we would have expected to have few RC box stars. Note that according to Piatti et al.'s results, a large proportion of 1-2 Gyr old stars mixed with older stars and with metallicities higher than $[\text{Fe}/\text{H}] \approx -0.7$ dex should result in a clear VS, although they suggested that in order to trigger the formation of VS stars, there should be other conditions in addition to the appropriate age, metallicity, and the necessary red giant star density. Note that all of Piatti et al.'s fields lie relatively near to each other, in a distant northern part of the LMC, and have no overlap with any of our fields studied here. It may be that whatever other parameter plays a role in triggering the VS phenomenon is limited to a particular region of the LMC.

2. Bibliografía

Girardi L. 1999, MNRAS, 308, 818

Olsen K.A.G., Salyk. C., 2002, AJ, 124, 2045

Piatti A.E. et al., 1999, AJ, 118, 2865

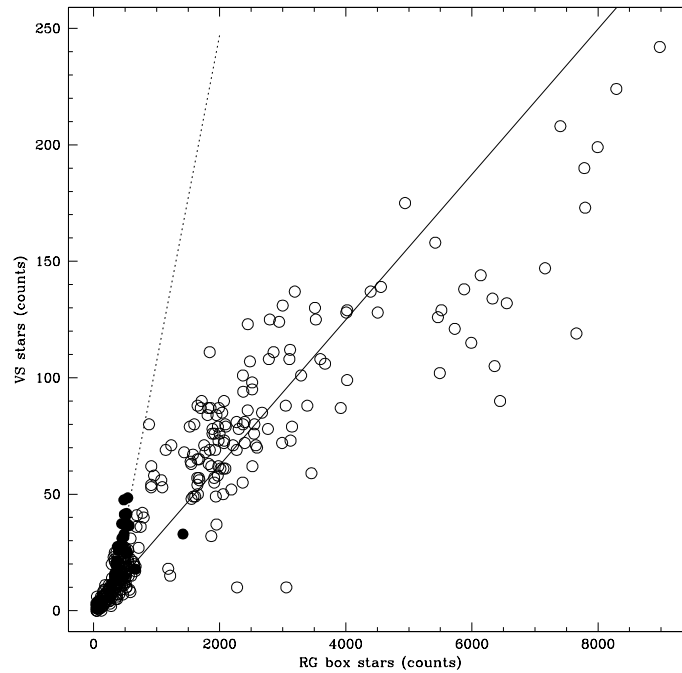


Figure 1. Relationship of the number of VS stars versus the number of RC box stars. The black filled circles reproduce Piatti et al.'s Fig. 5.

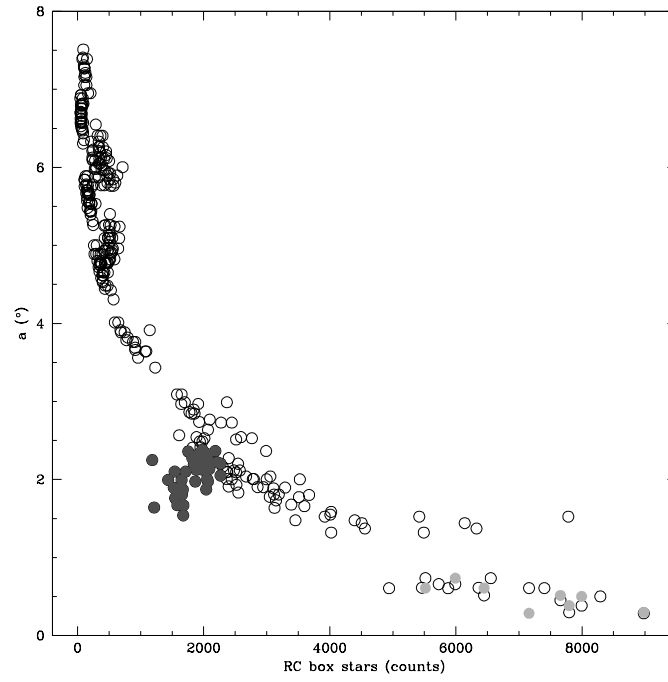


Figure 2. Deprojected distances as a function of the number of RC box stars. Dark- and clear- gray circles correspond to two peculiarities described in the text.

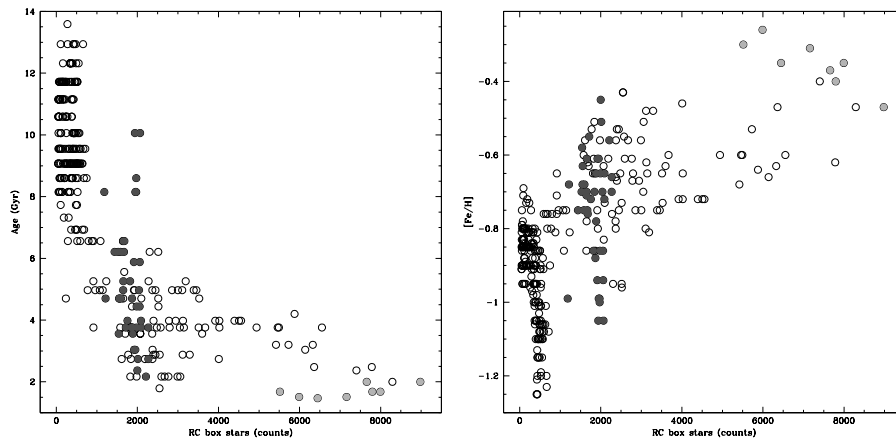


Figure 3. Age and $[Fe/H]$ values as a function of the number of RC box stars.

PRESENTACIÓN MURAL

La conexión rayos-X – óptico en la NLR de la galaxia Mrk 573. Mecanismos de ionización.

V. Reynaldi^{1,2}, M. Guainazzi³, C. Feinstein^{1,2} & J.A. Combi⁴

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

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

(3) XMM Newton Science Operations Center, Madrid, España

(4) Instituto Argentino de Radioastronomía (CONICET-UNLP)

Abstract. We analyze the ionizing mechanisms for the narrow-line region (NLR) of Mrk 573. The alignment of radio, optical and X-ray features suggest that some interaction may be taking place in this region. We investigate if the optical and X-ray emission are being generated in shock waves triggered by the interaction between the radio jet and the intergalactic medium.

Resumen. En este trabajo analizamos los mecanismos de ionización de la región de líneas angostas (NLR) de la galaxia Mrk 573. En base al alineamiento de las estructuras observadas en radio, óptico y rayos-X, estudiamos la posibilidad de que la emisión en óptico y rayos-X se genere por ondas de choque desencadenadas en la interacción del *jet* con el material intergaláctico.

1. Introducción

La galaxia Mrk 573 y su NLR han sido ampliamente estudiadas en rayos-X y en el óptico. Si bien existen dudas sobre la fuente de ionización, todos los análisis apuntan al AGN como fuente de radiación ionizante (Kraemer et al. 2009; Fischer et al. 2010; Guainazzi & Bianchi 2007; Bianchi et al. 2010).

Por otra parte, otros estudios sostienen que la emisión en rayos-X blandos (0.3-1.2 keV) y la emisión óptica proveniente de la NLR se forman dentro del mismo material (Bianchi et al. 2006). La coincidencia espacial de la emisión en ambas bandas sostiene esta hipótesis. Sin embargo, en el caso de Mrk 573 también existe superposición con las estructuras observadas en radio (ver Bianchi et al. 2010, fig.5), lo cual nos permite preguntarnos si el estado de la región puede explicarse a través de una relación intrínseca entre estas estructuras.

1.1. Antecedentes

Bianchi et al. (2010) estudiaron los espectros en rayos-X de RGS/XMM-Newton (banda *soft*) y ACIS/Chandra (banda ancha) y concluyeron que ambos espectros pueden reproducirse satisfactoriamente con dos componentes de fotoionización y una componente colisional. En el óptico, Kraemer et al. (2009) mostraron que un proceso de fotoionización multifase es capaz de reproducir la intensidad de las

líneas de emisión del espectro tomado con STIS/HST. Allí se propone que líneas con distintos niveles de excitación se producen en distintos grupos de nubes del MIG.

Sin embargo, la superposición y el alineamiento de la emisión (óptico y rayos-X) con las estructuras en radio sugiere que la interacción entre el *jet* y el material de la NLR podría desencadenar la emisión (Ferruit et al. 1999; Schlesinger et al. 2009). En este trabajo, nos proponemos evaluar esta posibilidad.

2. Motivación

En el rango óptico podemos comparar ambos escenarios mediante diagramas de diagnóstico que involucran a las líneas de emisión. En la Fig. 1 se muestran las observaciones de Mrk 573 tomadas de Kraemer et al. (2009) (círculo verde¹), junto con la secuencia de fotoionización bifaz (Binette et al. 1996, línea continua) dada por el parámetro $A_{M/I}$ y los modelos magnetohidrodinámicos (MHD) de ionización por ondas de choque (Allen et al. 2008) para dos valores de densidad *pre-shock*: $n_e = 100 \text{ cm}^{-3}$ (línea punteada), y $n_e = 1000 \text{ cm}^{-3}$ (línea de punto-raya).

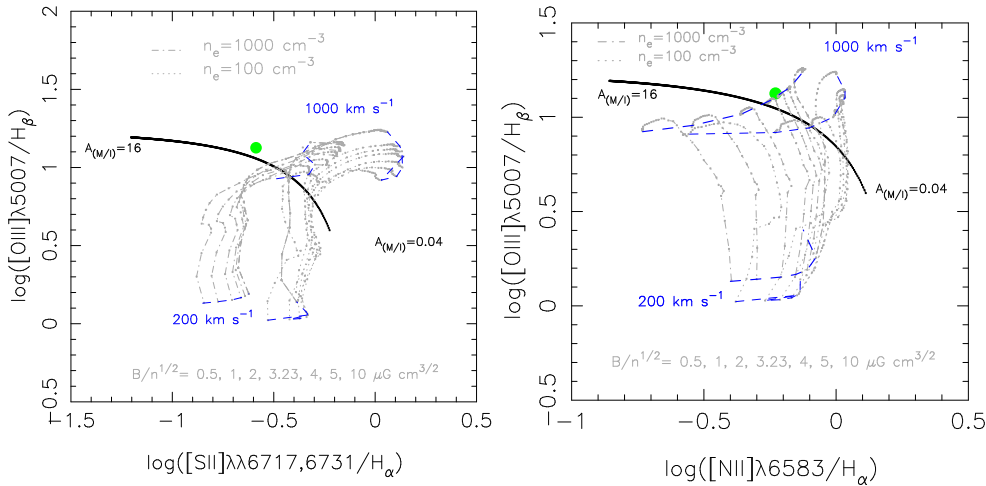


Figura 1. Observaciones de Mrk 573 en verde (círculo). Modelos: fotoionización bifaz en línea continua; ionización por ondas de choque en líneas punteadas y punto-raya, para dos valores de densidad del gas (ver texto).

El análisis de diagnóstico no permite obtener resultados concluyentes, pero muestra que con los modelos MHD también se puede reproducir la intensidad relativa de algunas líneas. Dado que la fotoionización ha sido estudiada en ambas regiones del espectro, nuestro propósito es estudiar la ionización por ondas de choque en el espectro de rayos-X blandos. Para ello, reemplazaremos las componentes de fotoionización en el ajuste realizado por Bianchi et al. (2010).

¹las barras de error quedan contenidas en el círculo, notar que la escala es logarítmica

3. Discusión y Conclusiones Preliminares

Los datos de RGS/XMM-Newton y ACIS/Chandra fueron reducidos con SAS y CIAO, respectivamente; todos los espectros se analizaron con XSPEC. Los datos de RGS se ajustaron en forma conjunta, la falta de datos en una de las cámaras en el rango 20-24 Å (Fig.2, panel superior, color rojo) se debe a la rotura de uno de los CCD del detector de RGS 2.

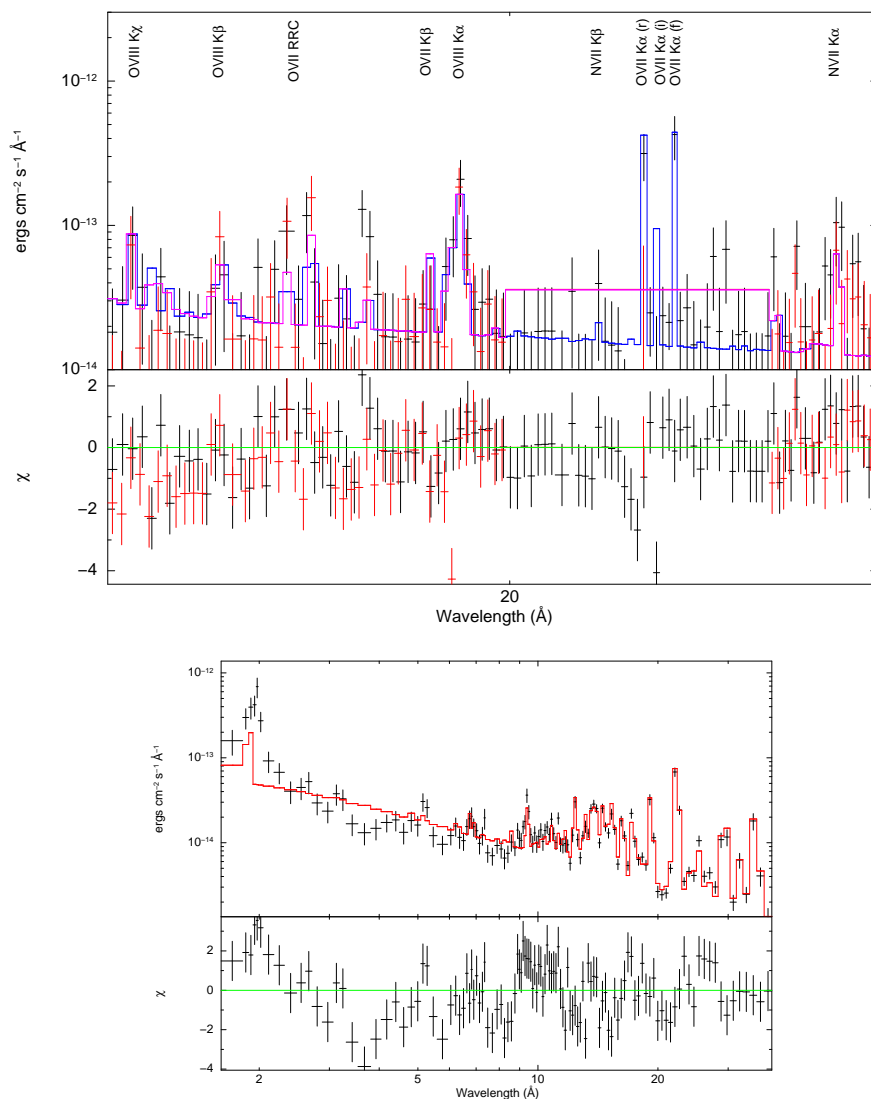


Figura 2. Arriba: Espectro de Mrk 573 en el rango 0.48-0.83 keV (15-25Å) con el ajuste conjunto de las cámaras RGS. Las líneas de emisión presentes pueden consultarse en Bianchi et al. (2010). Abajo: el espectro ACIS en el rango 0.3-8.0 keV (1.5-40Å). Los ajustes se muestran en líneas continuas. Comparar con Bianchi et al. (2010, fig. 5)

En el ajuste se tuvieron en cuenta la densidad columnar con la que se ve afectada la galaxia ($N_H = 2.96 \times 10^{20} \text{cm}^{-2}$ Dickey & Lockman 1990) y se mantuvo la componente colisional (EQUIL). Las componentes de fotoionización se eliminaron para incorporar el modelo MHD en su lugar. Se recrearon las condiciones propuestas por Allen et al. (2008) con las herramientas adecuadas en XSPEC: la onda de choque misma (PSHOCK) y la región precursora (RAYMOND). Así, el modelo resultante: PSHOCK + RAYMOND + EQUIL afectados por la columna de absorción, que se mantuvo fija, se aplicó tanto al espectro RGS como ACIS. Los únicos parámetros que se variaron durante el ajuste fueron las temperatura y normalización (EM). En la Fig. 2 se muestran los resultados de los ajustes y en la Tabla 1 los parámetros relevantes asociados al espectro de XMM/Newton. El espectro ACIS no está restringido a la banda *soft*; es esperable que el ajuste falle en la zona comprendida entre $\sim 2\text{-}8$ keV ($\sim 1.5\text{-}6$ Å), básicamente porque la emisión en este rango de energías altas no proviene de la NLR, sino de la región interna cercana al AGN. Aunque se muestra sólo a modo cualitativo, destacamos el ajuste en la zona de bajas energías; las temperaturas asociadas a cada componente son: $T_{psh} = 0.671 \pm 2.3 \times 10^{-2}$, $T_{ray} = 7.03 \pm 0.93$ y $T_{eq} = 0.11 \pm 6 \times 10^{-3}$.

	PSHOCK	RAYMOND	EQUIL
T [keV]	$0.129 \pm 3.93 \times 10^{-2}$	3.05 ± 1.96	0.41 ± 0.15
EM	22 %	76 %	2 %

Tabla 1. Temperaturas y medidas de emisión para cada componente en el ajuste de los espectros RGS ($\chi_{red}^2 = 0.14$).

En el espectro RGS el ajuste es capaz de reproducir la intensidad de las líneas de emisión, en particular el [O VII] alrededor de ~ 22 Å. El aspecto más importante radica en que, de acuerdo con Allen et al. (2008), la mayor contribución proviene del plasma en emisión (RAYMOND) que representa a la región precursora.

Encontramos que el mecanismo de ionización por ondas de choque radiativas es compatible con el espectro de rayos-X blandos de la NLR de Mrk 573. Se planea continuar con un análisis exhaustivo en rayos-X y complementarlos con el estudio equivalente sobre el espectro óptico.

Referencias

- Allen M. G., et al., 2008, ApJS, 178, 20
 Bianchi S., et al., 2010, MNRAS, 405, 553
 Bianchi S., Guainazzi M., Chiaberge M., 2006, A&A, 448, 499
 Binette L., Wilson A. S., Storchi-Bergmann T., 1996, A&A, 312, 365
 Dickey J. M., Lockman F. J., 1990, ARA&A, 28, 215
 Ferruit P., et al., 1999, MNRAS, 309, 1
 Fischer T. C., et al., 2010, AJ, 140, 577
 Guainazzi M., Bianchi S., 2007, MNRAS, 374, 1290
 Kraemer S. B., et al., 2009, ApJ, 698, 106
 Schlesinger K., et al., 2009, ApJ, 699, 857

PRESENTACIÓN ORAL

Regiones Extendidas de gas ionizado en radiogalaxias FR II. Estudio espectroscópico y cinemático.

V. Reynaldi & C. Feinstein

Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas (UNLP)
Instituto de Astrofísica de La Plata (CONICET-UNLP)

Abstract. The EELR are regions of highly-excited ionized gas that extend throughout the outskirts of their host galaxies. Concerning FR II radio galaxies, alignment between optical and radio structures were found for several sources. We investigate the ionizing mechanisms of these regions through long-slit spectroscopic analysis. Photoionization models, where both the AGN and a mixed intergalactic medium may explain the ionization state of the regions are studied. But also the shock-ionization model is tested since it can provide a local budget of ionizing photons created by expanding radiative shock waves driven by the radio jet. Throughout this work we discuss spectroscopic and kinematical results obtained with GMOS/Gemini.

Resumen. Las EELR son regiones de gas ionizado altamente excitado y se extienden hacia las afueras de las galaxias que las albergan. En el caso de radiogalaxias FR II, además suele ocurrir que se encuentran alineadas con la estructura observada en radio. A través del análisis espectroscópico de las EELR, nos proponemos identificar el mecanismo de ionización dominante. Para ello estudiamos los comportamientos de los parámetros que caracterizan la fotoionización central debida al campo de radiación del AGN, el comportamiento de un medio intergaláctico estratificado enfrentado a ese campo de radiación, y la fotoionización local que puede ocurrir cuando ondas de choque radiativas desencadenadas por el radio *jet* se propagan por el medio. En este trabajo presentamos los resultados espectroscópicos y cinemáticos derivados del análisis espacial de las líneas de emisión de los espectros GMOS/Gemini.

1. Introducción

En este trabajo presentamos los resultados preliminares del estudio de las regiones extendidas de gas ionizado (EELR) asociadas a tres radiogalaxias: 3C 268.2, 3C 268.3 y 3C 305. Las imágenes de archivo del *Telescopio Espacial Hubble* (HST) provenientes de los programas de observación de galaxias del Catálogo 3CR (PI: Sparks) permiten identificar las EELR y su extensión (Privon et al. 2008; Tremblay et al. 2009). En los tres casos que presentamos aquí, la localización de las EELRs guarda relación directa con la orientación de las estructuras observadas en ondas de radio.

El estudio espectroscópico (ranura larga) de estas regiones nos permite analizar el comportamiento espacial de la emisión con el propósito de identificar el mecanismo de ionización dominante.

Objeto	z	Escala	Posición ranura
3C 268.2	0.362	7.2 kpc arcsec ⁻¹	165°
3C 268.3	0.372	7.4 kpc arcsec ⁻¹	146°
3C 305	0.04164	0.85 kpc arcsec ⁻¹	45°

Tabla 1. Las tres galaxias de esta muestra pertenecen al programa de observación GN-2011A-Q-66 (PI: Feinstein).

2. Resultados

Los espectros se tomaron de manera tal que abarcaran la región comprendida entre $\sim 3300\text{\AA}$ y $\sim 5100\text{\AA}$, debido a la cantidad de líneas de emisión presentes en ese rango, que luego serán útiles para los análisis de diagnóstico sobre los mecanismos de ionización. La Tabla 1 reúne detalles de los objetos y de las observaciones. La línea más intensa es el [O III] $\lambda 5007$, cuyo perfil demuestra la presencia de varias componentes en todos los espectros estudiados. A modo de ejemplo, en la Fig. 1 se muestra el perfil de [O III] $\lambda 5007$ en la galaxia 3C 268.2 a $\sim 1.2''$ ($\sim 8.6 \text{ kpc}^1$) del núcleo en dirección SO. La separación de las componentes revela la existencia de movimientos de muy alta velocidad respecto a la galaxia anfitriona, que alcanzan velocidades mayores a 500 km s^{-1} . Este tipo de comportamiento no es consistente con el movimiento gravitatorio dentro del potencial galáctico (Tadhunter et al. 1989), lo cual implica que existe algún mecanismo que está inyectando energía mecánica en el medio intergaláctico (MIG).

Los tamaños lineales de las EELRs, medidos a partir de esta misma línea y sin contemplar efectos de proyección, alcanzan 20.5 kpc en el caso de 3C 305, 63 kpc para 3C 268.2 y 40 kpc para 3C 268.3.

3. Discusión

A través de los cocientes entre líneas de emisión es posible realizar un análisis diagnóstico sobre los mecanismos de ionización que tienen lugar en estas regiones. Los modelos que estudiamos aquí se aplican mediante diagramas que involucran estos cocientes.

Podemos evaluar el comportamiento del campo ionizante producido por una fuente puntual (el AGN) mediante el parámetro de ionización U . La dilución geométrica de estos fotones a medida que la distancia al núcleo aumenta está descrita por U , que a su vez puede parametrizarse con el cociente [O II] $\lambda 3727$ /[O III] $\lambda 5007$ (Penston et al. 1990). En ninguno de los casos estudiados se observa tal

¹ $H_0=73 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}$; $\Omega_{\text{mat}}=0.27$; $\Omega_{\Lambda}=0.73$.

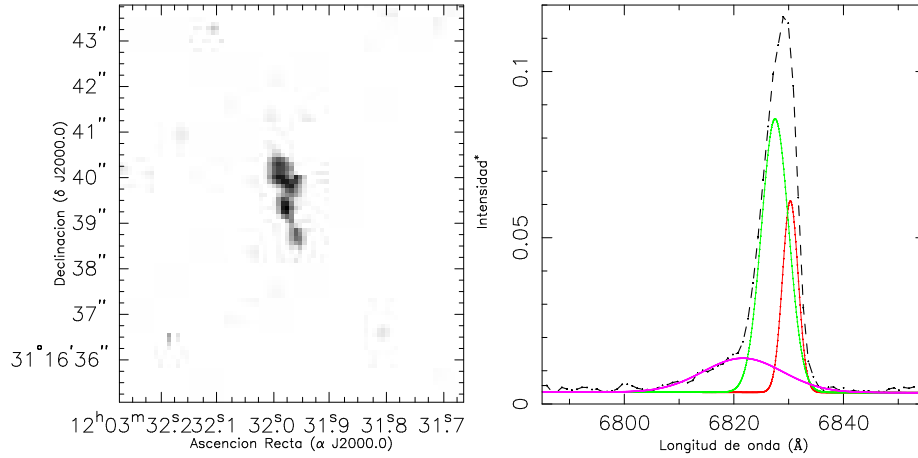


Figura 1. Izquierda: imagen de 3C 268.2 tomada con HST; se utilizó un filtro sintonizable, por lo cual la emisión proviene esencialmente del $[\text{OIII}]\lambda 5007$. Derecha: Perfil de emisión de la línea $[\text{OIII}]\lambda 5007$ (línea cortada) con sus componentes (líneas continuas), a una distancia de $\sim 1,2''$ (~ 8.6 kpc) en dirección sudoeste. (*) La intensidad está expresada en unidades arbitrarias.

dilución del campo ionizante, por lo cual se hace necesario considerar modelos más complejos.

La intensidad de las líneas de emisión observadas puede ser parcialmente reproducida sólo si se contemplan distintas fases en el MIG, de manera que el espectro de la región manifieste las distintas etapas que atraviesa el campo de radiación (Binette et al. 1996), o cuando se considera que el MIG puede experimentar sucesos violentos, como ondas de choque, que cambian drásticamente las condiciones físicas del gas (Dopita & Sutherland 1995, 1996; Allen et al. 2008). En el modelo de fotoionización bifaz, el parámetro que describe la evolución de la intensidad de la radiación observada es el cociente entre los ángulos sólidos que subtienden los dos grupos de nubes involucradas: $A_{M/I}$ (ver Binette et al. 1996, para una explicación detallada de los parámetros que las definen). En los modelos de ionización por ondas de choque, en cambio, la velocidad de la onda es la que determina la dureza del espectro ionizante que se crea *localmente*; en menor medida también influye el campo magnético.

La Fig. 2 muestra dos diagramas de diagnóstico donde se han graficado los modelos de fotoionización bifaz (línea continua) y los modelos de ionización por ondas de choque (líneas punteadas). También se indican las velocidades de la onda conforme varía la intensidad de los cocientes involucrados (línea cortada). Cada curva (punteada) corresponde a un valor del parámetro magnético definido como $B/n^{1/2}$ (Dopita & Sutherland 1995), este parámetro controla la compresión que sufre el gas con el paso de la onda. El parámetro $A_{M/I}$ varía en el rango $[0,04 - 16]$, donde $A_{M/I} < 1$ representa a los objetos cuyos espectros son de tipo Seyfert 2; el punto $A_{M/I} = 1$ se indica con una cruz (naranja). Las observaciones de 3C 268.2 se grafican en círculos (rojo), las de 3C 268.3 en triángulos (verde) y las de 3C 305 en cuadrados (violeta). Los distintos puntos para una misma galaxia reflejan el comportamiento espacial de cada cociente de líneas. La línea

que requiere la mayor energía de excitación, $[\text{Ne v}]\lambda 3424$, no está presente en el espectro de 3C 305 por lo cual la galaxia no figura en el diagrama de la izquierda.

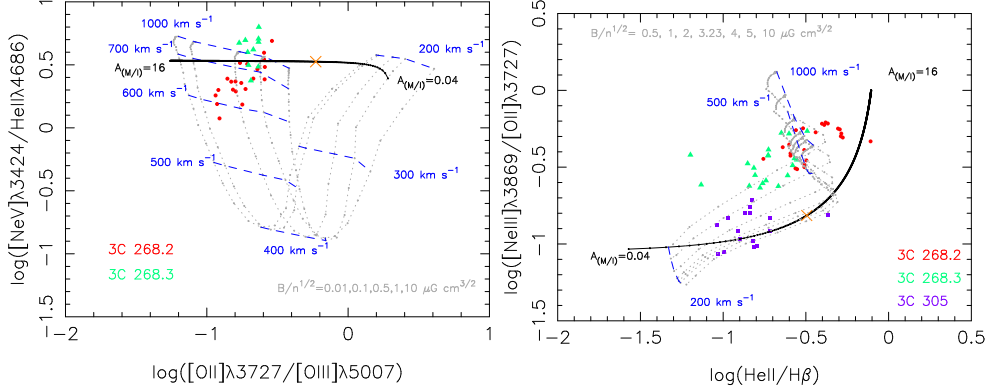


Figura 2. Observaciones: 3C 268.2 en círculos (rojo), 3C 268.3 en triángulos (verde) y 3C 305 en cuadrados (violeta). Descripción de los modelos en el texto.

Los resultados que se obtienen de los diagramas dependen fuertemente de la energía involucrada en las líneas elegidas. Los modelos de ondas de choque que incluyen la generación de una región precursora ionizada por el campo de radiación local (Allen et al. 2008) pueden reproducir las intensidades observadas en las líneas de mayor excitación (panel izquierdo de la Fig. 2) cuando se consideran velocidades altas ($v > 600 \text{ km s}^{-1}$). El modelo de fotoionización, en cambio, ajusta mejor en los objetos que presentan estados de ionización más bajos, como es el caso de 3C 305 (panel derecho).

Aún cuando existen ciertas discrepancias en los ajustes, el modelo de ionización por ondas de choque no sólo es capaz de reproducir las intensidades observadas, sino que también entrega energía mecánica al MIG para producir movimientos de alta velocidad coherentes con lo que muestran los campos de velocidades. Por otra parte, la creación local de fotones ionizantes podría explicar la ausencia del patrón de dilución geométrica que se espera encontrar en U bajo la hipótesis de fotoionización central.

Referencias

- Allen M. G., et al., 2008, *ApJS*, 178, 20
 Binette L., Wilson A. S., Storchi-Bergmann T., 1996, *A&A*, 312, 365
 Dopita M. A., Sutherland R. S., 1995, *ApJ*, 455, 468
 Dopita M. A., Sutherland R. S., 1996, *ApJS*, 102, 161
 Penston M. V., et al., 1990, *A&A*, 236, 53
 Privon G. C., et al., 2008, *ApJS*, 175, 423
 Tadhunter C., Fosbury R. A. E., Quinn P. J., 1989, *MNRAS*, 240, 225
 Tremblay G. R., et al., 2009, *ApJS*, 183, 278

PRESENTACIÓN ORAL

Particle Swarm Optimization (PSO) en modelos semi-analíticos de formación de galaxias

A. N. Ruiz^{1,2}, M. J. Domínguez^{1,2}, N. D. Padilla^{3,4}, S. A. Cora^{5,6}, D. García Lambas^{1,2}, T. E. Tecce^{3,4,7}, I. D. Gargiulo^{5,6}, A. M. Muñoz Arancibia³

(1) Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, UNC, CONICET

(2) Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC

(3) Departamento de Astronomía y Astrofísica, PUC, Chile

(4) Centro de Astro-Ingeniería, PUC, Chile

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

(6) Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP

(7) Instituto de Astronomía y Física del Espacio, UBA, CONICET

Abstract. We present preliminary results of calibrations of a semi-analytic galaxy formation model performed using the *Particle Swarm Optimization* (PSO) technique. This method involves the exploration of the parameter space by random walks of a set of “particles” that share information between them. Thus, comparing the model results against a set of observables (e.g. luminosity functions, the relation between black hole mass and bulge mass, morphological fractions), the PSO method yields a set of best-fitting values for the free parameters of the model.

Resumen. En este trabajo presentamos resultados preliminares de calibraciones de un modelo semianalítico de formación de galaxias realizadas con la técnica *Particle Swarm Optimization* (PSO). Esta técnica consiste en la exploración del espacio de parámetros mediante caminatas aleatorias de un conjunto de “partículas” que intercambian información entre ellas. De esta manera, comparando los resultados obtenidos del modelo contra un conjunto de observables (e.g. funciones de luminosidad, relación entre la masa del agujero negro y la del bulbo, fracciones morfológicas), el método PSO permite obtener ajustes para los parámetros libres del modelo.

1. Modelo semianalítico y observables

Los modelos semianalíticos (SAMs) constituyen una herramienta sumamente versátil para el estudio de la formación de galaxias. Sin embargo, una complicación siempre presente a la hora de utilizarlos es la calibración de la gran cantidad de parámetros libres que poseen. Por esta razón, es de interés desarrollar un método que permita automatizar la calibración de dichos parámetros, de manera de reproducir propiedades observadas de la población de galaxias.

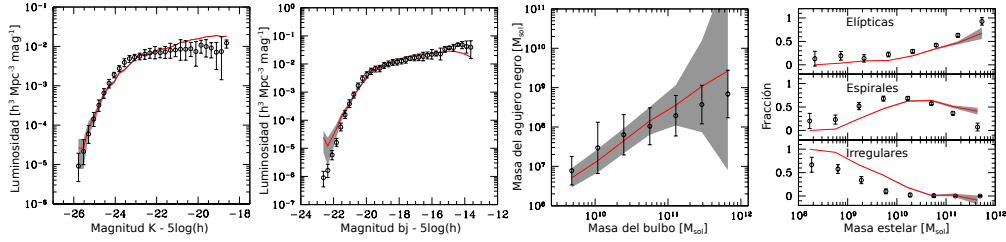


Figura 1. Observables utilizados para calibrar los parámetros libres del modelo SAG (círculos negros con barras de error): función de luminosidad en la banda K (arriba, izquierda) y en la banda b_j (arriba, derecha), relación entre la masa del agujero negro central y la del bulbo (abajo, izquierda) y fracciones morfológicas como función de la masa estelar (abajo, derecha). Las líneas rojas muestran el mejor ajuste obtenido con los parámetros calibrados con PSO, y las áreas grises los errores Poisson para el modelo SAG.

En este trabajo aplicamos el método *Particle Swarm Optimization* (PSO) para calibrar el modelo semi-analítico SAG (acrónimo de *Semi-Analytic Galaxies*), descrito en Cora (2006), y mejorado posteriormente por Lagos et al. (2008) y Tecce et al. (2010). Este modelo utiliza como base los árboles de fusiones de halos y subhalos de materia oscura extraídos de una simulación cosmológica de N -cuerpos que cuenta con 256^3 partículas en un volumen cúbico de $67,68 h^{-1}$ Mpc de lado con parámetros cosmológicos acordes al modelo estándar Λ CDM ($\Omega_m = 0,27$, $\Omega_b = 0,047$, $\Omega_\Lambda = 0,73$, $h = 0,7$, $n = 0,95$ y $\sigma_8 = 0,82$).

De todos los parámetros libres incluidos en SAG, seleccionamos cinco que regulan los procesos físicos que consideramos de mayor importancia en la formación y evolución de las galaxias. Estos parámetros son:

- la eficiencia de formación estelar, α ;
- la eficiencia de gas frío recalentado por explosiones de supernova, ϵ ;
- la fracción de gas frío acretaada por el agujero negro central, f_{BH} ;
- la eficiencia de acreción de gas caliente por el agujero negro central, κ_{AGN} ;
- el valor crítico para la aparición de inestabilidades de disco, $T_{\text{disc},c}$.

Referimos al lector a las citas para una mayor descripción de la implementación de los procesos físicos regulados por estos parámetros.

Como restricciones observacionales utilizamos los siguientes cuatro observables (círculos negros con barras de error en la Fig. 1): (i) función de luminosidad (LF) en la banda K , combinación de datos de Cole et al. (2001), Kochanek et al. (2001), Bell et al. (2003) y Jones et al. (2006); (ii) LF en la banda b_j , datos de Norberg et al. (2002) y Jones et al. (2006); (iii) relación entre la masa del bulbo y la del agujero negro central, combinación de los datos de Häring & Rix (2004) y Sani et al. (2011) y (iv) fracciones morfológicas como función de la masa estelar tomadas de Conselice (2006), donde sólo las fracciones de elípticas y espirales fueron utilizadas como restricción, combinadas como un solo observable.

2. Calibración con el método PSO

El método PSO (Kennedy & Eberhart 1995) es una técnica computacional que optimiza búsquedas en espacios multidimensionales, basándose en una medida de calidad (función de aptitud) y utilizando un conjunto de agentes computacionales (llamados partículas) influenciados por el conocimiento individual y colectivo ganado en sus caminatas aleatorias. Cada partícula posee un número identificatorio $i = 1, \dots, N_p$ y posición $X_i(t)$ y velocidad $V_i(t)$ (donde t es el paso temporal) en el espacio de parámetros. El máximo valor de la función de aptitud de la partícula i -ésima al tiempo t define la mejor posición individual $B_i(t)$. El mejor valor de la función de aptitud sobre todo el enjambre de partículas en t define la mejor posición global $G(t)$ encontrada.

Las posiciones son actualizadas de acuerdo a

$$X_i(t+1) = X_i(t) + V_i(t+1) \quad (1)$$

$$V_i(t+1) = wV_i(t) + c_1\xi_1 [B_i(t) - X_i(t)] + c_2\xi_2 [G(t) - X_i(t)] \quad (2)$$

donde $w = 0,72$ es el peso inercial y $c_1 = c_2 = 1,193$ son parámetros que deciden las contribuciones debidas al conocimiento individual y colectivo, respectivamente, y corresponden a los valores estándar del algoritmo PSO¹. Los valores de ξ_1 y ξ_2 son números aleatorios uniformes en el intervalo $[0; 1]$. Las posiciones iniciales fueron asignadas de manera aleatoria en el espacio de búsqueda $[X_{\min}; X_{\max}]$, y las velocidades iniciales fueron generadas de acuerdo a $V_i(t=0) = 0,5 \xi (X_{\max} - X_{\min})$, donde ξ es otro número aleatorio uniforme. Se aplicaron condiciones de borde reflectante, donde las partículas revierten su componente de velocidad perpendicular al borde.

La función de aptitud utilizada en este trabajo fue la función de probabilidad *chi-cuadrado*, tomando como aptitud final el producto de las probabilidades de las cuatro restricciones observacionales.

Utilizamos $N_p = 25$ partículas para explorar el espacio definido por los parámetros seleccionados del modelo SAG, encontrando un conjunto de parámetros que permite un ajuste satisfactorio de las propiedades estadísticas elegidas para la población de galaxias (líneas rojas en la Fig. 1; para las fracciones morfológicas se define como galaxia espiral a aquellas con $0 < M_{\text{bulbo}}/M_{\star} < 0,84$ y como elípticas a aquellas con $0,84 < M_{\text{bulbo}}/M_{\star}$, donde M_{bulbo} y M_{\star} son la masa del bulbo y la masa total estelar, respectivamente). Sin embargo, existen algunas discrepancias que pueden ser atribuidas al modelo particular que se utilizó.

La técnica PSO es muy rápida y eficiente para encontrar máximos globales, sin embargo, falla en brindar una descripción detallada del entorno del mejor valor encontrado. Es por este motivo que para estimar el error del método utilizamos el esquema propuesto por Prasad & Souradeep (2012), que consiste en ajustar un paraboloide 5D a un subconjunto de puntos en el entorno de $G(t = t_f)$. La estima de los errores se hace utilizando la diagonal de la matriz de covarianza, que es la inversa de la matriz de curvatura encontrada mediante el ajuste. En la Tabla 1 se resumen, para cada uno de los parámetros de SAG, el rango explorado, el mejor valor encontrado, y el error estimado.

¹www.particleswarm.info

Parámetro	Rango explorado	Mejor valor
α	0,005 – 0,5	$0,12 \pm 0,02$
ϵ	0,01 – 1,0	$0,20 \pm 0,02$
f_{BH}	0,001 – 1,0	$0,034^{+0,008}_{-0,006}$
$\kappa_{\text{AGN}} [M_{\odot} \text{ yr}^{-1}]$	$10^{-7} - 0,01$	$\left(2,7^{+2,1}_{-1,1}\right) \times 10^{-4}$
$T_{\text{disc,c}}$	0,5 – 1,5	$0,94 \pm 0,04$

Tabla 1. Valores para los parámetros del mejor ajuste obtenido con PSO, los errores correspondientes, y el rango explorado.

3. Conclusiones

En este trabajo mostramos que la técnica PSO puede ser utilizada exitosamente para calibrar los parámetros libres de un modelo semianalítico de formación de galaxias. El método converge en algunos cientos de pasos, unas ~ 100 veces menos que los necesarios con exploraciones con cadenas de Markov Monte Carlo (Henriques et al. 2009; Lu et al. 2011, 2012). En consecuencia, la técnica PSO constituye una alternativa mucho más rápida y eficiente para explorar espacios multi-dimensionales (como el espacio de parámetros de un SAM) que otras técnicas propuestas anteriormente, lo que la convierte en una herramienta ideal para analizar el impacto de incluir nuevos procesos físicos en el marco de modelos semi-analíticos. Para concluir, señalamos que la metodología aquí descrita es totalmente general y puede ser aplicada a cualquier SAM.

Agradecimientos. Este trabajo fue posible gracias a la utilización del *cluster* Geryon del Centro de Astro-Ingeniería de la Pontificia Universidad Católica de Chile.

Referencias

- Bell E. F., et al., 2003, ApJ, 149, 289
Cole S., et al., 2001, MNRAS, 326, 255
Conselice C. J., 2006, MNRAS, 373, 1389
Cora S. A., 2006, MNRAS, 368, 1540
Håring N., Rix H.-W., 2004, ApJL, 604, L89
Henriques B. M. B., et al., 2009, MNRAS, 396, 535
Jones D. H., et al., 2006, MNRAS, 369, 25
Kennedy J., Eberhart R. C., 1995, IEEE, 4, 1992
Kochanek C. S., et al., 2001, ApJ, 560, 566
Lagos C., Cora S., Padilla N. D., 2008, MNRAS, 388, 587
Lu Y., et al., 2012, MNRAS, 421, 1779
Lu Y., et al., 2011, MNRAS, 416, 1949
Norberg P., et al., 2002, MNRAS, 336, 907
Prasad J., Souradeep T., 2012, Phys. Rev. D, 85, 123008
Sani E., et al., 2011, MNRAS, 413, 1479
Tecce T. E., et al., 2010, MNRAS, 408, 2008

PRESENTACIÓN MURAL

A kinematic study of three HI-rich local galaxies

Saponara J.¹, Lefranc V.², Benaglia P.^{1,3}, Andruchow I.⁴, Koribalski B.⁵

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

(2) *Université de Paris 11 (UP11)*

(3) *Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR)*

(4) *Instituto de Astrofísica, La Plata (IALP, FCAG-UNLP)*

(5) *Australia Telescope National Facility (ATNF), CSIRO*

Abstract. The "Local Volume HI Survey" is a large project aimed at studying nearby galaxies, at very high angular resolution and sensitivity, supplemented with multi-frequency data. In this paper we present comparative results of the dynamics and morphology of three LVHIS galaxies. For each source we derived physical and geometrical parameters (inclination, HI total mass, star forming rate, mass-to-light ratio, etc). We determined the global material distribution and the velocity field. Finally, we discuss the results obtained.

Resumen. El relevamiento denominado "Local Volume HI Survey" es un proyecto que comprende observaciones a alta resolución angular y sensibilidad, en línea y continuo de 21 cm, de todas las galaxias cercanas, ricas en gas, complementado por datos multi-frecuencia. Resumimos aquí los resultados de un estudio comparativo sobre tres galaxias LVHIS, acerca de la dinámica y morfología del gas. Estimamos parámetros geométricos y físicos de cada galaxia, como la inclinación, la masa total de HI, la tasa de formación estelar y la relación masa-luminosidad. Determinamos la distribución global de material y construimos el campo de velocidades. Finalmente, discutimos los resultados obtenidos.

1. Introduction

The "Local Volume HI Survey" ¹ (LVHIS, Koribalski 2008) is a large project aimed at studying nearby galaxies. The project comprises 21-cm HI-line and continuum observations taken with the Australia Telescope Compact Array (ATCA), of gas-rich galaxies, up to 10 Mpc. The targets are all southern galaxies detected in HIPASS (Koribalski et al. 2004). The project provides plenty of observations to study the formation and evolution of galaxies in the Local Universe. HI spectral line observations allow to trace the overall matter distribution in galaxies, measure their velocity fields and deduce their gas dynamics and morphology (Kirby et al. 2012). The gaseous envelopes of galaxies typically

¹LVHIS: www.atnf.csiro.au/research/LVHIS/

extend far beyond their stellar disks. Locations of star formation can usually be identified by high density H I clumps in the outer disks (Koribalski & López-Sánchez 2009). H I is also found between galaxies (Koribalski & Dickey 2004) highlighting their tidal interactions and stripping (López-Sánchez et al. 2012).

Here we present the preliminary results of an investigation about the three LVHIS galaxies ESO215–G?009, ESO223–G009 and ESO270–G017.

2. ATCA HI data

ESO215–G?009 (HIPASS J1057–48) is a low surface brightness dwarf galaxy, of type SAB(s)m. A deep study was carried out by Warren et al. (2004). Afterwards, the distance was re-estimated by Jacobs et al. 2009 (5.25 ± 0.41 Mpc) and with the new value we re-derived the galaxy parameters.

ESO0223–G009 (HIPASS 1501–48, $D = 4.3 \pm 0.75$ Mpc) is classified as IAB(s)m. This galaxy is nearly face-on and has a relatively low Galactic latitude ($b = 9.17^\circ$). The extinction in the B band is 0.944 mag.

ESO270–G017 (HIPASS 1334–45, $D = 3.85 \pm 0.04$ Mpc) is a SBs(m) galaxy, also known as Fourcade-Figueroa. The orientation is edge-on respect to the line of sight, though the luminosity in the blue band is the highest of the three.

Koribalski (private communication) provided already-reduced UV data of ESO 215–G?009, that combines ATCA EW352, 750A and 6A array configuration observations. We have calibrated ATCA archive raw UV data towards ESO270–G017 and ESO223–G009 (configuration: EW367). Data reduction was performed with the MIRIAD software packages, and analyzed with the help of the *kvis* package. We have obtained H I-21cm line data cubes and continuum maps.

3. Results

From the data cubes we obtained the integrated H I distribution, the mean H I velocity field and the H I velocity dispersion (see Figure 1). The H I major and minor axes diameters a , b , and position angles $P.A.$ were derived from the former maps. With the global H I line spectra we computed the H I line flux density F_{HI} , H I mass and H I column density. The inclination angle was derived as $\cos(i) = \sqrt{((b/a)^2 - p^2)/(1 - p^2)}$; p is the ratio of the smallest to the largest axis of an oblate spheroid of rotation. We adopted $p = 0.2$ (Van den Bergh 1988). In a first approximation, a maximum rotational velocity was measured using the velocity line width at 20% of the H I peak (w_{20}), corrected for galaxy inclination angle, this last assumed constant.

We obtained the rotation curve of ESO270–G017 with the task VELFIT. This method could not be applied to ESO223–G009 because it is warped, and tilted-ring modelling is required instead. Upper limits for the continuum flux density ($F_{20\text{cm}}$) were measured from the corresponding continuum maps, and used to obtain star forming rate (SFR) upper limits.

Parameter	unit	ESO223-G009	ESO270-G017	ESO215-G?009
Major axis a	kpc	18.6 ± 2.7	12.8 ± 2.1	18.2 ± 2.8
Minor axis b	kpc	18 ± 2.4	6.2 ± 1.9	16 ± 2.5
$P.A.$	deg	~ 115	~ 110	~ 120
Inclination i	deg	~ 15	~ 85	~ 29
Beam size	" "	147×104	155×104	47×41
M_{dyn}	$10^{10} M_{\odot}$	~ 13.0	~ 1.78	~ 2.69
M_{HI}	$10^8 M_{\odot}$	2.6 ± 0.11	10 ± 0.2	7.1 ± 0.16
$M_{\text{HI}}/M_{\text{dyn}}$	–	0.0025	0.056	0.026
F_{HI}	Jy km s $^{-1}$	74 ± 1.58	227 ± 10	112 ± 10
N_{HI}	10^{20} cm $^{-2}$	3.85 ± 1.6	17.8 ± 5.2	6.2 ± 3.5
V_{sys}	km s $^{-1}$	597 ± 1	828 ± 1	598 ± 1
$M_{\text{HI}}/L_{\text{B}}$	M_{\odot}/L_{\odot}	0.28 ± 0.1	0.78 ± 0.12	19 ± 2.4
w_{20}	km s $^{-1}$	80 ± 1	155 ± 1	78.7 ± 1
V_{rot}	km s $^{-1}$	155.5	77.8	80
$F_{\text{continuum}}$	Jy	< 0.01	< 0.01	< 0.01
SFR	$M_{\odot}\text{yr}^{-1}$	< 0.013	< 0.003	< 0.002

Table 1. Measured and derived ATCA HI properties in this study.

4. Discussion

The parameters derived for the three galaxies are among those obtained by other authors (e.g. Kirby et al. 2012). The systemic velocities are very close to the ones derived from HIPASS data (Koribalski et al. 2004). The values of M_{HI} are slightly larger than the HIPASS ones. Some single dish HI flux can be missed from these galaxies, since the Parkes beam and the galaxies sizes are similar. Our preliminary analysis has resulted in upper limits for $F_{20\text{cm}}$. We have not detected 1.4 GHz continuum emission towards any of the studied galaxies.

It is remarkable the high mass-to-light ratio of ESO215-G?009, outlined by Warren et al. (2007). ESO270-G017 shows the largest HI flux, column density, dynamic mass, and rotational velocity, though the HI diameters are similar.

For all sources, the ratio between HI mass and M_{dyn} (its total mass) yielded values less than unity, which implies that the largest contribution is dark matter.

Acknowledgments. J.S. thanks FCAG-UNLP. P.B. thanks ANPCyT project 2007-00848. We are grateful to Sergio Cellone for useful discussions.

5. References

- Courteau, S. 1997, AJ, 114, 2402
 Jacobo, B., et al. 2009, AJ, 138, 332
 Kirby, E., Koribalski, et al. 2012, MNRAS, 420, 2924
 Koribalski, B. S. 2008, A&SS Procs, p. 41
 Koribalski, B. S. 2010, ASPC, 421, 137
 Koribalski, B. S., et al. 2004, AJ, 128, 16
 Koribalski, B. S., Dickey J. M. 2004, MNRAS, 348, 1255
 Koribalski, B. S., López-Sánchez, A.R. 2009, MNRAS, 400, 1749

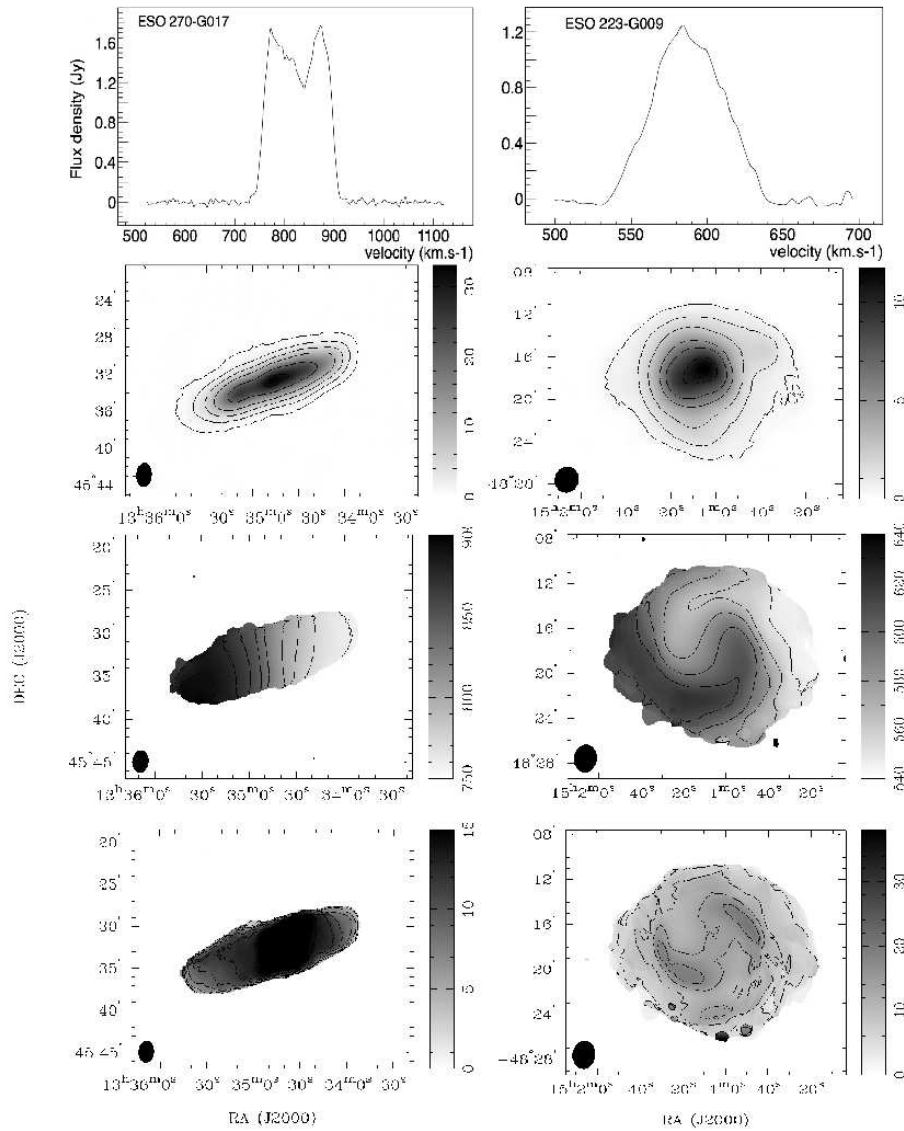


Figure 1. *Left:* HI global spectrum (first panel), integrated HI distribution (second panel), mean velocity field (third panel) and HI velocity dispersion of ESO270–G017 (bottom panel). *Right:* The same but of ESO223–G009.

López-Sánchez, A. R., Koribalski, B. S., et al. 2012, MNRAS 419, 1051

Van den Bergh, S. 1988, PASP, 100, 344

Warren, B. E., Jerjen, J., Koribalski, B. S. 2004, AJ, 128, 1152

Warren, B. E., Jerjen, J., Koribalski, B. S. 2007, AJ, 134, 1849

PRESENTACIÓN MURAL

Estudio fotométrico de candidatos a cúmulos globulares en NGC 1316

L.A. Sesto^{1,2}, F.R. Faifer^{1,2} & J.C. Forte^{3,4}

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

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

(3) *CONICET*

(4) *Planetario Galileo Galilei*

Abstract. We present the first results obtained in the context of a photometric study of the globular cluster population associated with the early-type giant galaxy NGC 1316. We analyze here the first of a total of ten fields that form a deep mosaic, which was obtained using the Gemini Multi-Object Spectrograph camera. This field contains the nucleus of the galaxy.

As a result of psf photometry, we construct color-magnitude and color-color diagrams, as well as spatial distribution and integrated color diagrams. The analysis shows that there is no clear evidence of bimodality in the studied region. However, we confirm the presence of a probable young subpopulation of clusters in this system. Finally, we present color maps of the galaxy, showing the presence of an interesting structure produced by interstellar dust which is surrounding the nucleus of NGC 1316. Our results indicate that no significant effect is observed due to dust on the objects in the studied region.

Resumen. Se presentan los primeros resultados obtenidos en el marco de un estudio fotométrico de la población de cúmulos globulares (CGs) asociados a la galaxia gigante de tipo temprano NGC 1316. Se analiza aquí el primero de un total de diez campos que integran un mosaico profundo, obtenido empleando la cámara Espectrógrafo Multi-objeto de Gemini. Dicho campo contiene al núcleo de la mencionada galaxia.

Como resultado de la fotometría de ajuste de psf, se construyeron diagramas color-magnitud, de la distribución espacial y de colores integrados. El análisis muestra que no existe evidencia clara de bimodalidad en la región estudiada y se confirma la probable existencia de una subpoblación de cúmulos jóvenes. Finalmente se presentan mapas de color de la galaxia, donde se muestra la presencia de una interesante estructura producida por polvo interestelar que rodea el núcleo. Sin embargo, nuestros resultados indican que no se observa un efecto apreciable del polvo sobre los objetos estudiados.

1. Introducción

Se presentan los primeros resultados obtenidos en el marco de un estudio fotométrico de la población de cúmulos globulares asociados a la galaxia gigante de tipo temprano NGC 1316. El análisis presentado aquí se ha centrado en el campo que contiene al núcleo de dicha galaxia, el cual forma parte de un mosaico de nueve campos obtenidos con la cámara GMOS en el telescopio Gemini Sur, a través de los filtros g' , r' e i' (Fukugita et al. 1996).

2. NGC 1316 y el cúmulo de Fornax

NGC 1316 se encuentra ubicada en el cúmulo de Fornax. Este es uno de los cúmulos de galaxias más cercanos y mejor estudiados en el cielo del hemisferio sur. Con sus 340 galaxias catalogadas como miembros (Ferguson 1989), posee la segunda mayor colección de galaxias de tipo temprano disponibles dentro de una distancia de 20 Mpc de la Vía Láctea, siendo superado solamente por el cúmulo de Virgo. La galaxia gigante de tipo temprano NGC 1316 está catalogada como una $S0$ peculiar (de Vaucouleurs et al. 1991), se encuentra ubicada en las afueras de dicho cúmulo, a una distancia proyectada de $3^\circ.7$ de la galaxia elíptica gigante central (NGC 1399). El sistema de CGs de esta galaxia ha sido estudiado por otros autores en el pasado (Goudfrooij et al. 2001; Gomez & Richtler 2001) aunque sólo recientemente se ha presentado un estudio de gran campo de este sistema (Richtler et al. 2012).

3. Observaciones

El Observatorio Gemini Sur consta de un telescopio de 8 metros, situado en las cercanías de la cima del Cerro Pachón (Chile), a una altitud de 2722m. El conjunto de detectores de GMOS-S consiste de tres chips en fila, de 2048 x 4608 píxeles; siendo el tamaño del píxel de 13.5 micrones cuadrados, proporcionando una escala de $0.0730''/\text{píxel}$. El campo de visión es de 5.5×5.5 minutos de arco. El campo analizado fue observado en las noches del 8 y 21 de septiembre de 2008 (ID: GS-2008B-Q-54 PI: Juan Carlos Forte). Las exposiciones empleadas fueron $4 \times 300\text{s}$, $4 \times 150\text{s}$ y $4 \times 150\text{s}$ en g' , r' e i' , respectivamente. Se utilizó además, un "binning" de 2×2 , y se realizó un proceso de "dithering" entre las exposiciones.

4. Fotometría

El procedimiento de detección y modelado del halo de NGC 1316 se realizó mediante el algoritmo de búsqueda y clasificación del *software* *SExtractor* (Bertin & Arnouts 1996). Luego se obtuvo fotometría de ajuste de psf empleando rutinas del paquete *DaoPhot* de IRAF. Finalmente, se llevó a cabo una calibración preliminar al sistema estándar utilizando las relaciones de Faifer et al. (2011), y objetos en común con fotometría (V , I) (Goudfrooij 2004), presentes en imágenes de la *Advanced Camera for Surveys*. Se consideraron, además, los valores de extinción interestelar dados por Schlegel et al. (1998). Los candidatos a cúmulos globulares fueron seleccionados considerando objetos cuyo índice de estelaridad

resultó > 0.5 y cuyos colores se encontraban dentro de los rangos definidos por Faifer et al. (2011). Se adoptó además un corte en $i'_0 = 24$ mag, para así descartar objetos débiles, cuyos errores en $(g' - i')$ resultan mayores a 0.1 mag (Fig. 1).

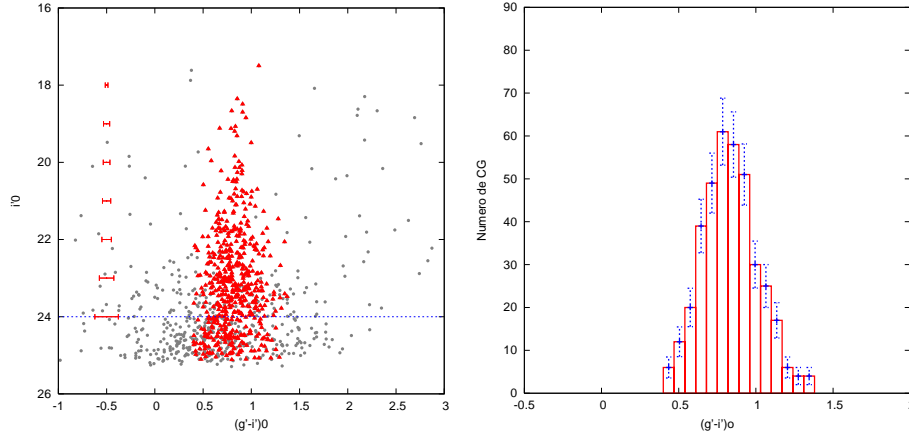


Figura 1. *Izquierda:* Diagrama color magnitud donde se muestran los candidatos a CGs (triángulos), superpuestos sobre el resto de la muestra de objetos puntuales (puntos). Puede observarse que para objetos con $i'_0 > 24$ mag, los errores en el color se vuelven significativos. *Derecha:* Distribución de colores integrados $(g' - i')$ corespondiente a la muestra de candidatos a CGs con $i'_0 < 24$. Resulta notable la presencia de objetos con colores $(g' - i')_0 \sim 0,9$

5. Mapas de Color

Se construyeron mapas de color $(g' - i')$, $(g' - r')$ y $(r' - i')$ de la galaxia, y se encontró que tal como era de esperar, la misma muestra una interesante estructura producida por polvo interestelar que rodea el núcleo de NGC 1316 (Carlqvist 2010). Se ha encontrado que, dentro de un radio de un minuto de arco, existen nubes de polvo muy notables y que la estructura general parece indicar la presencia de una barra (en la dirección NO-SE, y perpendicular al semieje mayor de la galaxia) y una pseudo estructura espiral. Fuera de un minuto de arco del centro galáctico, no se observan efectos significativos debido al polvo dentro del campo estudiado (Fig. 2, panel izquierdo).

Un análisis de los objetos detectados en la región donde se observa la estructura de polvo, muestra que no se detecta un efecto sistemático significativo de este último sobre los mencionados objetos. Curiosamente, sí se observa una acumulación de objetos azules en dicha zona, lo que se podría explicar con la presencia de CGs mucho más jóvenes, pertenecientes a un proceso de formación estelar de algunos miles de millones de años (Fig. 2, panel derecho).

6. Distribuciones de color integrado

El análisis de la distribución de colores integrados muestra que no existe evidencia clara de bimodalidad. Los histogramas de color muestran una distribución

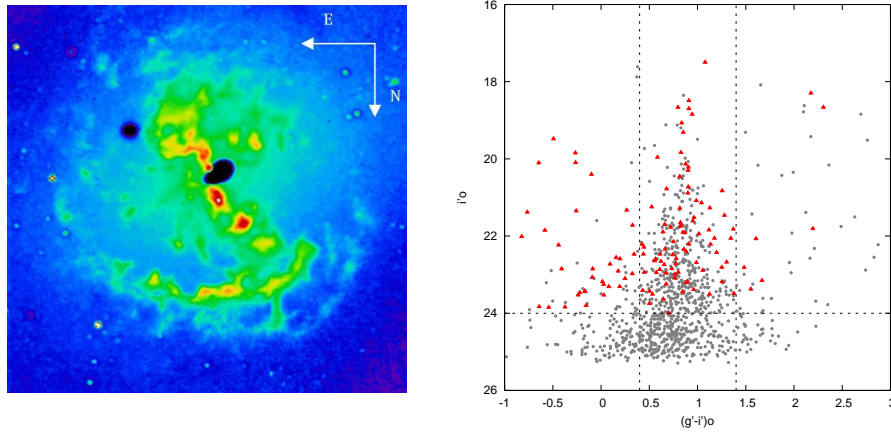


Figura 2. *Izquierda:* Mapa de color ($g' - i'$) correspondiente a una zona de 120×120 segundos de arco, centrada en NGC 1316. El azul representa colores ~ 0.8 mag, mientras que el blanco indica valores ~ 1.5 mag. *Derecha:* Diagrama color-magnitud donde se muestran con puntos negros todos los objetos puntuales detectados en el campo, y con triángulos rojos aquellos objetos que se encuentran en las zonas más afectadas por la estructura de polvo.

ancha, con un pico claro en $(g' - i')_0 \sim 0.9$ (Fig. 1, panel derecho), indicando la presencia de una subpoblación de colores intermedios. Dado que los diagramas color-magnitud muestran que muchos de estos objetos de colores intermedios tienen magnitudes $i'_0 < 21$, se encuentra que la mencionada subpoblación podría estar integrada por CGs jóvenes. Esto ha sido señalado previamente por Richtler et al. (2012). Más allá de la existencia de la mencionada subpoblación, es de resaltar la falta, o déficit, de CGs rojos (solamente el 17% muestran $(g' - i')_0 > 1$). Por otro lado, los candidatos “azules” (cuyo pico es de esperarse alrededor de $(g' - i')_0 \sim 0.76$), si bien no se delimitan claramente, se encuentran presentes en número razonable (el 39% de la muestra). Este bajo número de CGs “rojos”, podría estar indicando que NGC 1316 es el remanente de una fusión, en la cual al menos una de las galaxias intervinientes fue una espiral de tipo *Sc*. Dicho tipo de galaxias no posee un bulbo prominente y su sistema de CG usualmente está dominado por la subpoblación “azul”.

Referencias

- Bertin E., Arnouts S., 1996, A&AS, 117, 393
 Carlqvist P., 2010, Ap&SS, 327, 267
 de Vaucouleurs G., et al., 1991, Springer, New York
 Faifer F., et al., 2011, MNRAS, 416, 155
 Ferguson H., 1989, AJ, 98, 367
 Fukugita M., Ichikawa T., Gunn J., 1996, AJ, 111, 1798
 Gomez M., Richtler T., 2001, A&A, 371, 875
 Goudfrooij P., 2004, ASPC, 322, 469
 Goudfrooij P., Mack J., Kissler-Patig M., 2001, A&A, 322, 643
 Richtler T., et al., 2012, A&A, 543, 18
 Schlegel D. J., Finkbeiner D. P., Davis M., 1998, Apj, 500, 525

PRESENTACIÓN MURAL

Masas de agujeros negros en Narrow Line Seyfert 1

E. Schmidt^{1,2}, D. Ferreira², G. Oio^{1,2}, L. Vega² & L. Donoso^{1,2}

(1) *Facultad de Matemática, Astronomía y Física (Universidad Nacional de Córdoba)*

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

Abstract. We describe two of the ways to estimate black hole masses in AGN, and then we estimate the black hole masses of 13 Narrow Line Seyfert 1 galaxies with the two methods: virial masses, using the correlation found by Greene & Ho (2005, ApJ, 630, 122); and the correlation found by Tremaine et al. (2002, ApJ, 574, 740). For this work we analyzed the optical spectroscopy data we obtained from CASLEO (San Juan). We compare the results obtained through both methods.

Resumen. Se presentan dos de las formas disponibles para estimar las masas de los agujeros negros en galaxias activas y a partir de ello se estiman las masas de los potenciales centrales de una muestra de 13 galaxias Narrow Line Seyfert 1 a través de los dos métodos: masas viriales, a través de la correlación de Greene & Ho (2005, ApJ, 630, 122); y masas basadas en la correlación de Tremaine et al. (2002, ApJ, 574, 740). Para ello se realizaron observaciones espectroscópicas en el óptico desde CASLEO (San Juan). Se comparan los resultados obtenidos mediante ambos métodos.

1. Introducción

Las galaxias Seyfert son típicos AGN (núcleos activos de galaxias) en el universo cercano. Se clasifican según la presencia (Seyfert 1) o ausencia (Seyfert 2) de líneas permitidas anchas en el espectro óptico. Esta diferencia puede ser explicada con el “Modelo Unificado” en el cual la región de líneas anchas es rodeada por un toro de polvo. Las Narrow Line Seyfert 1 (NLS1) (Osterbrock & Pogge 1985) son una subclase de los núcleos Seyfert que tienen las siguientes propiedades: (a) El ancho de línea FWHM de la línea H_β es menor que 2000 km s^{-1} ; (b) las líneas permitidas son apenas más anchas que las líneas prohibidas; (c) la relación $[OIII]\lambda 5007/H_\beta < 3$ (criterio que distingue las Seyfert1 de las Seyfert2); (d) altos grados de ionización y fuertes líneas de emisión de FeII (propio de las Seyfert1)

Los agujeros negros son los candidatos más firmes para ser los poderosos motores centrales de los núcleos activos, pero hay escasa evidencia directa de ellos. Las observaciones cinemáticas directas de estos objetos son fuertemente limitadas por la resolución espacial. Por esta razón se han desarrollado otros métodos menos directos para estimar la masa de estos objetos centrales.

2. Observaciones

Se seleccionó una muestra de 13 galaxias activas NLS1 del Hemisferio Sur con $z \leq 0,1$ y con brillos superiores a $m_B = 17$. De esta manera logramos una relación señal ruido adecuada para realizar las mediciones necesarias para este trabajo, típicamente ~ 25 en la región de H_β . Se utilizó el espectrógrafo RE-OSC en dispersión simple instalado en el telescopio de 2.15 m de CASLEO. Las resoluciones espectrales fueron de 1.64 Å y 3.4 Å para los espectros tomados con las redes de 600 l/mm y 300 l/mm, respectivamente. Todos los anchos de las líneas observadas están corregidos por el ancho instrumental (determinado a partir del ancho de las líneas de las lámparas de comparación), de tal manera que $\text{Ancho}_{\text{real}}^2 = \text{Ancho}_{\text{medido}}^2 - \text{Ancho}_{\text{inst}}^2$. El seeing de las noches de observación fue de aproximadamente $\sim 2''$ a $3''$.

3. Estima de masas de agujeros negros en galaxias activas

Existen diversas formas de estimar las masas de los agujeros negros centrales en galaxias activas. En este trabajo utilizaremos dos de ellas, que se describen a continuación:

Masas estimadas a partir del movimiento virializado: Este método supone que las nubes de gas emisoras están en órbitas relajadas (virializadas) y circulares en torno al potencial central. Suponiendo además una distribución isótropa de las mismas, puede utilizarse la correlación encontrada por Greene & Ho (2005) para estimar la masa del agujero negro, con parámetros que dependerán sólo de las propiedades de la componente ancha de $H\alpha$:

$$M = 2 \times 10^6 \left(\frac{L_{H\alpha}}{10^{42} \text{erg s}^{-1}} \right)^{0,55} \left(\frac{FWHM_{H\alpha}}{10^3 \text{km s}^{-1}} \right)^{2,06} M_\odot \quad (1)$$

donde se ve que la masa del agujero negro en unidad de masas solares es proporcional a la Luminosidad L de la componente ancha de $H\alpha$ y al ancho de dicha línea (componente ancha) a mitad de altura (FWHM).

Masas estimadas a partir de la correlación de Tremaine: Tremaine et al. (2002) encontraron una conexión directa entre la masa del agujero negro y la dispersión de velocidades de las estrellas del bulge en galaxias normales cercanas. La masa del agujero negro viene dada por:

$$M = 1,349 \times 10^8 M_\odot \left(\frac{\sigma_\star}{200 \text{km s}^{-1}} \right)^{4,02} \quad (2)$$

donde puede observarse que la masa del agujero negro es proporcional a la dispersión de velocidades de las estrellas (σ_\star). Teniendo en cuenta que las líneas de absorción estelares son difíciles de detectar en algunas galaxias activas y considerando que las líneas de emisión son una característica básica de los AGN, suele utilizarse la dispersión de velocidades del gas. Algunos autores (Nelson & Whittle 1996; Komossa & Xu 2007) encuentran que las líneas de emisión como

[OIII] λ 5007, [SII] λ 6716 y [SII] λ 6731 son buenos sustitutos de las líneas de absorción estelares. La ecuación 2, en función de la dispersión de velocidades del gas a partir de [OIII] λ 5007 o de [SII] λ 6716,6731 quedaría entonces:

$$M([OIII], [SII]) = 1,349 \times 10^8 M_{\odot} \left(\frac{\sigma_{[OIII]}, \sigma_{[SII]}}{200 \text{ km s}^{-1}} \right)^{4,02} \quad (3)$$

4. Resultados y comparación entre ambos métodos

En la Tabla 1 se listan las masas obtenidas mediante las ecuaciones 1 y 3 a través del ajuste de gaussianas a las líneas de emisión $H\alpha$, [OIII] λ 5007, [SII] λ 6716 y [SII] λ 6731. Los errores en las masas se calcularon a través de propagación de errores con derivadas parciales, teniendo en cuenta los errores de FWHM de cada línea, luminosidad de $H\alpha$ y las incertezas instrumentales. A continuación en la Figura 1 se grafican las masas obtenidas a través de $H\alpha$ versus las dispersiones de velocidades de las líneas de emisión [SII] λ 6716+6716 (promedio de ambas) y [OIII] λ 5007 a fin de comparar ambos métodos.

Tabla 1. Masas de los agujeros negros (en unidades de $10^7 M_{\odot}$) dadas por [SII] λ 6716, [SII] λ 6731, [OIII] λ 5007 (ecuación 3) y $H\alpha$ (ecuación 1). Los espectros de las galaxias con (*) fueron tomados con la red de 300 líneas/mm mientras que los restantes fueron tomados con la red de 600 líneas/mm.

GALAXIA	$M_{[SII]\lambda 6716}$	$M_{[SII]\lambda 6731}$	$M_{[OIII]\lambda 5007}$	$M_{H\alpha}$
1H 1934-063	7 ± 3	—	—	0.60 ± 0.20
1H 1934-063 (*)	2.6 ± 1.8	2 ± 1	4 ± 2	0.37 ± 0.15
CTS J03.19	3 ± 1	3 ± 1	—	0.30 ± 0.13
CTS J03.19 (*)	6 ± 4	—	—	0.29 ± 0.13
CTS J04.08	0.3 ± 0.1	0.3 ± 0.1	—	0.43 ± 0.14
ESO 399-1G020	3.7 ± 1.5	1.3 ± 0.5	—	1.50 ± 0.50
IRAS13224-3809	—	—	—	0.35 ± 0.12
IRAS 15091-2107	5 ± 2	4.4 ± 1.8	—	2.0 ± 0.7
MRK 1239	0.05 ± 0.03	0.30 ± 0.01	—	0.9 ± 0.3
MRK 573	3.2 ± 1.3	3.4 ± 1.3	3 ± 1	0.4 ± 0.1
MRK 618	1.4 ± 0.5	2 ± 1	1.8 ± 0.7	2.3 ± 0.5
MRK 896	—	0.6 ± 0.3	—	0.62 ± 0.15
MS1519.8-0633	—	—	—	1.2 ± 0.5
NGC 4748	$2,2 \pm 0,9$	3 ± 1	—	0.5 ± 0.2
NPM1G-14.0512	4.1 ± 1.6	8 ± 3	—	1.8 ± 0.5
NPM1G-14.0512 (*)	3 ± 1	5.0 ± 2.5	2 ± 1	—

5. Comentarios y conclusiones

En general las masas estimadas con ambos métodos muestran diferencias, siendo sistemáticamente mayores las estimadas a través de la correlación de Tremaine. Estas diferencias podrían deberse a dificultades en el ajuste (en algunos objetos) de las componentes de $H\alpha$ y en las mediciones de las líneas del azufre (en algunos

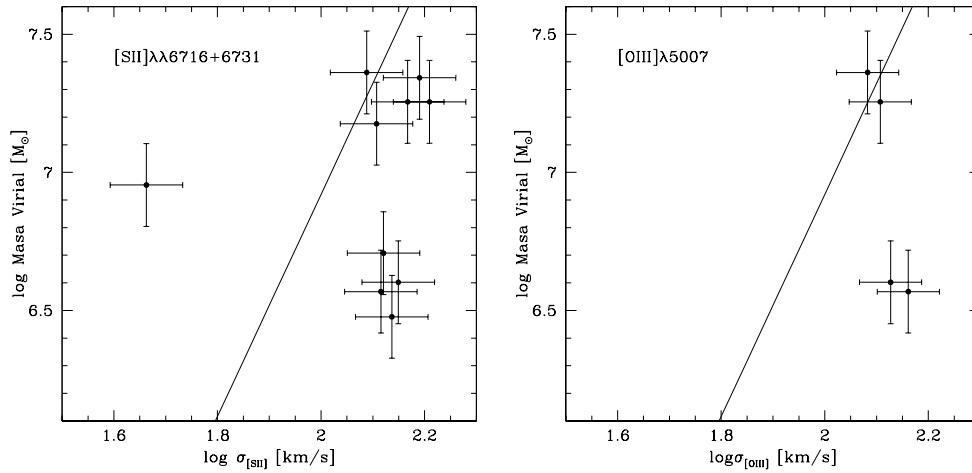


Figura 1. Masas viriales calculadas a través de las componentes de $H\alpha$ (eje Y) en función del promedio de la dispersión de velocidades de [SII] λ 6716 y [SII] λ 6731 (izquierda) y la dispersión de velocidades de [OIII] λ 5007 (derecha). La línea indica la relación encontrada por Tremaine et al. (2002).

casos muy débiles). De acuerdo a lo encontrado por Botte et al. (2005), es posible que en algunos objetos se sobrestime la masa del agujero negro cuando se utilizan las líneas de emisión tales como las del azufre y del oxígeno como sustitutos de la dispersión de velocidades estelares. Como consecuencia, en estos casos la masa de estos objetos sería menor y por tanto estarían en una etapa inicial de su crecimiento. Nuestro trabajo tiende a complementar la muestra de NLS1 con miras a incrementar la estadística de determinaciones de masas de estos objetos a través de diferentes líneas de emisión en el óptico.

Referencias

- Botte V., et al., 2005, MNRAS, 356, 789
 Greene J. E., Ho L. C., 2005, ApJ, 630, 122
 Komossa S., Xu D., 2007, ApJ, 667, L33
 Nelson C. H., Whittle M., 1996, ApJ, 465, 96
 Osterbrock D. E., Pogge R. W., 1985, ApJ, 297, 166
 Tremaine S., et al., 2002, ApJ, 574, 740

PRESENTACIÓN MURAL

Diferenciación de Galaxias Activas de Líneas Delgadas a Partir de Diagramas BPT

J. Torres^{1,3}, J. G. Portilla²

(1) Universidad Distrital Francisco José de Caldas, Bogotá, Colombia

(2) Observatorio Astronómico Nacional de Colombia

(3) IALP, CONICET-UNLP

Abstract. Classification of active galaxies is made through careful analysis of their spectra, either by measuring the width of the emission lines or comparing the flux ratios between these lines. One of the best known methods for this process is the use of BPT (Baldwin, Phillips, & Terlevich) diagrams which allow the distinction of different types of active galaxies. In this article we present the study of a sample of active galaxies with thin lines taken from the SDSS (Sloan Digital Sky Survey) whose flux ratios were measured and diagnostic diagrams were constructed, thus allowing the differentiation between starburst (or H II) galaxies and authentic type 2 active galactic nuclei (AGNs). We show that there are some objects with similar spectra that have been misclassified.

Resumen. La clasificación de galaxias activas se realiza a través del análisis cuidadoso de sus espectros, bien sea midiendo los anchos de las líneas de emisión o comparando las razones de flujo entre dichas líneas. Uno de los métodos más conocidos para realizar este proceso es la elaboración de diagramas de diagnóstico BPT (Baldwin, Philips y Terlevich), los cuales permiten distinguir los diferentes tipos de galaxias activas en estudio. En este trabajo presentamos el estudio de una muestra de galaxias activas de líneas delgadas tomadas del SDSS (Sloan Digital Sky Survey), en donde se midieron razones de flujos y se elaboraron diagramas de diagnóstico que permitieron diferenciar claramente las galaxias de tipo *starburst* (o H II) de los núcleos activos de galaxias (AGNs) auténticos de tipo 2, demostrando que existen algunos objetos con similitudes espectrales que han sido mal clasificados.

1. Introducción

Los núcleos activos de galaxias (AGNs) son zonas ubicadas en las regiones nucleares de algunas galaxias que presentan espectros con continuos más o menos planos, combinados con líneas de emisión permitidas y prohibidas y con anchos relativamente grandes (Osterbrock & Ferland 2006). Se cree que son la manifestación activa de la existencia de un agujero negro super-masivo que acreta material gaseoso. Dicho gas pierde energía potencial gravitacional, la cual es liberada en forma de energía radiante que fotoioniza los gases que van desde

la zona próxima al agujero hasta distancias próximas a los kiloparsecs. Esta fotoionización es la causante de la emisión de líneas que permiten analizar las condiciones físicas tanto del AGN como de la galaxia huésped.

2. Taxonomía de AGNs

Se han podido establecer diferencias existentes entre diversos tipos de AGNs que están relacionadas con las características de sus espectros de emisión, pues en algunos casos se evidencia la existencia de líneas de emisión con combinación de líneas con bases anchas y líneas delgadas y en otras sólo se presentan líneas delgadas. De esta forma, los AGNs pueden dividirse en dos tipos: los que tienen líneas tanto permitidas como prohibidas estrechas ($FWHM < 1000$ km/s, líneas de especies tales como H, He, FeII, MgII, CIV) y los que tienen líneas permitidas anchas ($FWHM > 1000$ km/s). Los primeros se clasifican como objetos de tipo 2 y los segundos de tipo 1.

3. Diagramas BPT

En 1981, Baldwin, Philips y Terlevich presentaron una serie de diagramas de diagnóstico (diagramas BPT) que involucraban cocientes de intensidades de líneas de emisión relativamente fuertes. Estos diagramas fueron posteriormente estudiados en detalle por Veilleux & Osterbrock (1987) quienes derivaron una clasificación semiempírica para distinguir galaxias con formación estelar de las que poseen núcleos activos, proponiendo una separación de AGNs a través de una línea de división obtenida a partir de una muestra importante de ANGs.

Las diversas regiones situadas en los diagramas BPT (Fig. 1(a)) permiten diferenciar los grupos de galaxias activas a partir de su nivel de ionización, como es el caso de la diferencia existente entre la ionización proveniente de un brote de formación estelar y la proveniente de un núcleo activo.

4. La Muestra

Teniendo en cuenta lo anteriormente expuesto acerca de la similitud de algunos espectros de galaxias activas de diferente tipo, se puede establecer que aunque existen galaxias activas con características espectrales similares, su emisión es el producto de fenómenos totalmente diferentes. Sin embargo, en algunos catálogos como el de Véron-Cetty & Véron (2006), existen algunas galaxias que se clasifican como Seyfert 2 (o LINERS) por la forma de su espectro pero que en realidad se tratan de galaxias activas como Starburst o regiones HII. Es por eso que se realizó un estudio de los espectros de algunas galaxias activas, con el fin de establecer su clasificación y así poder corroborar o refutar la clasificación hecha dentro del catálogo Véron-Cetty & Véron (2006).

De esta forma se obtuvo una lista de galaxias del catálogo Veron-Cetty & Veron clasificadas como Seyfert 2. Posteriormente se buscaron sus espectros en la base de datos del SDSS (Sloan Digital Sky Survey) encontrando sólo 860 disponibles. De estos espectros se trabajó sólo con aquellos que presentaban continuos con líneas de emisión delgadas, resultando una muestra de 312 galaxias.

Se procedió a medir los flujos integrados de las líneas de emisión propuestas en el trabajo de Veilleux & Osterbrock (1987), tales como de la serie Balmer del hidrógeno o nebulares del tipo [O III].

El proceso al que fue sometido cada uno de los objetos que integran la muestra se explica a continuación:

Con ayuda del programa IRAF los espectros fueron corregidos por extinción galáctica y expansión cosmológica, fueron calibrados por longitud de onda y transformados a un formato *.fits*. Finalmente con ayuda del programa LINER se calcularon los flujos integrados de las líneas H β 4863, [OIII] 5007, [OI] 6300, H α 6563 y [NII] 6584, para lo cual se tuvo en cuenta un perfil de tipo gaussiano. Con los datos obtenidos se calcularon las razones de flujo necesarias para elaborar un diagrama de tipo BPT.

5. Resultados

Con los valores de las razones de flujos se procedió a realizar un diagrama BPT (Fig. 1(b)), para establecer las regiones en las que se sitúan los puntos observacionales correspondientes a cada uno de los objetos que integran la muestra.

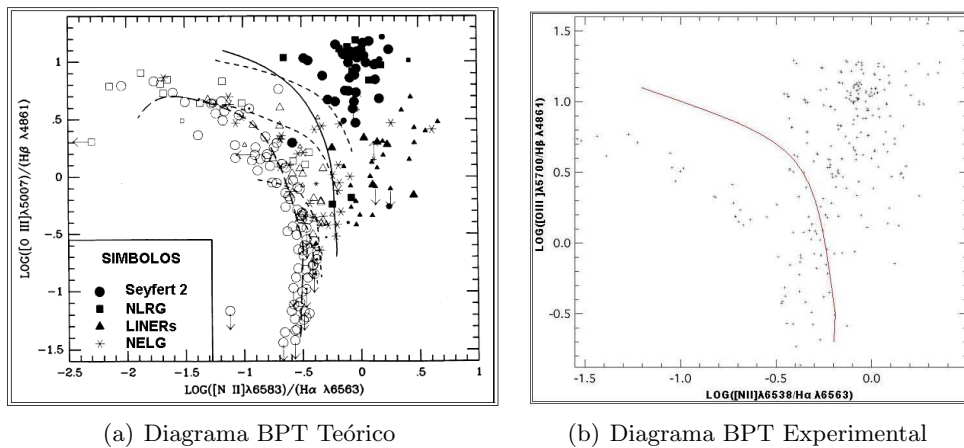


Figura 1. (a)Diagrama BPT establecido por Veilleux y Osterbrock en 1987 para clasificar galaxias activas según la fenomenología de su ionización y (b)Diagrama BPT elaborado para la muestra de las 312 galaxias analizadas

En este diagrama se puede observar que de las 312 galaxias estudiadas, 44 se ubican en la zona correspondiente a galaxias activas producto de brotes de formación estelar como Starburst (o H II) (Tabla 1.) según la distribución y clasificación del diagrama de diagnóstico establecido en el apartado anterior.

De los 44 objetos analizados, 11 aparecen clasificados como HII por Véron-Cetty & Véron, lo cual concuerda con el estudio realizado por Veilleux y Osterbrock en 1987.

Sin embargo, los objetos Q1603+3749, Q1116+4755, Q1409+3751, 3C198.0, Q1221+4753, Q1151+4641, Q1245+4643, Q1341+4748 y WGAJ 0820.1+3728,

Tabla 1. Posibles galaxias Starburst (o HII) encontradas dentro de la muestra de galaxias activas analizada.

POSIBLES GALAXIAS STARBURST (o HII)		
Q1603+3749	KUG1210+379	Q1116+4755
MARK1047	MARK1055	NPM1G-01.0451
SBS0934+546	CG782	Q1624+4628
SDSSJ09599+0302	MS10588+1003	SDSSJ14312+0210
CG922	ASV1	Q1345.8+2639
Q1245+4643	MARK816	NPM1G+44.0343
Q1208+3759	Q1221+4753	MARK1103
SDSSJ02509+0022	SDSSJ01537+0011	CRSS1429.0+0120
SBS1438+594	FIRSTJ1331+4146	3C198.0
CG430	SDSSJ2122+0004	SBS0911+472
MARK483	Q1341+4748	SDSSJ08472+5114
Q1409+3751	Q1316+4750	2MASSJ00414+1343
1WGA J0820.1+3728	MARK469	Q1151+4641
SDSSJ08321+4902	MARK1102	UM653
E1225+317	RASF12295+1413	-

están sin clasificar. Los objetos ASV1, Q1345.8+2639 y NPM1G+44.0343, aparecen como Seyfert sin clasificar. Los objetos CG922, MARK1102, CG430, CG782, MARK1103, 2MASSJ00414+1343 y IRASF12295+1413, están clasificados como Seyfert 2.

El objeto MS10588+1003, aparece clasificado como Seyfert 1.9. Y el objeto FIRSTJ1331+4146 se clasifica como posible Seyfert. Los objetos SBS1438+594, SDSSJ02509+0022, SDSSJ09599+0302, SDSSJ01537+0011, SDSSJ08472+5114, SDSSJ14312+0210 y SDSSJ08321+4902 están clasificados como LINERs.

Según los resultados de esta investigación, estos objetos han sido mal clasificados en el catálogo, tal vez porque su distinción se hizo a partir de la morfología espectral o porque la orientación de estas galaxias no es la más apropiada para un análisis espectroscópico. De esta manera de los 312 objetos estudiados el 9.29 % presenta una clasificación incorrecta, lo que corresponde a un total de 29 objetos. Esta forma de discriminar los objetos es una opción complementaria a la de simplemente medir los anchos de las líneas. Por lo tanto se puede hacer uso de éste tipo de herramientas para evitar caer en los porcentajes de error de clasificación de algunos catálogos como es el caso del Veron Cetty & Veron, el cual según los resultados de ésta investigación maneja una clasificación errónea alrededor del 10 %.

Referencias

- Baldwin J. A., Phillips M. M., Terlevich R., 1981, PASP, 93, 5
- Véron-Cetty, M.-P., Véron P., 2006, A catalogue of quasars and active nuclei: 12th edition, Astronomy and Astrophysics, Volume 455, Issue 2, August IV 2006, pp.773-777
- Osterbrock D., Ferland G. J., 2006, Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei, University Science Books, Sausalito.

PRESENTACIÓN MURAL

Statistical Properties of AGN Narrow-Line Seyfert 1 and their Host Galaxies

L. Vega Neme^{1,2}, G. Oio^{1,3}, D. Ferreiro^{1,2}, E. Schmidt^{1,4}

(1) IATE - Instituto de Astronomía Teórica y Experimental

(2) OAC - Observatorio Astronómico Córdoba

(3) FaMAF - Facultad de Matemática, Astronomía y Física

(4) SeCyT - Secretaría de Ciencia y Técnica (UNC)

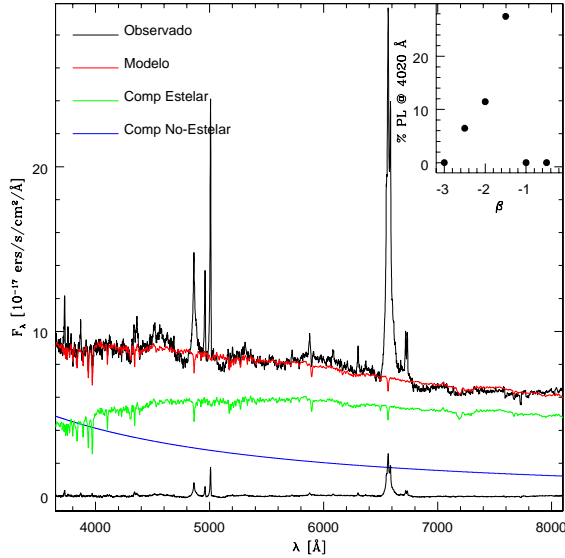
Abstract. The usual definition of Active Galactic Nuclei (AGN) involves an appreciable release of energy that cannot be explained by stellar process. Here we analyze the non-stellar continuum and host galaxy properties of about 130 nearby ($z \leq 0.1$) AGN of the type Narrow Line Seyfert 1, which are supposed to be at the lower end of black hole masses and at the same time at the highest accretion rates regimes. Our results include determinations of black hole masses, accretion rates, kinematic and state of the ionized gas.

Resumen. La definición usual de Núcleo Galáctico Activo involucra una apreciable liberación de energía que no puede ser explicada por procesos estelares. En este trabajo analizamos las propiedades del continuo no-estelar y de la galaxia anfitriona de 130 núcleos activos cercanos ($z \leq 0.1$) del tipo “Narrow Line Seyfert 1”, los cuales se cree que se encuentran en el límite inferior de masas (de agujeros negros supermasivos) y al mismo tiempo acretaando a regímenes de alta tasa. Nuestros resultados incluyen las determinaciones de masas de agujeros negros, tasas de acreción, cinemática y estado del gas ionizado.

1. Determination of non-stellar continuum in active galaxies

In AGNs the emergent energy is mainly due to non-stellar process such as accretion of material onto a supermassive black-hole. The resulting emission is usually parametrized as $F_\lambda \propto \lambda^\beta$. Observationally, this emission is not very evident due to the presence of the (sometimes strong) stellar continuum of the host galaxy. Besides, there is also photoionized gas resulting in strong emission lines in AGN spectra. To determine non-stellar continuum and stellar and gas properties, we have performed synthesis models with the aim of the code STARLIGHT (Cid Fernandes et al. 2005) and applied it to a sample of 130 AGN of the type Narrow-Line Seyfert 1 (Oio et al. 2012; Osterbrock & Pogge 1985; Zhou et al. 2006). We used a stellar base of 150 Simple Stellar Population plus a Non-Stellar base of 6 power-laws to model the observed spectra. An example of how the code works is shown in Figure 1., where each component of the model is detailed, plus observed and residual (observed minus model) spectra. The procedure is

Figure 1. Spectral fit with STARLIGHT of an observed (black) NLS1. The Model (red) is made of a stellar (green) plus non-stellar (blue) component. Inset panel show the power-law contributions of the non-stellar component.



explained in detail in Oio et al. (2012). The 130 objects are the nearest ($z \leq 0.1$) NLS1s known so far, taken from Zhou’s catalog (Zhou et al. 2006), based on SDSS spectra. After inspecting the 130 fits, we did 3 “quality” lists. Here we work with the best fits list, which comprises 80 objects.

2. Asymmetry in high ionization emission lines

To study the gas ionization and kinematics we measured emission lines fluxes taking into account the spectral template given by the synthesis results. We noted that the high ionization emission lines present asymmetries in the form of blue wings, mainly in $[\text{OIII}]\lambda 5007$. We quantified this asymmetry by determining the terminal velocities, i.e. the lowest and highest wavelengths where there is emission (Figure 2, top left panel). We determined the electronic density (N_e) of the ionized gas through the $[\text{SII}]$ lines and compared it to the $[\text{OIII}]$ blue velocities (Figure 2, top right panel). There is a trend towards lower densities with increasing terminal velocity, but not strong. In any case, we see no objects with low density when the velocity is low, which is known as “zone of avoidance” in density (Tremaine et al. 2002). Presumably, this effect is related to outflows of ionized material (high blue shifts) which would dilute the density medium.

Blue terminal velocities ranges from 1000 up to 2000 km/s. The derived asymmetries are around 3 or 4 (a value 1 would indicate symmetric lines). Clearly in NLS1 the $[\text{OIII}]$ lines are highly asymmetric, thus indicating non-virial kinematics (Figure 2, bottom panels).

3. Black Hole Masses and Accretion Rates

It is well known that black hole masses are related to the stellar velocity dispersions (σ_*) (Schmidt et al. 2012; Tremaine et al. 2002). We have used σ_* from

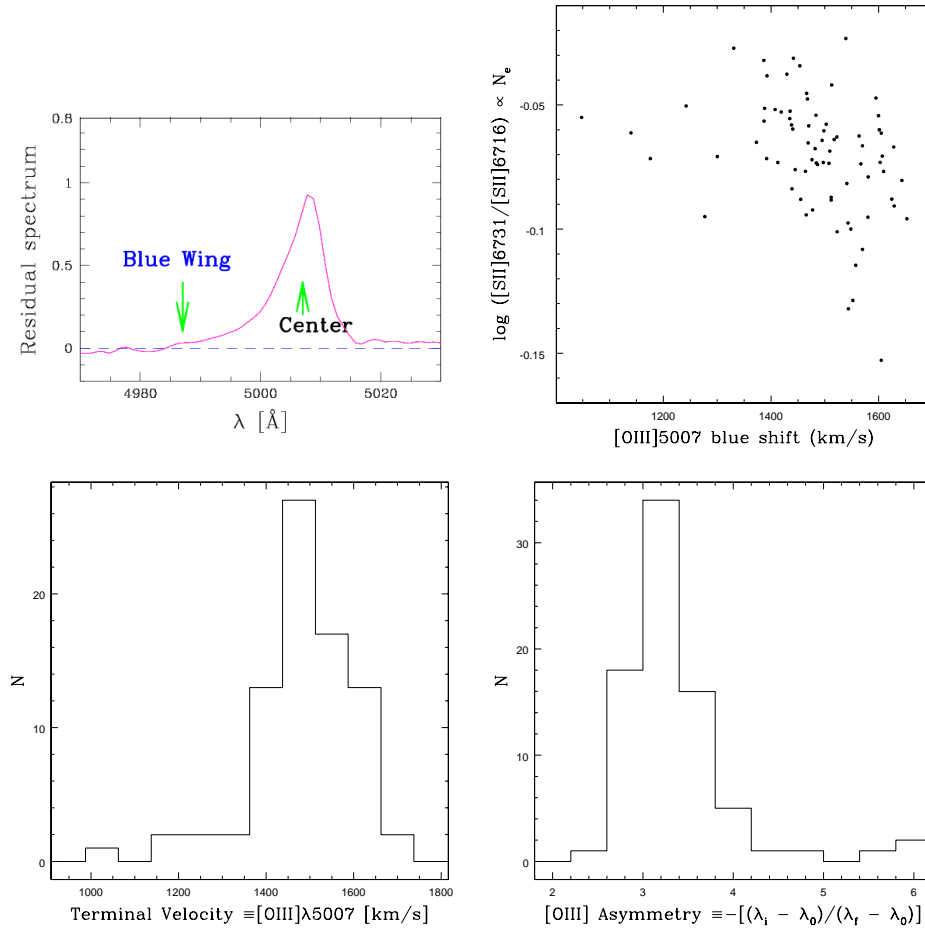
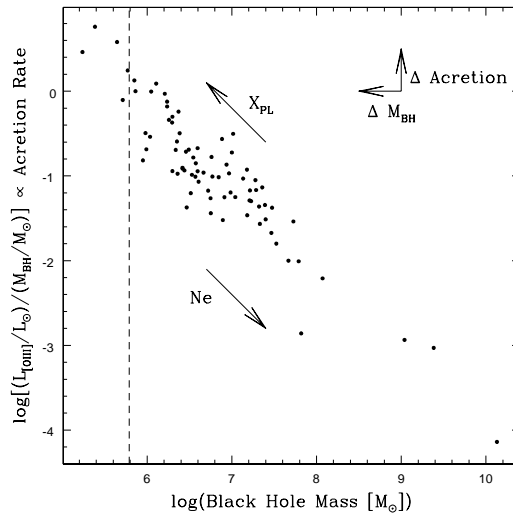


Figure 2. Analysis of the asymmetry of [OIII]λ5007. Top Left: [Up] observed (black) and synthesized (red) spectrum; [Bottom] residual (observed *minus* model; magenta) spectrum showing the lowest point where there is emission (“blue wing”, i.e., outflow). Small panels show the flux and mass percentages of each stellar population contributing to the model and some parameters derived from the fits. Top Right: relation of electronic density with velocity of the outflow. Bottom: Distributions of the “terminal velocities” of the blue wings relative to the centers (Left) and of the asymmetries (Right).

our synthesis results to obtain black hole masses of 130 NLS1. Furthermore, the (spherical) accretion rate is given by the ratio of bolometric luminosity in terms of Eddington luminosity. This ratio is related to [OIII] luminosity divided by black hole masses. The relation between accretion rate and black hole masses is shown in Figure 4.. The dotted vertical line represents the limit of the spectral resolution, so determinations below this limit are not very trusty. Nevertheless, it is evident that the trend is to higher accretion rates for low black hole masses. Taking into account that for AGNs black hole masses ranges from $\sim 10^7 M_\odot$

Figure 3. Accretion rate vs black hole masses for 80 “best fit” NLS1s. Vertical line denotes the spectral resolution limit. Top right arrows denote the corrections when using broad emission lines (instead of σ_*) to determine M_{BH} .



onwards, NLS1 occupy the lower end of masses and so the highest accretion rates (see also Xu et al. 2007).

4. General Picture

The derived scenario relating inner and global properties in active galaxies is shown in Figure 4.: statistically speaking, lower black hole masses have higher accretion rate of their surrounding material; also, this implies higher fraction of non-stellar continuum (“ X_{PL} ” in Figure 4.; “Power-Law” fraction), as derived from the spectral synthesis (see Oio et al. 2012), lower electronic density and so high terminal velocities. The latter should be related to outflows of material which are more intense for “more active” NLS1. As a result, these possible ionized jets would dilute the interstellar medium thus decreasing its electronic density. We are currently improving our measurements of both emission and absorption lines which so far shift accretion rates and black hole masses to higher and lower values, respectively. The arrows in the figure represent these corrections.

Our work have demonstrated that synthesis technique is powerful to obtain AGN and host galaxies properties. Thus, we have derived a link between the properties of the innermost regions of AGNs and those of their host galaxies.

References

- Cid Fernandes, R. et al (2005) MNRAS 358, 363
- Oio, G. et al; (2012) BAAA (in press)
- Osterbrock, D. & Pogge, R. (1985) ApJ 297, 166
- Zhou et al. (2006) ApJS 166, 128
- Schmidt et al. (2012) BAAA (in press)
- Tremaine et al. (2002) ApJ 574, 740
- Xu, D. et al. (2007) ApJ 670, 60

PRESENTACIÓN ORAL

Superestructuras y las propiedades del clustering de galaxias brillantes

C.Y. Yaryura¹, M. Lares¹, H.E. Luparello¹, D.J. Paz¹, D. G. Lambas¹,
N. Padilla^{2,3} and M.A. Sgró¹

¹*Instituto de Astronomía Teórica y Experimental (CONICET-UNC).*

²*Departamento de Astronomía y Astrofísica, Pontificia Universidad Católica de Chile*

³*Centro de Astro-Ingeniería, Pontificia Universidad Católica de Chile*

Abstract. This article is based on the results presented in Yaryura et al. (2012, MNRAS, 426, 708), where the clustering properties of galaxies is analyzed as a function of their large-scale environment. In order to characterize the environment on large scales, we use the catalogue of future virialized superstructures (FVS) by Luparello et al. (2011, MNRAS, 415, 964) and separate samples of luminous galaxies according to whether or not they belong to FVS. The correlations have similar amplitudes at scales $r \leq 1 h^{-1}$ Mpc. We have performed a similar analysis using a semi-analytic implementation in a Λ CDM cosmological model, where we found that the cross-correlation functions depend on the large-scale structures in a similar way to the observations.

Resumen. Este artículo está basado en los resultados presentados en Yaryura et al. (2012, MNRAS, 426, 708), en donde se analiza la dependencia de las propiedades de *clustering* de galaxias en función de su pertenencia a superestructuras. Llamamos superestructuras a los sistemas presentados en el catálogo de Luparello et al. (2011, MNRAS, 415, 964), los cuales se definen como superestructuras virializadas en el futuro (FVS, por sus siglas en inglés). Definimos muestras de galaxias brillantes, una con galaxias que pertenecen a FVS y otra con galaxias fuera de FVS, y estudiamos las diferencias de *clustering*. Analizamos la función de correlación cruzada entre galaxias brillantes y galaxias trazadoras débiles. La amplitud de correlación es similar en escalas $r \leq 1 h^{-1}$ Mpc. Además, realizamos un análisis similar utilizando una implementación semi-analítica en un modelo cosmológico Λ CDM, en donde la dependencia encontrada es consistente con las observaciones.

1. Introducción

La estructura en gran escala del Universo, y en particular los sistemas virializados más grandes, son una manifestación de la evolución del campo de densidad de las fluctuaciones primordiales y, como consecuencia, de la naturaleza del contenido de energía del Universo y la acción de la gravedad. Las regiones actualmente

sobredensas que serán sistemas ligados y virializados en el futuro (Busha et al. 2005; Dünner et al. 2006; Luparello et al. 2011), proveen importante información sobre la distribución de materia en escalas cosmológicas, permitiendo un preciso análisis del modelo cosmológico (Einasto et al. 2007; Araya-Melo et al. 2009; Einasto et al. 2011). Además, la formación y evolución de sistemas dentro de estas superestructuras pueden estar condicionadas por estas grandes sobredensidades (Hoffman et al. 2007; Araya-Melo et al. 2009; Bond et al. 2010).

2. Procedimiento

Las muestras de galaxias se definieron utilizando el Sloan Digital Sky Survey, en particular the Seventh Data Release (DR7, Abazajian et al. 2009). Utilizamos un límite de magnitud de 17,5 en la banda r para asegurar completitud. Además, para evitar efectos de saturación, sólo consideramos galaxias más débiles que $r = 14.5$.

Para caracterizar el entorno en gran escala de las galaxias utilizamos el catálogo de FVS de Luparello et al. (2011). Para nuestro análisis consideramos una muestra que contiene 89513 galaxias en grupos (Zapata et al. 2009) con $M_r < -20,47$ en el rango de corrimiento al rojo $0,04 < z < 0,12$. Con el objetivo de comparar los resultados observacionales obtenidos, construimos un catálogo sintético a partir de un modelo semi-analítico de formación de galaxias (GALFORM, Bower et al. 2008) aplicado a las simulaciones Millennium (Springel et al. 2005), las cuales adoptan un modelo cosmológico de concordancia Λ CDM.

Teniendo en cuenta que en los catálogos de galaxias con corrimiento al rojo, la distribución tridimensional de galaxias está afectada por distorsiones en la dirección radial, estimamos la función de correlación $\xi(\sigma, \pi)$ como función de la distancia proyectada (σ) y la distancia en la línea de la visual (π). Luego, calculamos la función de correlación espacial $\xi(r)$ a partir de $\xi(\sigma, \pi)$ (Saunders et al. 1992).

3. Resultados

Para definir las muestras de galaxias que forman parte de las FVS, seleccionamos los grupos de galaxias que forman parte de las superestructuras y los comparamos con la muestra de grupos fuera de FVS. Para analizar las propiedades de *clustering* de ambas muestras, estimamos la función de correlación cruzada, usando las galaxias débiles como trazadoras ($-21,0 < M_r < -20,5$). Para ambas muestras seleccionamos las galaxias brillantes contenidas en dichos grupos, con luminosidad $-23,0 < M_r < -21,0$, como centros.

Limitamos las muestras para que sus distribuciones de luminosidad sean comparables. Una de dichas muestras contiene galaxias en grupos que forman parte de FVS, denominada gL_{in} , y la otra contiene galaxias en grupos que no son miembros de FVS, gL_{out} . Las curvas correspondientes a los puntos llenos en la Fig.1(a) muestran las funciones de correlación cruzada de los pares centro-trazadora para ambas muestras. Esta figura nos sugiere que para escalas pequeñas, la amplitud del *clustering* de ambas muestras es levemente diferente, pero dentro de $1-\sigma$ de incerteza. Con el objetivo de validar nuestros resultados,

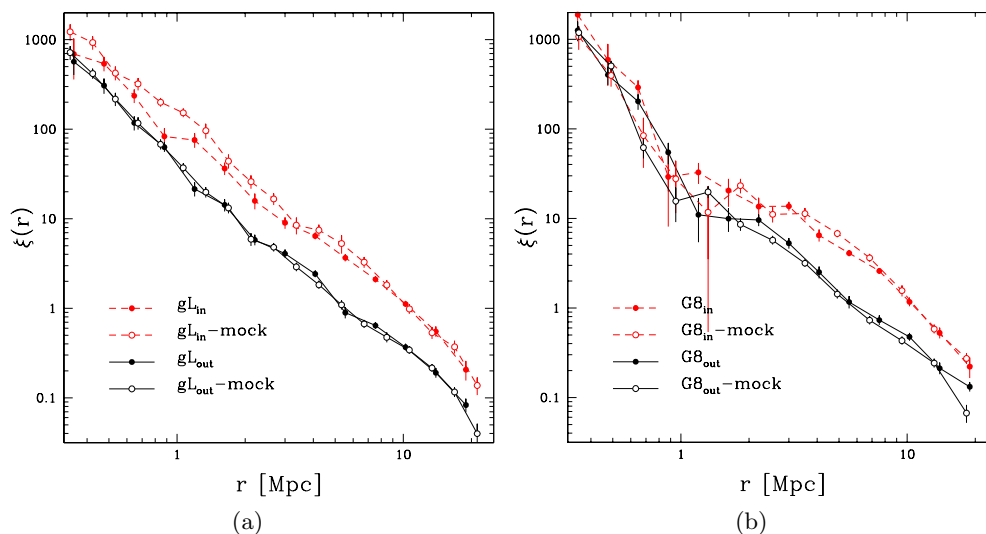


Figura 1. (a) Funciones de correlación cruzada de galaxias en grupos, en SDSS (puntos llenos) y en el mock (puntos vacíos), para galaxias en grupos en FVS (líneas cortadas) y fuera de FVS (líneas continuas). (b) Funciones de correlación cruzada grupo-galaxia, para las muestras de grupos de más de 8 miembros, $G8$ y $G8 - mock$.

realizamos los mismos análisis en un catálogo sintético, el cual implementa un modelo semi-analítico de formación de galaxias en el marco de la cosmología Λ CDM. Las curvas correspondientes a los puntos vacíos de la Fig. 1(a) muestran las funciones de correlación de las muestras $gL - mock$, las cuales fueron definidas siguiendo el mismo procedimiento que para las muestras gL , pero aplicado al catálogo sintético.

Como análisis complementario, estudiamos la función de correlación cruzada grupo-galaxia, considerando las galaxias débiles como trazadoras, tal como en el caso anterior, pero seleccionando los centros geométricos de los grupos como centros. Consideramos grupos con al menos 8 galaxias, y definimos 2 muestras de grupos según su pertenencia a FVS, con la misma distribución de luminosidad. La muestra $G8_{in}$ contiene los centros geométricos de los grupos que pertenecen a FVS, mientras que la muestra $G8_{out}$ contiene los centros geométricos de los grupos que no pertenecen a FVS. Las curvas correspondientes a los puntos llenos de la Fig.1(b) muestran las funciones de correlación cruzada para las muestras $G8$. Podemos notar que no hay diferencia entre ambas correlaciones para escalas menores a $2 h^{-1}$ Mpc. Tal como lo hicimos con las muestras anteriores, realizamos el mismo análisis en el catálogo sintético. Las curvas correspondientes a los puntos vacíos de la Fig. 1(b), reproducen el procedimiento empleado para el caso de las muestras $G8$, pero aplicado al catálogo sintético, por lo cual estas muestras reciben el nombre de $G8 - mock$.

Tal como puede observarse en ambas figuras, las funciones de correlación estimadas a partir del catálogo sintético son consistentes con los resultados obtenidos a partir de los datos observacionales.

4. Conclusiones

En escalas grandes, la amplitud de las funciones de correlación cruzada de galaxias brillantes con galaxias débiles es significativamente mayor para el caso en el que las galaxias pertenecen a FVS. Por el contrario, en escalas pequeñas, donde la señal de *clustering* está dominada por el entorno local, la diferencia en la amplitud del *clustering* de ambas muestras es estadísticamente despreciable. Para validar nuestros resultados, realizamos el mismo análisis pero aplicado a un catálogo sintético, cuyos resultados son consistentes con aquellos obtenidos a partir de las observaciones. Este análisis nos sugiere que el comportamiento resultante de la correlación cruzada de galaxias brillantes y débiles en estructuras en gran escala es una característica genérica del *clustering* de galaxias en escenarios jerárquicos y del escenario actual de formación de galaxias.

Referencias

- Abazajian K., et al., 2009, ApJS, 182, 543
Araya-Melo P. A., et al., 2009, MNRAS, 399, 97
Bond N. A., Strauss M. A., Cen R., 2010, MNRAS, 409, 156
Bower R. G., McCarthy I. G., Benson A. J., 2008, MNRAS, 390, 1399
Busha M. T., et al., 2005, MNRAS, 363, L11
Dünner R., et al., 2006, MNRAS, 366, 803
Einasto M., et al., 2011, ApJ, 736, 51
Einasto M., et al., 2007, A&A, 476, 697
Hoffman Y., et al., 2007, JCAP, 10, 16
Luparello H., et al., 2011, MNRAS, 415, 964
Saunders W., Rowan-Robinson M., Lawrence A., 1992, MNRAS, 258, 134
Springel V., et al., 2005, Nat, 435, 629
Zapata T., et al., 2009, MNRAS, 394, 2229

PRESENTACIÓN MURAL

Using the F test to analyze AGNs short period variability

L. Zibecchi¹; I. Andruchow^{1,2}; S. A. Cellone^{1,2}; G. E. Romero^{1,3} & J. A. Combi^{1,3}

(1) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - Universidad Nacional de La Plata, Paseo del Bosque B1900FWA La Plata, Argentina*

(2) *IALP, CONICET-UNLP, CCT La Plata, Paseo del Bosque, B1900FWA La Plata, Argentina*

(3) *Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR) - CONICET, CCT La Plata, C.C.No.5 (1894) Villa Elisa, Buenos Aires, Argentina*

Abstract. We undertake here a re-analysis of variability results for a sample of active galactic nuclei (AGNs) that were presented in Zibecchi et al. (2011, BAAA, 54, 325). In this work we study the application of the F statistics, which is based on the ratio of variances. The motivation for this re-analysis is that some authors have begun to use this statistics during the last years, but there is still no thorough comparison between the different tests and their respective advantages or disadvantages. We found that, in some cases, the formal state of variability depends on the test used. We thus made a comparison of the results obtained by applying different statistics in order to decide which of them is the most efficient and reliable.

Resumen. Llevamos a cabo aquí un re-análisis de la variabilidad de una muestra de núcleos galácticos activos (AGNs), los cuales fueron presentados en Zibecchi et al. (2011, BAAA, 54, 325). En el presente trabajo estudiamos la aplicación de la estadística F , basada en el cociente de varianzas. La motivación para hacer este re-análisis se debe a que algunos autores han comenzado a usar esta estadística durante los últimos años, pero todavía no hay una comparación exhaustiva entre los distintos tests y sus respectivas ventajas y desventajas. Encontramos que, en algunos casos, el estado de variabilidad depende del test usado. Además, hicimos una comparación de los resultados obtenidos a través de la aplicación de diferentes estadísticas, a modo de decidir cuál de ellas es la más eficiente y confiable.

1. Introduction

One of the main characteristics of active galactic nuclei (AGNs), and in particular of blazars, is their optical flux variability. The time scales of these changes cover a range from minutes to years. Those variations, whose time scales are about minutes or hours (*microvariability*), have been studied and reported by several authors in the last years (e.g. Miller et al. 1989; Carini et al. 1990; Romero

et al. 2000). However, it is important to know if those changes correspond to intrinsic or extrinsic reasons, because, in the first case, among the other things, microvariability provides size limits for the emitting regions. Regarding its intrinsic origin, several models have been proposed, such as geometrical models in which the jet changes its orientation relative to the observer (Gopal-Krishna & Wiita 1992). On the other hand, with respect to extrinsic causes, a fake variability could be detected due to: (i) systematic errors introduced by contamination from the host galaxy light (Cellone et al. 2000); (ii) inappropriate choice of the comparison and control stars used for differential photometry, resulting in spurious fluctuations (Romero et al. 2002; Cellone et al. 2007), and (iii) the incorrect use of statistical methods for the detection of variability (de Diego 2010; Joshi et al. 2011).

Based on the last two items, in Zibecchi et al. (2011), we started to study the problem that different statistical tests could influence the result of the state of variability, depending on the way they were applied. As a first step, a re-analysis using the C statistics was made, concluding that $\sim 20\%$ of the sample changed its microvariability state with respect to the original sample. In the present work, and attempting to continue the statistical study, we will focus on the F -test, which is considered one of the most suitable tests regarding variability studies (de Diego 2010). The F statistics will be applied to the same sample used for the C -test, and then both results will be compared.

2. Data and statistical analysis

The sample of AGNs used in this work is the same as in Zibecchi et al. (2011): 23 southern AGNs whose microvariability state was reported by Romero et al. (1999), and 20 EGRET blazars Romero et al. (2002). All the original images were taken along a few years in the late 90's using the 2.15-m "Jorge Sahade" telescope, CASLEO, Argentina.

The statistical test used, in this case, to study the microvariability is the F -test. This test has been pointed out as one of the most powerful methods to study variability in blazars (de Diego 2010). Given two light-curves, one with the differential photometry of object-"comparison star" and the other one with "control star"- "comparison star", the test takes into account that, if the ratio of the variances of both curves is higher than the critical value for the degrees of freedom of each curve, the object results variable (it is not valid the null hypothesis, i.e. the equality of variances when curves have no significant difference between them). Comparison and control stars were chosen following the recommendations given by Howell et al. (1988), and, with the final purpose to compare between tests, both stars were the same which have been chosen to make the study using the C -test (see Zibecchi et al. 2011). This test is based on the value of the ratio of the dispersion of the two light-curves mentioned before. According to this statistic, if $C \geq 2.576$, a source is variable at a 99% confidence level.

The critical values are tabulated, according to the degrees of freedom and the significance level α . In our case, the degrees are equal to the number of observations minus one. The value α is related to the cumulative probability, which is the sum of probabilities. In connection with the F distribution, cumulative probability refers to the probability that an f statistic will be less than or equal

to an specified value (which is a random value of the F distribution). In the present work, we took values of α of 0.01 and 0.05, corresponding to confidence levels of 99 % and 95 %, respectively.

If the calculated values of F are higher than the critical value corresponding to 99 %, then the hypothesis is rejected, what it means that the source is variable. If the value is between the critical one of 99 % and 95 %, the object is probably variable. Finally, if the value is lower than the critical one of 95 %, the source presents no significant variability (Joshi et al. 2011).

We also calculated the scaled values of F . Even though in Joshi et al. (2011) they used a scale factor defined as the ratio of the average squared error in the object-“comparison star” and “control star”-“comparison star” differential light-curves, in this work we followed the recommendations given by Howell et al. (1988), using the same Γ factor used in the scaled C -test, which takes into account the different incidence of photometric errors on the object and the comparison and control stars. This was done for two reasons: the first one is that the errors returned by photometric reduction routine *apphot* of IRAF are

Object	Type	UT Date	N	C_{NW}	C_{Γ}	F_{NW}	F_{Γ}
0235+164	BLL/LSP ¹	11/03/99	23	10.10	11.74	101.84	137.82
0537-441	BLL/LSP ¹	12/22/97	23	5.85	4.67	34.40	21.80
		12/23/97	26	3.25	2.79	10.52	7.78
		12/17/98	33	6.28	6.98	40.11	48.72
		12/18/98	56	1.77	1.89	3.20	3.57
		12/20/00	11	1.01	1.61	1.02	2.60
		12/21/00	41	0.72	1.51	0.52	2.28
0637-752	FSRQ/LSP ¹	12/24/00	50	1.12	1.79	1.25	3.20
		12/22/97	26	0.97	0.95	0.94	0.90
1034-293	QSO ²	04/24/97	15	1.97	1.86	3.91	3.46
1101-232	BLL/HSP ¹	04/29/98	33	2.93	2.99	8.54	8.94
1120-272	QSO ³	04/27/98	17	0.38	0.40	0.14	0.16
1127-145	FSRQ/LSP ¹	04/27/98	14	1.31	1.23	1.71	1.51
1334-127	FSRQ/LSP ¹	04/11/00	31	1.86	2.41	3.47	5.80
		04/12/00	31	2.42	2.97	5.90	8.82
1622-297	FSRQ/LSP ¹	06/04/99	17	1.82	1.79	3.30	3.20
		06/05/99	23	3.20	3.17	10.22	10.05
2022-077	FSRQ/LSP ¹	07/26/01	20	2.27	2.78	5.19	7.73
2155-304	BLL/HSP ¹	07/27/97	75	0.95	1.82	0.90	3.31
2254-204	BLL/XXX ¹	09/20/97	35	0.87	1.07	0.76	1.14
2316-423	HBL ⁴	09/04/97	39	1.30	1.52	1.73	2.29
2341-444	QSO ³	09/17/97	48	0.92	0.92	0.85	0.85

Tabla 1. Microvariability results. Columns: target; classification; date; N , number of observations (related to the degrees of freedom); C , confidence parameter (NW : no weight, Γ : weighted); F , confidence parameter (NW : no weight, Γ : weighted). (1): Abdo et al. (2010); (2): Véron-Cetty & Véron (2006); (3): Carini et al. (2007); (4): Abdo et al. (2009); (5): Healey et al. (2007)

underestimated (Joshi et al. 2011) and, the seconde one, in order to make a comparison with the results obtained with the C -test. As an example, Table 1 shows part of the results. (*Contact the authors for a full version of the table*).

3. Results

The statistical F -test was applied to photometric data of 39 AGNs along 78 nights. In Table 1, we show: Column 1, name of the source; Column 2, type of object; Columns 3 and 4, date of observation and number of observations; Columns 5 and 6, the unscaled and scaled values of C -test; and in Columns 7 and 8, the unscaled and scaled values of F -test. The Γ factor is the same calculated in Zibecchi et al. (2011)(see Table). We found:

- Comparing the values of F with and without weight, $\sim 20\%$ of the sample changed its microvariability state.
- Between the unscaled values of C and F , $\sim 26\%$ changed its state.
- With respect to the scaled values of C and F , $\sim 29\%$ changed its state.
- In total, $\sim 62\%$ of the sample maintained its microvariability state with respect to the C -test; while the remaining $\sim 38\%$ changed from *non variable* to *variable*.

We conclude that the formal variability of almost half of the sample is test-dependent. The C -test is more conservative than the F -test.

We are carrying out simulations which involve different states of variability (Zibecchi et al., in preparation), in order to allow us to evaluate which is the statistical test that gives more reliable results.

Referencias

- Abdo A. A., et al., 2010, ApJ, 715, 429
 Abdo A. A., et al., 2009, ApJ, 707, 1310
 Carini M. T., Miller H. R., Goodrich B. D., 1990, AJ, 100, 347
 Carini M. T., et al., 2007, AJ, 133, 303
 Cellone S. A., Romero G. E., Araudo A. T., 2007, MNRAS, 374, 357
 Cellone S. A., Romero G. E., Combi J. A., 2000, AJ, 119, 1534
 de Diego J. A., 2010, AJ, 139, 1269
 Gopal-Krishna Wiita P. J., 1992, A&A, 259, 109
 Healey S. E., et al., 2007, ApJS, 171, 61
 Howell S. B., Warnock III A., Mitchell K. J., 1988, AJ, 95, 247
 Joshi R., et al., 2011, MNRAS, 412, 2717
 Miller H. R., Carini M. T., Goodrich B. D., 1989, Nat, 337, 627
 Romero G. E., Cellone S. A., Combi J. A., 1999, A&AS, 135, 477
 Romero G. E., Cellone S. A., Combi J. A., 2000, A&A, 360, L47
 Romero G. E., et al., 2002, A&A, 390, 431
 Véron-Cetty M.-P., Véron P., 2006, A&A, 455, 773
 Zibecchi L., et al., 2011, BAAA, 54, 325

Parte IV

**Dinámica y Astrofísica
Planetaria**

PRESENTACIÓN MURAL

Modelos autoconsistentes de sistemas estelares cuspidales y triaxiales con distribución de velocidades casi isotrópica

D.D. Carpintero^{1,2}, J.C. Muzzio^{1,2}, H.D. Navone^{3,4} & A.F. Zorzi^{3,4}

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

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

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

(4) *Instituto de Física Rosario, CONICET-UNR*

Abstract. It has been shown in many works that it is possible to build stable, self-consistent models of triaxial stellar systems, even with cusps, and containing high percentages of chaotic orbits. Since all these models have been obtained from cold collapses, their velocity distributions are strongly radial. Also, chaos was computed using either Lyapunov exponents or SALI.

However, models obtained by adiabatic deformation of spherical systems, in which the velocity distribution is more isotropic, showed a very low level of chaos, though it must be noted that the method of detecting chaos used in this case, namely the variation of orbital frequencies, is less sensitive than the abovementioned methods.

In this work, we present models obtained by adiabatic deformation, in which we compute the fraction of chaotic orbits using both Lyapunov exponents and variation of orbital frequencies. Our results show that the percentages of chaotic orbits is significant, though they are smaller than those obtained in models with strong radial velocity components.

Resumen. En numerosos trabajos se ha mostrado que es perfectamente factible construir modelos autoconsistentes de sistemas estelares triaxiales, incluso cuspidales, que sean estables y que contengan elevados porcentajes de órbitas caóticas. Todos estos modelos se obtuvieron por colapsos fríos, por lo que la distribución de velocidades en ellos es fuertemente radial, y el caos se detectó utilizando exponentes de Lyapunov o SALI.

Sin embargo, en modelos obtenidos por deformación adiabática de sistemas esféricos, que lleva a distribuciones de velocidad más isotrópicas, casi no se encontró caos, aunque debe destacarse que el método de detección del caos utilizado en este caso (variación de frecuencias orbitales) es menos sensible que los métodos utilizados en los casos anteriores.

En este trabajo presentamos modelos obtenidos por deformación adiabática e investigamos la fracción de órbitas caóticas empleando tanto exponentes de Lyapunov como variación de frecuencias orbitales. Nuestros resultados muestran que los porcentajes de órbitas caóticas son significativos, si bien son menores que los que se hallan en los modelos con fuerte componente radial de las velocidades.

1. Introducción y planteo del problema

Numerosos autores (Voglis et al. 2002; Kalapotharakos & Voglis 2005; Muzzio et al. 2005; Aquilano et al. 2007; Muzzio et al. 2009; Zorzi & Muzzio 2012), han estudiado el porcentaje de caos que existe en modelos autoconsistentes de galaxias triaxiales, generados a partir de colapsos fríos. En todos los casos, la proporción encontrada de caos fue notablemente alta; llegando en algunos casos al 80 % (Zorzi & Muzzio 2012). Sin embargo, en modelos obtenidos por deformación adiabática de sistemas esféricos (Holley-Bockelmann et al. 2001), casi no se encontró caos: menos del 1 %.

Esta notable diferencia en los porcentajes podría deberse a alguno de los siguientes motivos: a) los colapsos fríos producen sistemas con un alto grado de anisotropía radial en la distribución de velocidades, mientras que la deformación adiabática produce perfiles de velocidad mucho más isotrópicos; b) la detección de caos en los casos de colapso frío fue realizada ya sea mediante el cálculo de los Números Característicos de Lyapunov (LCN por sus siglas en inglés), que representan la aproximación a tiempos finitos de los exponentes de Lyapunov, o mediante el Índice del Alineamiento más Pequeño (SALI, por sus siglas en inglés); mientras que, para calcular caos en el caso de deformación adiabática, los autores utilizaron la diferencia entre las frecuencias fundamentales de cada órbita obtenidas en dos distintos intervalos de su integración; c) el límite numérico para separar regularidad de caos en los casos de LCN o SALI se encuentra mediante observación directa de sus valores, ya que en ambos casos existe en general una notable separación entre ambos grupos, mientras que dicho límite para el caso de diferencias de frecuencias está elegido arbitrariamente.

En este trabajo se analizarán los dos últimos motivos.

2. Algoritmos de detección de caos

Para verificar cómo pudo haber influido el método de detección de caos en los porcentajes arriba mencionados, hemos reconstruido el modelo de compresión adiabática de Holley-Bockelmann et al. (2001), tomando luego 5000 órbitas y calculando si son caóticas o regulares tanto con el método descrito por esos autores como con los LCNs. Nuestros resultados son contundentes: mientras que reobtuvimos muy poco caos con el método original de Holley-Bockelmann et al. (2001) (de hecho, no hemos encontrado siquiera órbitas caóticas), las mismas órbitas dieron un 27 % de caos cuando se utilizaron los LCNs.

Ahora bien, la diferencia de frecuencias como indicador de caos está definida en Holley-Bockelmann et al. (2001) como

$$\Delta f = \left| \frac{f_1 - f_2}{f_0 \cdot T} \right|, \quad (1)$$

donde f_1 y f_2 son las frecuencias fundamentales de la órbita obtenidas mediante análisis de Fourier en dos intervalos distintos de su trayectoria, f_0 es una frecuencia de referencia tomada como la frecuencia de la órbita tubo que tiene la misma energía que la órbita en cuestión, y T es el intervalo de tiempo con el cual se calcularon f_1 y f_2 . A este valor Δf se lo compara con el arbitrario valor 0,05

para determinar si la órbita es caótica o no. Dado que la comparación es con un número real, rehicimos el cálculo eliminando el factor T del denominador, para que Δf sea también adimensional. El resultado fue un porcentaje de caos del 4%, ahora distinto de 0, pero todavía muy lejos de lo obtenido con los LCNs. Cambiando la frecuencia de referencia f_0 por la f_1 no varía sustancialmente el resultado. Calculando una diferencia absoluta de frecuencias (es decir, colocando un 1 como denominador), tampoco varía la situación.

3. Límites regularidad–caos

La Fig. 1 muestra la relación entre los LCNs y las diferencias de frecuencias normalizadas, para las órbitas estudiadas. Puede apreciarse la existencia de un límite en los LCNs que separa claramente las órbitas regulares de las caóticas, marcado con una línea horizontal. Para las diferencias de frecuencias, sin embargo, no se aprecia ningún límite en particular, lo que pone en duda la capacidad de este indicador para encontrar caos. Es de notar, también, que el límite utilizado por Holley-Bockelmann et al. (2001) ($\Delta f = 0,05$), marcado con una línea vertical, resulta a priori arbitrario, y que es un claro motivo por el que casi no hay órbitas caóticas cuando se utiliza este criterio.

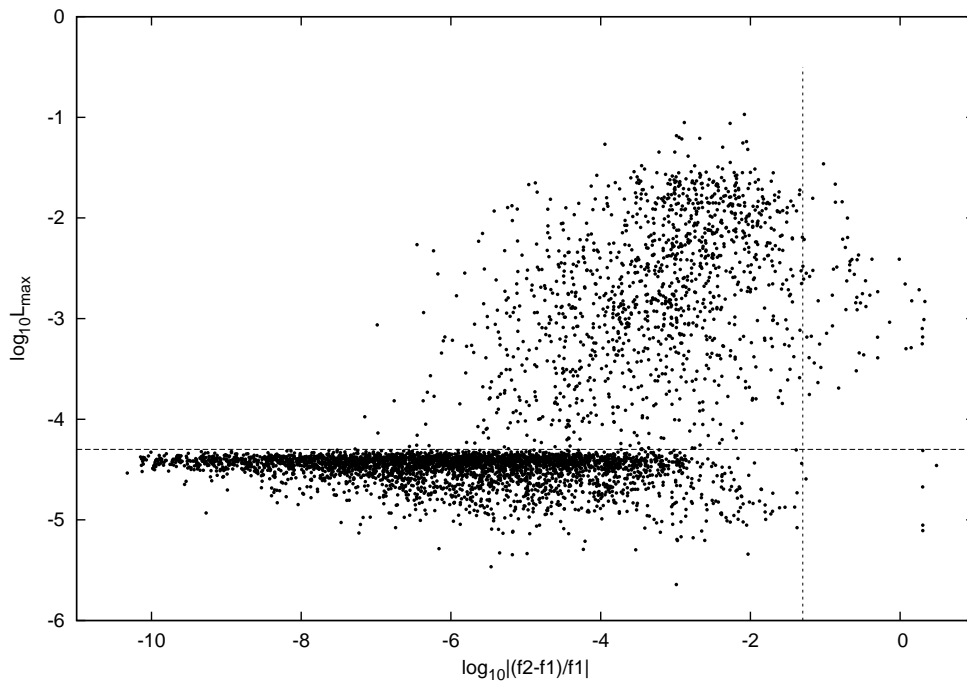


Figura 1. Diferencias de frecuencias fundamentales, sin normalizar, versus Números característicos de Lyapunov (LCN). La línea horizontal marca la separación entre órbitas regulares y caóticas para el caso de los LCNs; la vertical, para el caso de las diferencias de frecuencias.

4. Conclusiones

La falta de caos en los modelos de Holley-Bockelmann et al. (2001) tiene al menos dos explicaciones: 1) la diferencia de frecuencias fundamentales orbitales no resulta ser un buen indicador de caos, 2) el límite impuesto para separar regularidad de caos es arbitrario. Queda por discernir, como trabajo futuro, en qué grado la anisotropía juega un papel adicional en esta cuestión.

Referencias

- Aquilano R. O., et al., 2007, *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, 99, 307
Holley-Bockelmann K., et al., 2001, *ApJ*, 549, 862
Kalapotharakos C., Voglis N., 2005, *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, 92, 157
Muzzio J. C., Carpintero D. D., Wachlin F. C., 2005, *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, 91, 173
Muzzio J. C., Navone H. D., Zorzi A. F., 2009, *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, 105, 379
Voglis N., Kalapotharakos C., Stavropoulos I., 2002, *MNRAS*, 337, 619
Zorzi A. F., Muzzio J. C., 2012, *MNRAS*, 423, 1955

PRESENTACIÓN MURAL

Seguimiento fotométrico de tránsitos exoplanetarios

F. Char¹, E. Unda-Sanzana¹, D. Kipping², C. Colazo³, R. Núñez¹, P. Guzzo³, M. Schneider⁴ & J. P. Colque¹

(1) *Unidad de Astronomía, Universidad de Antofagasta, Av. Angamos 601, Antofagasta 127300, Chile.*

(2) *Dept. of Physics and Astronomy, University College London, London, United Kingdom, WC16EBT*

(3) *Observatorio Astronómico de Córdoba, Córdoba 5000, Argentina*

(4) *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, Córdoba 5000, Argentina*

Abstract. The Unidad de Astronomía of the Universidad de Antofagasta (Chile) has begun a collaboration with the University College London, the Observatorio Astronómico de Córdoba and the Instituto de Astronomía Teórica y Experimental at Universidad Nacional de Córdoba, to enlarge a rich database of exoplanetary transits, with the efforts from both professional and amateur astronomers. These data will be used to test Transit Timing Variations (TTVs) and help to improve the existing exoplanet databases.

Resumen. La Unidad de Astronomía de la Universidad de Antofagasta (Chile) ha comenzado una colaboración con el University College London, el Observatorio Astronómico de Córdoba y el Instituto de Astronomía Teórica y Experimental de la Universidad Nacional de Córdoba, para enriquecer una base de datos de tránsitos de exoplanetas, con los esfuerzos tanto de astrónomos profesionales como amateurs. Estos datos serán usados para corroborar variaciones en tiempo de tránsito (TTVs) y ayudar a mejorar las bases de datos actuales de exoplanetas.

1. Introducción

El método de buscar Variaciones en Tiempo de Tránsito (TTVs, por su sigla en inglés) en exoplanetas puede, en principio, revelar la presencia de planetas previamente no detectados y/o satélites en el sistema, a través de la medición de pequeñas discrepancias cuando se observa un tránsito predicho cuyos tiempos no coinciden con efemérides dadas. Adicionalmente, las Variaciones en Duración de Tránsito (TDVs, por su sigla en inglés) también pueden revelar la presencia de un compañero adicional a través de la detección de variaciones en la duración del tránsito del exoplaneta (Nesvorný et al. 2012). En tanto la observación de tránsitos a nivel profesional se ha vuelto “trivial” con los métodos de detección actuales, los astrónomos amateur también han adquirido el conocimiento

y el equipamiento para realizar diversas contribuciones, aún bajo condiciones urbanas muy desafiantes (Unda-Sanzana et al. 2009).

Durante la última década, amateurs dedicados han demostrado que están a la altura de las circunstancias en tanto sean correctamente guiados; éste es el primer paso para aprovechar estas habilidades y promover acciones más complejas, como detectar un TTV. Siguiendo esta visión, la Unidad de Astronomía de la Universidad de Antofagasta se encuentra trabajando tanto con profesionales como amateurs en este desafío. En este trabajo mostramos un ejemplo de esta colaboración, a través de un seguimiento fotométrico de tránsitos exoplanetarios en busca de una evidencia concreta de TTVs.

2. El proyecto actual

Este proyecto involucra actualmente a dos astrónomos profesionales (E. Unda-Sanzana y D. Kipping), dos físicos (M. Schneiter y J.P. Colque), una estudiante de licenciatura en física (R. Núñez) y tres astrónomos amateur (F. Char, C. Colazo y P. Guzzo), éstos últimos aportando su experiencia desde áreas como fotometría (Unda-Sanzana et al. 2009), astrometría (Colazo & Guzzo 2013) y data mining (Vaduvescu et al. 2013), además de tener una trayectoria como colaboradores en instituciones profesionales, como la UA-UA (Unidad de Astronomía de la Universidad de Antofagasta) y el OAC (Observatorio Astronómico de Córdoba).

Tras desarrollar una base estable para estas observaciones, este proyecto evolucionó a una investigación enmarcada en hallar evidencia de TTVs, involucrando observar algunos objetos con un telescopio de 84-cm del Observatorio Cerro Armazones (OCA) y una red más amplia de colaboración. Estos esfuerzos incluyeron observaciones con el telescopio SMARTS de 1-m en CTIO con resultados positivos (Figura 1) usando objetos más débiles que los primeros a través de un filtro R (cuando las condiciones fueron óptimas). Como regla general, para alcanzar altos niveles de precisión fue necesario desenfocar ligeramente el telescopio cuando el objetivo se encontró claramente aislado de otras fuentes. Ésta y otras técnicas están bien detalladas (Southworth 2009) y su principal beneficio es un tiempo de exposición “expandible” sin saturar el sensor de la CCD y evitando una respuesta no lineal para valores altos de cuentas (Unda-Sanzana et al. 2009). A partir de este punto, los esfuerzos descritos en este trabajo se centran en un objeto del cual se sospecha la existencia de un TTV.

3. Variaciones en Tiempo de Tránsitos

Para el objeto cuyos resultados se muestran en la Figura 1, contamos con cinco tránsitos relevantes. Los dos primeros provienen de la literatura (Helier et al. 2009, Southworth et al. 2011), mientras los tres últimos fueron observados como parte de este trabajo: el primero del telescopio de 84-cm de Cerro Armazones y los dos últimos del telescopio de 1-m de CTIO. La Figura 2 muestra un gráfico O-C (*Observed minus Calculated*), herramienta utilizada en el estudio de estrellas variables para representar alguna variabilidad en su periodo. Una vez que contamos con un conjunto de predicciones para una estrella, se debió comparar

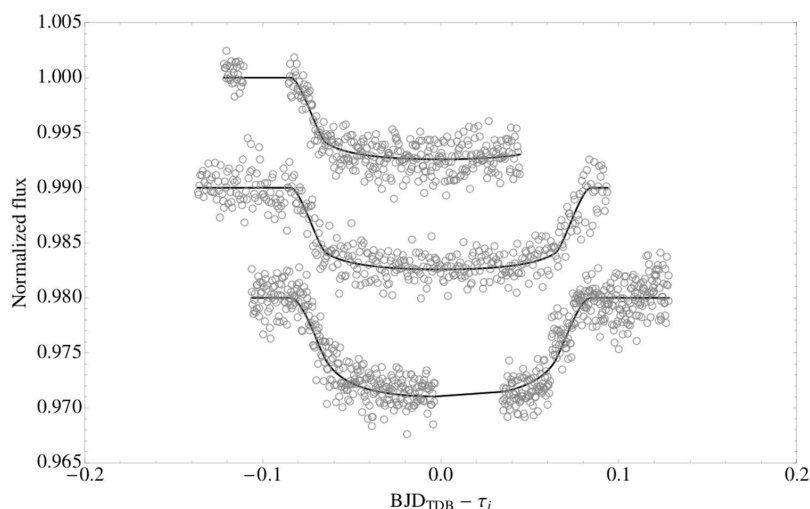


Figura 1. Detecciones de tránsitos de uno de nuestros objetos con los telescopios de 84-cm (tránsito superior) y 1-m (dos tránsitos inferiores).

dichas predicciones con observaciones reales, siendo el diagrama O-C la manera de representar esta comparación. El primer tránsito mostrado es el descubrimiento del exoplaneta, por tanto la época en la Figura 2 se contabiliza a partir de su descubrimiento. Idealmente, nos interesa tomar mediciones de los tiempos centrales y la duración de cada tránsito.

Para medir ambas variables, en efecto, sólo dos de los tránsitos de la Figura 1 son útiles. Para medir sólo los tiempos centrales del tránsito podemos suponer una duración constante, por tanto el análisis asume que la entrada (bien observada) es suficiente para estimar el tiempo central del tránsito. Así, este punto tiene una incertidumbre significativamente más alta (marcada por las barras de error). Para adquirir el tiempo central de cada tránsito, se usó el algoritmo de la Cadena de Markov acoplado con los principales componentes de análisis y la minimización Downhill-Simplex, usando el algoritmo de curva de luz Mandel-Agol para el limb darkening no lineal (Kipping et al. 2010). Adicionalmente, los errores fueron calculados con el procedimiento bootstrap de Monte Carlo, cuyos detalles pueden revisarse en, por ejemplo, Kipping (2008).

Después de algunas observaciones exitosas, uno de los aspectos más importantes de nuestro proyecto es la sospecha de que un objeto adicional desconocido puede estar variando el tiempo de su tránsito, cuyo periodo es 4.95466 d. El método de TTV puede aportar algunas respuestas, pero esto requiere una amplia red de observación con al menos telescopios de 60-cm, a fin de realizar los cálculos necesarios en base a experiencias previas (Kipping 2009a, 2009b). En este punto, logramos obtener acceso a un telescopio de 60-cm en un observatorio privado en el desierto chileno, así como el telescopio de 1.5-m de la Estación Astrofísica de Bosque Alegre (EABA), incluyendo la colaboración de astrónomos amateur argentinos en Córdoba. Con estos recursos, nuestro equipo trabaja en un programa para detectar varios tránsitos en 2013 del objeto sospechoso.

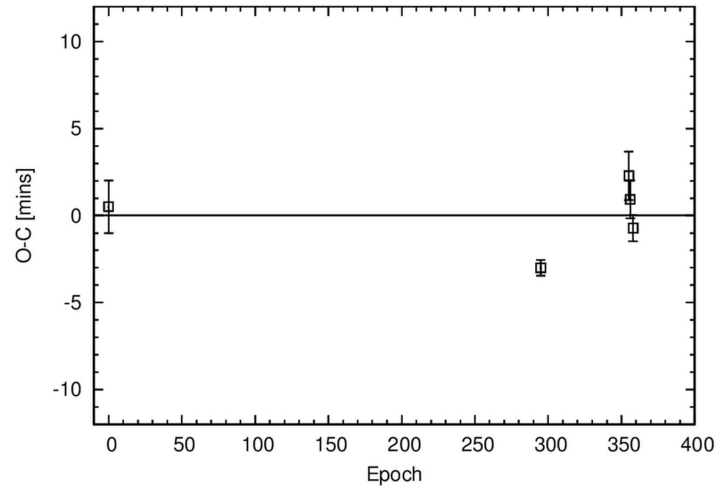


Figura 2. Diagrama O-C mostrando resultados actuales del objeto sospechoso.

4. Conclusiones

Hemos iniciado una colaboración entre astrónomos profesionales y amateurs de varias instituciones con el fin de enriquecer las bases de datos de tránsitos de exoplanetas. En esa experiencia hemos encontrado datos relevantes de un objeto que hemos mostrado en este trabajo. En la actualidad, estamos investigando un conjunto de datos obtenido con el telescopio de 60-cm y las instalaciones de EABA. Basados en experiencias positivas previas, tales como WASP-3 (Maciejewski et al. 2010) y KOI-872 (Nesvorný et al. 2012), nuestro equipo trabaja para obtener mejor evidencia de un TTV en el objeto sospechoso, esperando así ampliar nuestros resultados y dar a conocer sus principales propiedades.

Agradecimientos. El autor desea agradecer sinceramente al revisor de este manuscrito, así como al Dr. Adrián Rovero, del Comité Editorial, por sus valiosas y detalladas recomendaciones técnicas que permitieron mejorar esta contribución, a fin de poder cumplir con las exigencias de la AAA.

Referencias

- Colazo, C., Guzzo, P., 2013, *Minor Planet Circular*, 83229, 37.
 Helier, C. et al., 2009, *ApJ* 690, L89.
 Kipping, D. 2008, *MNRAS*, 389, 1383.
 Kipping, D., 2009, *MNRAS*, 392, 181-189.
 Kipping, D., 2009, *MNRAS*, 396, 1797-1804.
 Kipping, D., Bakos, G. & Hartman, J. et al., 2010, *ApJ* 725, 2017.
 Maciejewski, G. et al., 2010, *MNRAS* 407, 2625-2631.
 Nesvorný, D. et al., 2012, *Science*, 336, 6085, 1133-1136.
 Southworth, J. et al., 2011, *A&A* 527, A8.
 Unda-Sanzana, E. et al., 2009, VIII Annual Chilean Astronomical Society Meeting.
 Vaduvescu, O. et al., 2013, *Astron. Nachr.*, 334, 718-728.

PRESENTACIÓN ORAL

Sistemas Planetarios en Presencia de Júpiteres Calientes

G. C. de Elía^{1,2}, O. M. Guilera^{1,2}, & A. Brunini^{1,2}

(1) Instituto de Astrofísica de La Plata (CONICET-UNLP)

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

Abstract. In the present work we show results of N-body simulations aimed at analyzing the main dynamical aspects concerning the evolution of planetary embryos during the formation and evolution of a Hot Jupiter, for different values of the giant planet mass and the migration timescale.

Resumen. En este trabajo presentamos resultados de simulaciones de N-cuerpos destinadas a analizar los principales aspectos dinámicos asociados a la evolución de embriones planetarios durante la formación y evolución de un Júpiter Caliente, para diferentes masas del planeta gigante y distintos tiempos de migración.

1. Introducción

Se conoce bajo la denominación de “Júpiteres Calientes” a aquellos exoplanetas con masas mayores a $0.5 M_{\text{Jup}}$ y períodos orbitales menores a 10 días. La teoría más aceptada para el origen de estos objetos sugiere que los mismos se formaron en regiones más externas del disco protoplanetario, preferentemente cercanas a la línea de hielo, y migraron hacia las zonas más internas en un proceso conocido como “Migración Tipo II” (Lin et al. 1996). En este trabajo mostramos resultados de simulaciones de N-Cuerpos destinadas a analizar la evolución de embriones planetarios durante la formación y evolución de un Júpiter Caliente, para diferentes masas del planeta gigante y distintos tiempos de migración.

2. Modelo de Disco Protoplanetario

Haciendo uso del modelo semianalítico desarrollado por Guilera et al. (2010), inicialmente determinamos qué propiedades debe cumplir un disco protoplanetario para formar un único planeta gigante en el sistema. El perfil de densidad superficial de gas utilizado es el propuesto por Andrews et al. (2009)

$$\Sigma(r) = \Sigma_0 \left(\frac{r}{r_c} \right)^{-\gamma} e^{-\left(\frac{r}{r_c}\right)^{2-\gamma}}, \quad (1)$$

donde Σ_0 es un parámetro de normalización, r_c el radio característico y γ el exponente que determina el gradiente de material. Para el perfil de sólidos adoptamos una expresión similar, aunque teniendo en cuenta un incremento en la densidad debido a la condensación de material volátil más allá de la línea de hielo, asumida en 2.7 UA. Por otra parte, la estrella central de nuestro sistema tiene $M = M_{\odot}$ y $[\text{Fe}/\text{H}] = 0$. Además, asumimos que $\gamma = 1.5$ y consideramos que la componente gaseosa del disco se disipa en 3×10^6 años.

Con tales parámetros, para un disco de $0.07 M_{\odot}$, la masa de gas acreta por un embrión en 3 UA iguala la masa de sólidos de dicho objeto en $\sim 2 \times 10^6$ años. Desde aquí, el embrión acreta grandes cantidades de gas en un tiempo relativamente corto ($\sim 10^5$ años) llevando a la formación de un único planeta gigante. Nuestro código no nos permite especificar la masa final del gigante, por lo cual asumiremos que como resultado final de este proceso tendremos un planeta de 0.5, 1, 3, ó 6 M_{Jup} en 3 UA con una edad de 2×10^6 años.

Nuestro modelo semianalítico también nos permite determinar la distribución de material sólido en el disco al momento de formarse el planeta gigante. Nosotros estamos interesados sólo en el disco interno (esto es, $a < 3$ UA) ya que nuestro objetivo es analizar los principales aspectos dinámicos asociados a la evolución de embriones planetarios durante la formación y evolución del planeta gigante. De este modo, a 2×10^6 años, 39 embriones planetarios se distribuyen entre 0.1 y 2.5 UA, concentrando un total de $30 M_{\oplus}$, lo cual representa más del 95 % de la masa inicial del disco en esa región. Si bien queda un remanente de $\sim 1 M_{\oplus}$ en planetesimales, los mismos no son incluidos en nuestras simulaciones con el objetivo de reducir el tiempo de CPU. Destacamos que nuestras simulaciones no incluyen los efectos de la migración tipo I sobre los embriones planetarios. Esta distribución de embriones, junto con el planeta gigante, representa la condición inicial de nuestras simulaciones de N-cuerpos. El código de N-cuerpos usado en este trabajo es presentado en la siguiente sección.

3. Modelo de N-cuerpos

Para el desarrollo de nuestras simulaciones de N-cuerpos usamos el código *Mercury* (Chambers 1999). El tiempo cero de nuestra simulación es de 2×10^6 años, que representa la edad del sistema obtenido a partir del modelo semianalítico. Dado que la componente gaseosa se disipa en 3×10^6 años, la simulación de N-cuerpos debe modelar los efectos del gas sobre los embriones planetarios y el planeta gigante durante 10^6 años. De este modo, modificamos el código *Mercury* con el fin de incluir el amortiguamiento de excentricidades e inclinaciones (Cresswell & Nelson 2008) generado por el gas sobre los embriones así como también la migración tipo II sobre el planeta gigante (Lin et al. 1996). La escala de migración tipo II τ depende fundamentalmente de la viscosidad del disco. Aquí, asumimos valores para τ de 10^4 y 10^5 años, consistentes con el rango de viscosidades obtenido en la literatura (Hueso & Guillot 2005, Luhman et al. 2007). Con las escalas de migración mencionadas, el planeta gigante evoluciona migrando hacia la estrella central. La migración se detiene en 0.05 UA, valor que representa el borde interno asumido para el disco de gas, en acuerdo con Ogihara & Ida (2009). Dadas las distancias en juego, incluimos en el código *Mercury* los efectos de circularización por mareas generadas por la estrella central (Goldreich & Soter 1966) así como también efectos relativistas (Anderson et al. 1975).

4. Resultados

La Fig. 1 muestra los estados finales del disco protoplanetario inmediatamente después de finalizar la migración orbital del planeta gigante para un valor de τ de 10^4 años. Los tres escenarios presentados en los paneles a), b) y c) representan los diferentes resultados obtenidos asumiendo una masa para el planeta gigante de 0.5, 1 y 3 M_{Jup} , respectivamente. En las tres simulaciones, la migración del

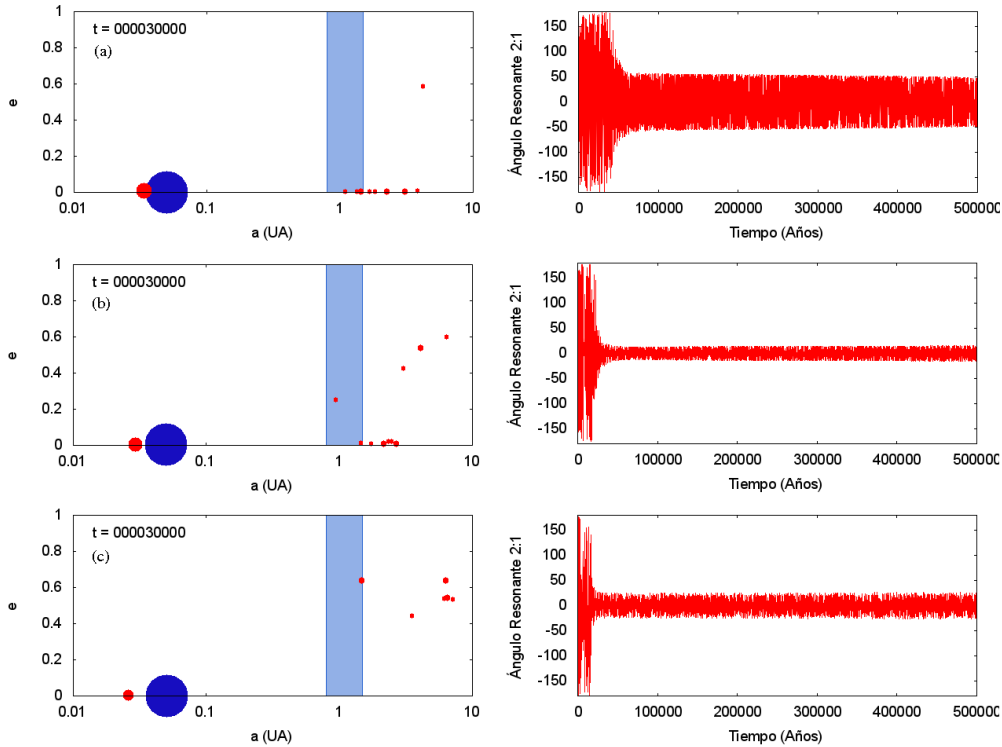


Figura 1. Estado del disco protoplanetario posterior a la migración de un planeta gigante con $0.5 a$), $1 b$), y $3 M_{Jup}$ c). Los embriones son representados con círculos rojos, mientras que el círculo azul ilustra el planeta gigante. La franja celeste representa la zona de habitabilidad del sistema. La escala de migración adoptada para el gigante gaseoso es de 10^4 años. Por otra parte, los paneles de la derecha muestran la evolución del ángulo resonante 2:1 asociado con el planeta de la cavidad interna para cada escenario.

planeta gigante se produce de manera muy abrupta. Con esto, los embriones planetarios son rápidamente excitados y el amortiguamiento orbital generado por el gas no resulta eficiente sobre muchos de ellos. De este modo, una fracción de embriones es dispersada sobre órbitas externas a la del planeta gigante, repoblando el disco. La Fig. 1 nos permite ver que el número de embriones que terminan repoblando el disco es menor cuanto mayor es la masa del planeta gigante. Por otro lado, sobre muchos embriones planetarios el amortiguamiento orbital generado por el gas resulta ser eficiente. A partir de esto, muchos embriones son arrastrados por el planeta gigante durante la migración. Una vez que los mismos alcanzan el borde interno del disco, los efectos del gas son nulos. De este modo, las órbitas de los embriones planetarios son excitadas, llevando a colisiones mutuas y formando un único planeta. En términos generales, las masas de estos objetos están en el rango de 10 a $20 M_{\oplus}$, siendo menores cuanto mayor es la masa del planeta gigante involucrado. Además, en la mayoría de nuestras simulaciones, estos planetas asociados a las cavidades internas quedan capturados en resonancia 2:1 con el planeta gigante (ver Fig. 1), lo cual representa un rango de semiejes entre 0.02 y 0.035 UA. Destacamos también que estos planetas internos finalizan en órbitas circulares debido a los efectos de mareas

generados por la estrella central. Con el fin de refinar el análisis, desarrollamos diversas simulaciones variando la intensidad del efecto de mareas sin obtener modificaciones significativas en los resultados finales.

Para un gigante de $6 M_{\text{Jup}}$, la situación es diferente. En muchas de nuestras simulaciones, el planeta más interno termina chocando con la estrella central o bien con el gigante gaseoso. Un planeta de $6 M_{\text{Jup}}$ a 0.05 UA tiene el borde interno de su zona de influencia en 0.025 UA. Si tenemos en cuenta que la localización nominal de la resonancia 2:1 está en 0.0315 UA, es lógico que muchos de los planetas asociados a la cavidad interna no logren sobrevivir.

Para una escala de migración τ de 10^5 años los resultados presentan ciertas diferencias. En este caso, la migración del planeta gigante resulta ser más suave, por lo que el proceso de dispersión de embriones sobre órbitas exteriores a la del gigante es menos eficiente. En términos generales, la migración de un gigante de 0.5, 1 ó $3 M_{\text{Jup}}$ arrastra el material, llevando a la formación de un único planeta en la cavidad interna de $30 M_{\oplus}$, capturado usualmente en resonancia 2:1. Para el caso de un gigante de $6M_{\text{Jup}}$, los resultados son similares a aquellos obtenidos para una escala de migración de 10^4 años.

5. Discusión y Conclusiones

La evidencia observacional nos indica que de los 128 Júpiteres Calientes confirmados hasta la fecha, ninguno tiene asociado un objeto compañero interno. En términos generales, nuestro estudio teórico indica que la formación de planetas sobre órbitas internas a un Júpiter Caliente es un resultado natural para un amplio rango de masas del gigante y tiempos de migración orbital. Sin embargo, la formación de dichos planetas interiores está estrechamente relacionada con la cantidad de gas en el sistema. Simulaciones de N-cuerpos en las cuales se reduce drásticamente la densidad de gas del sistema no conducen a la formación de planetas interiores a un Júpiter Caliente, independiente de la masa y el tiempo de migración orbital del gigante. De acuerdo con estos resultados, sugerimos que un sistema que albergue un Júpiter Caliente puede tener o no planetas en órbitas interiores al gigante gaseoso, dependiendo de su historia evolutiva. Estudios observacionales deberían realizar una tarea detallada con el fin de determinar la existencia o no de estos mundos particulares en un dado sistema que posea un Júpiter Caliente.

Referencias

- Anderson, J. D., Esposito, P. B., Martin, W., et al. 1975, ApJ, 200, 221
 Andrews, S. M., Wilner, D. J., Hughes, A. M., et al. 2010, ApJ, 723, 1241
 Chambers, J. E. 1999, MNRAS, 304, 793
 Cresswell, P. & Nelson, R. P. 2008, A&A 482, 677
 Goldreich, P. & Soter, S. 1966, Icarus, 5, 375
 Guilera, O. M., Brunini, A., & Benvenuto, O. G. 2010, A&A, 521, A50
 Hueso, R., & Guillot, T. 2005, A&A, 442, 703
 Lin, D. N. C., Bodenheimer, P., & Richardson, D. C. 1996, Nature, 380, 606
 Luhman, K. L., Adame, L., D'Álessio, P., et al. 2007, ApJ, 666, 1219
 Ogihara, M., & Ida, S. 2009, ApJ, 699, 824

PRESENTACIÓN MURAL

Fragmentación de Planetesimales y su Rol en los Modelos de Formación de Planetas Gigantes

O.M. Guilera^{1,2}, A. Brunini^{1,2} & G.C. de Elía^{1,2}

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

(2) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas (UNLP)*

Abstract. We present preliminary results about the impact of the fragmentation of planetesimals in the formation of giant planets.

Resumen. En este trabajo presentamos resultados preliminares sobre el impacto que tiene el fenómeno de la fragmentación de planetesimales en el proceso de formación de los planetas gigantes.

1. Introducción

En el escenario estándar de la formación planetaria, los planetas terrestres y los núcleos de los planetas gigantes se forman a través de la acreción de planetesimales. A medida que los embriones planetarios alcanzan una masa significativa, la velocidad de dispersión de los planetesimales se incrementa debido a las excitaciones gravitatorias que los embriones producen. El aumento de las velocidades relativas de los planetesimales causa la fragmentación de los mismos debido a las colisiones mutuas. Inaba et al. (2003) y Ormel & Kobayashi (2012) encontraron que grandes cantidades de masa pueden perderse por la migración, debido a la fricción gaseosa del gas nebular, de los fragmentos pequeños productos de las colisiones entre planetesimales. Por otra parte, a medida que los embriones crecen, estos comienzan a ligar el gas circundante. Estas envolturas gaseosas producen una fricción sobre los planetesimales, aumentando notablemente la sección eficaz de captura de los planetas. Los planetesimales más chicos de la distribución son los que más sufren ambos efectos. Resulta entonces importante estudiar en forma detallada si la fragmentación de planetesimales y la generación de fragmentos pequeños favorece o inhibe la formación de un planeta gigante. Incorporamos el fenómeno de la fragmentación de los planetesimales a los modelos previos del grupo (Fortier et al. 2007, 2009; Guilera et al. 2010, 2011) para estudiar si este fenómeno produce cambios significativos, y por ende, si es un factor primario a tener en cuenta en el proceso de formación planetaria.

2. Implementación del modelo de fragmentación de planetesimales

El modelo de fragmentación de planetesimales está basado en el modelo del código *Boulder* (Morbidelli et al. 2009). Según el mismo, la colisión entre un proyectil y un blanco da como resultado la fragmentación del blanco en un remanente mayor, y la diferencia de masa entre el blanco y este remanente mayor se distribuye según una dada distribución continua de masa entre la masa

de un fragmento mayor y la masa mínima adoptada para la distribución de tamaño de la población de planetesimales. El modelado del proceso colisional de la población de planetesimales está desarrollado en Morbidelli et al. (2009) y material suplementario.

En nuestro código, el disco de planetesimales se modela mediante un grillado 2D: 1D para la componente radial del disco, 1D para los diferentes tamaños de los planetesimales. La evolución de las densidades superficiales de planetesimales obedece una ecuación de continuidad

$$\frac{\partial \Sigma(R, r_p)}{\partial t} - \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{dR}{dt} \Sigma(R, r_p) \right) = F(R, r_p), \quad (1)$$

en donde R y r_p hacen referencia a las dependencias radiales y de tamaño con los planetesimales. $F(R, r_p)$ son los sumideros, en donde hasta ahora sólo considerábamos como sumideros la acreción por parte de los embriones en formación. Con la incorporación de la fragmentación introducimos un nuevo sumidero en la ecuación (1). Para incorporar la fragmentación al modelo definimos para cada embrión una zona en donde vamos a calcular el proceso colisional. En cada bin radial tenemos definidas las excentricidades e inclinaciones y las densidades superficiales para cada tamaño de los planetesimales. Para el cálculo de la evolución de la masa del sistema consideramos una distribución de tamaños para los planetesimales entre 1 cm y un r_p^{max} , en donde inicialmente toda la masa está depositada en los planetesimales de radio r_p^{max} . Sin embargo, para modelar la fragmentación extrapolamos los tamaños (también las excentricidades, inclinaciones y número de cuerpos) hasta planetesimales de 0.01 cm de radio. De esta manera, evitamos la acumulación espuria de masa en los planetesimales más pequeños. Por una cuestión de costo computacional, calcularemos el proceso colisional del enjambre de planetesimales sólo en el bin correspondiente a la posición del planeta en el disco (bin KP), y modulamos el fenómeno con la misma función que modula las excitaciones gravitatorias sobre las excentricidades e inclinaciones, la cual está dada por $f(R) = 1/(1 + (|R - R_P|/2,85 R_H)^{10})$, siendo R la coordenada radial, R_P el semieje de la órbita del planeta y R_H su correspondiente radio de Hill. La metodología de implementación es la siguiente: se toma un blanco j perteneciente al bin KP (este objeto tiene definido sus excentricidades e inclinaciones, e_j, i_j); se toma un proyectil i (con $i \leq j$) del bin BI (bin del borde interno de la zona de fragmentación) el cual tiene definido e_i, i_i y se calcula si las órbitas del blanco y el proyectil se cruzan. Si las órbitas se cruzan, se calculan las probabilidades de colisión y el número de colisiones entre los blancos j y los proyectiles i para calcular cuanta masa los proyectiles i dispersan de los blancos j y como esta masa se distribuye en los planetesimales menores al blanco j . Este proceso se repite para todos los proyectiles que le corresponden al blanco j ($r_p^i \leq r_p^j$), y desde $r_p^j = 1$ cm hasta $r_p^j = r_p^{max}$. Luego se pasa al bin radial BI+1, y se repite el proceso hasta alcanzar el bin BE (bin correspondiente al borde externo de la zona de fragmentación). Finalizado el proceso, tenemos el cambio de masa (pérdida y ganancia) para cada tamaño de planetesimal en el bin KP, y se extiende el efecto a todo el disco con la función de modulación antes mencionada: $F_{frag}(R, r_p) = F_{frag}(R_P, r_p) f(R)$, siendo $F_{frag}(R_P, r_p)$ el sumidero debido al proceso colisional en la posición del planeta.

3. Resultados y Conclusiones

Para analizar el impacto de la fragmentación de los planetesimales sobre el proceso de formación planetaria, haremos una comparación entre los resultados de la formación de un planeta gigante a 5 UA considerando, y no, la fragmentación de los planetesimales. Consideraremos distintos valores para r_p^{max} , y distintas masas para los discos, en función de la masa mínima de la nebulosa solar (Hayashi 1981). El embrión inicial consta de un núcleo sólido de una masa de $0,005 M_\oplus$ y una envoltura gaseosa de una masa de $\sim 1 \times 10^{-13} M_\oplus$. El embrión crece por la acreción conjunta de planetesimales y gas hasta alcanzar la masa crítica (cuando la masa de la envoltura se iguala a la masa del núcleo). Para la población de planetesimales consideraremos, para los modelos sin fragmentación un solo tamaño de planetesimales r_p^{max} , mientras que para los modelos con fragmentación consideraremos una distribución de tamaños entre 1 cm y r_p^{max} , equiespaciados en el logaritmo de forma tal que independientemente del r_p^{max} escogido se tengan siempre los mismos tamaños. Esto lleva a que por ejemplo, si para $r_p^{max} = 10$ km tomamos 31 bins de tamaños, para $r_p^{max} = 1$ km tengamos que tomar 26 bins. En cuanto a la componente gaseosa del disco, por simplicidad, asumimos que la misma se disipa exponencialmente en una escala de tiempo de 6×10^6 años, por lo que las simulaciones se terminan al alcanzar este tiempo (el planeta gigante tiene que formarse antes de que se disipe el gas del disco).

	$r_p^{max} = 1$ km				$r_p^{max} = 10$ km			
	Con Frag.		Sin Frag.		Con Frag.		Sin Frag.	
	t_c [10^6 a.]	M_c [M_\oplus]	t_c [10^6 a.]	M_c [M_\oplus]	t_c [10^6 a.]	M_c [M_\oplus]	t_c [10^6 a.]	M_c [M_\oplus]
4 NM	**	**	2.23	18.10	-	-	-	-
6 NM	2.43	22.71	0.71	23.63	**	**	3.10	20.40
8 NM	1.15	26.30	0.30	32.76	5.85	18.10	1.61	26.27
10 NM	-	-	-	-	2.60	24.30	0.99	31.14

Tabla 1. Comparación entre la masa crítica y el tiempo al cual se alcanza la misma, para distintos valores de la nebulosa mínima solar (NM) y para distintos tamaños de planetesimales, considerando, y no, el fenómeno de la fragmentación de los planetesimales. Los campos con ** representan que al cabo de 6 millones de años no se logró alcanzar la masa crítica. Para los campos en blanco no se realizaron las simulaciones, bien porque para los modelos sin considerar la fragmentación no se alcanza la masa crítica en menos de 6×10^6 años, o bien porque las tasas de acreción de planetesimales se hacen muy grandes ($\geq 1 \times 10^{-3} M_\oplus$) y los modelos no convergen.

Como vemos en la Tabla 1, para todos los casos, la incorporación de la evolución colisional al modelo retrasa, y hasta incluso inhibe, la formación del planeta gigante. Para planetesimales de radios de 1 km y 10 km los tiempos se retrasan en un factor $\sim 3 - 3,5$, y sólo para discos másivos (≥ 6 NM) se logra completar la formación del planeta gigante (esto está de acuerdo con los resultados encontrados por Inaba et al. 2003). La Fig. 1 muestra cómo la fragmentación de planetesimales disminuye notablemente la densidad de los mismos en la zona de alimentación del planeta.

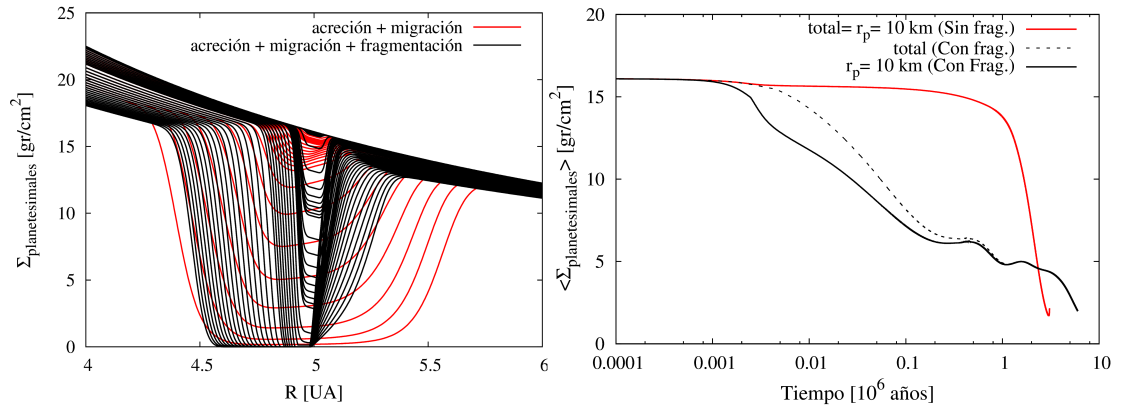


Figura 1. **Izquierda:** Evolución temporal de los perfiles radiales de la densidad superficial de planetesimales para el caso de $r_p^{max} = 10$ km y 6 NM. La curva roja representa el caso sin fragmentación. A medida que el tiempo avanza los perfiles disminuyen en la vecindad del planeta debido a la acreción y migración de los planetesimales (principalmente debido a la acreción). Cuando el planeta alcanza su masa crítica prácticamente acretó la totalidad de la masa entre 4.5 UA y 5.5 UA. La curva negra representa los perfiles para los planetesimales de 10 km de radio (no es la densidad total) para el caso en donde la fragmentación es tenida en cuenta. Vemos que la evolución de los perfiles es claramente diferente para los dos casos. **Derecha:** Evolución temporal de la densidad media de planetesimales en la zona de alimentación del planeta para el caso anterior. La curva roja representa nuevamente el caso sin fragmentación. La curva negra a trazos representa la densidad media total para el caso con fragmentación, mientras que la curva negra sólida representa la evolución temporal de la densidad media de los planetesimales de 10 km de radio. Vemos como la fragmentación disminuye rápidamente la densidad de los planetesimales de 10 km de radio (quienes inicialmente tienen toda la masa) inhibiendo la formación del planeta gigante (Tabla 1).

Como conclusión podemos decir que nuestros modelos indican que el proceso de fragmentación de los planetesimales retrasa (e inhibe) la formación de los planetas gigantes, en factores significativos como para ser considerado un efecto primario a tener en cuenta. Interesante es el caso de los planetesimales de 1 km de radio. Aunque para estos cuerpos encontramos que los tiempos de formación aumentan un factor $\sim 3,5$, los mismos favorecen la formación de objetos tipo Júpiter en escalas cortas de tiempo.

Referencias

- Fortier, A., Benvenuto, O. G., & Brunini, A. 2007, A&A, 473, 311
 Fortier, A., Benvenuto, O. G., & Brunini, A. 2009, A&A, 500, 1249
 Guilera, O. M., Brunini, A., & Benvenuto, O. G. 2010, A&A, 521, A50
 Guilera, O. M., Fortier, A., Brunini, A., & Benvenuto, O. G. 2011, A&A, 532, A142
 Hayashi, C. 1981, Progress of Theoretical Physics Supplement, 70, 35
 Inaba, S., Wetherill, G. W., & Ikoma, M. 2003, Icarus, 166, 46
 Morbidelli, A., Bottke, W. F., Nesvorný, D., & Levison, H. F. 2009, Icarus, 204, 558
 Ormel, C. W., & Kobayashi, H. 2012, ApJ, 747, 115

PRESENTACIÓN MURAL

Estudio de los Troyanos de Júpiter

X. S. Ramos¹, R. P. Di Sisto^{1,2} & C. Beaugé³

(1) FCAGLP-UNLP

(2) IALP-CCT La Plata-CONICET-UNLP

(3) OAC, UNC

Abstract. The Jovian Trojan asteroids are located around Jupiter's L_4 and L_5 Lagrangian points of the restricted three-body problem. It is a largely stable population, although there are instability zones into the resonance that allow some Trojans to escape. These escaped asteroids can then populate another Solar System zones, in time scales that are less than the Solar System age. In this paper we present a study of the Jovian Trojan population, using numerical simulations. We analyze the stability and the scape rate of the population.

Resumen. Los Troyanos de Júpiter se encuentran en un entorno de los puntos de Lagrange L_4 y L_5 del Problema Restringido de 3 cuerpos Sol-Júpiter-Troyano. Son una población fundamentalmente estable pero existen zonas de inestabilidad dentro de la resonancia que permiten que algunos Troyanos escapen y puedan poblar otras zonas del Sistema Solar, en escalas de tiempo menores a la edad del Sistema. En este trabajo presentamos un estudio de la población de Troyanos de Júpiter realizado mediante simulaciones numéricas. Analizamos la estabilidad de la población y estudiamos la tasa de escape.

1. Introducción

Los Troyanos de Júpiter son asteroides que se encuentran en un entorno de los puntos Lagrangianos de *estabilidad* L_4 y L_5 del Problema Restringido de los Tres Cuerpos, en este caso, Sol-Júpiter-Asteroide. Por tanto están en resonancia de movimientos medio 1 : 1 con Júpiter, compartiendo la órbita con el planeta, con el mismo semieje mayor pero a aproximadamente $\pm 60^\circ$ del mismo.

Al día 27 de Noviembre de 2012 hay 5432 Troyanos observados en la base de datos del Centro de Planetas Menores, de los cuales 3416 se encuentran en L_4 y 2016 en L_5 . La población observada registra valores máximos de excentricidad e inclinación de hasta 0.27 y 55.4° , respectivamente.

Un tema que ha intrigado a los astrónomos desde el descubrimiento de los Troyanos es la asimetría en número que se observa en L_4 y L_5 . La población de Troyanos observada en L_4 es 1.7 veces la de L_5 . No existe una idea consensuada del origen de esta asimetría hasta el momento. Sin embargo, la población observada sufre de *bias* observacionales y esta asimetría podría no ser real al

menos en la proporción. Grav et al. (2011), realizaron un estudio de la asimetría a partir de observaciones, removiendo los *bias* inherentes a las mismas. De esta manera estimaron una fracción de Troyanos entre $L4$ y $L5$ de $N(L4)/N(L5) \sim 1.4 \pm 0.2$, en donde aquí se ve la asimetría real de ambas regiones.

Fernández et al. (2003) derivaron albedos de 32 Troyanos con radios $R > 25$ km y encontraron valores muy similares con medias de 0.041 y 0.056. Más tarde, Fernández et al. (2009) presentaron observaciones térmicas de 44 Troyanos con diámetros entre $5 \text{ km} < D < 24 \text{ km}$ y encontraron que sus albedos son mayores que los de los Troyanos grandes siendo su valor promedio de 0.12. Estos autores atribuyen esta correlación albedo-tamaño a la evolución colisional, que produce que los Troyanos más pequeños sean fragmentos producto de la colisión de cuerpos más grandes y por ende sus superficies más jóvenes. Teniendo en cuenta esta diferencia de albedos y los trabajos previos sobre distribución de magnitudes, Fernández et al. (2009) derivaron la distribución acumulada de tamaños (CSD) de Troyanos dada por la ley:

$$\begin{aligned} N(> D) &= 3 \times 10^5 \left(\frac{1 \text{ km}}{D} \right)^2, & D < 5 \text{ km} \\ N(> D) &= 4,3 \times 10^4 \left(\frac{1 \text{ km}}{D} \right)^{0,8}, & 5 < D < 35 \text{ km} \\ N(> D) &= 1,8 \times 10^9 \left(\frac{1 \text{ km}}{D} \right)^{3,8}, & D > 35 \text{ km} \end{aligned} \quad (1)$$

Esta CSD es la que usamos para este trabajo.

Marzari & Scholl (2000, 2002) y Marzari et al. (2003) realizaron una serie de estudios numéricos para analizar el rol de las resonancias seculares en la evolución dinámica de los Troyanos y explorar las propiedades de estabilidad y los mecanismos de desestabilización de dicha población. Sus estudios muestran que las resonancias seculares son muy importantes en la evolución dinámica de estos cuerpos, y encuentran que para altas inclinaciones las regiones de estabilidad se reducen y desaparecen gradualmente para $i \sim 40^\circ$. Más recientemente, Robutel et al. (2005) y Robutel & Gabern (2006) realizaron simulaciones numéricas a largo plazo para estudiar la estructura dinámica global de la población de Troyanos y a partir de esto detectar y clasificar las principales estructuras resonantes. Tsiganis et al. (2005), integraron numéricamente Troyanos ficticios y reales, y encontraron que un 17% de los Troyanos reales numerados escapan en la edad del Sistema Solar. Dicho estudio sugiere que la difusión caótica es el origen de la población inestable.

2. La simulación numérica

Dado que se conocen gran cantidad de Troyanos observados, se puede considerar que los mismos son representativos de la población. Luego, 4051 Troyanos se seleccionaron de la base de datos del Centro de Cuerpos Menores para la época $JD2456001.0$. El total de la muestra elegida cuenta con 2 o más oposiciones, con el fin de garantizar que sus órbitas están bien determinadas. Entre los mismos,

1327 Troyanos se encuentran en $L5$ y 2724 en $L4$ (datos obtenidos al 28 de Mayo de 2012).

Las simulaciones numéricas se dividieron en dos etapas. La primera consiste en la integración de los Troyanos seleccionados. La segunda etapa, que no abordaremos en este trabajo, consiste en la selección de los Troyanos que escapan y la posterior integración numérica para conocer sus rutas post-escape.

Para esta primera etapa, se utiliza el código EVORB (Fernández et al. 2002) para integrar, durante 4.5×10^9 años, los 4051 Troyanos en el campo gravitacional de los cuatro planetas gigantes y el Sol con un paso de 0.2 años. Para acelerar los tiempos de cómputo, se dividió la población en un total de 21 corridas con ~ 190 Troyanos cada una, dividiendo las que corresponden a $L5$ y a $L4$. Consideramos como condiciones de corte del programa, eyección, colisión con un planeta o el Sol, o encuentro con un planeta dentro de la esfera de Hill del mismo.

3. Resultados

Calculamos que el $\sim 23\%$ de los Troyanos observados en $L4$ y el $\sim 28\%$ en $L5$, escapan de la población durante la simulación. De estos, para $L4$ el 96.3% escapan debido a encuentros con Júpiter y el resto por encuentros con Saturno; para $L5$ el 92.5% escapan por encuentros con Júpiter y el resto con Saturno.

Además, calculamos el número de Troyanos escapados respecto del número de sobrevivientes en función del tiempo. Obtuvimos que esta relación es prácticamente lineal debido a que la población integrada es la población observada de Troyanos. Realizando un ajuste lineal para ambos puntos Lagrangianos, obtuvimos que la pendiente de esta recta es de $a = 6.64 \times 10^{-11}$ año $^{-1}$ para $L4$ y $a = 8.38 \times 10^{-11}$ año $^{-1}$ para $L5$. Por tanto, la tasa de escape (Y) de Troyanos en cada población se puede obtener de $Y = a \times N(> D)$, que da el número de Troyanos que escapan por año con diámetros mayores a D . Considerando que hay 3×10^5 Troyanos con $D > 1$ km de la ecuación (1), la tasa de escape de Troyanos con $D > 1$ km es de $\sim 2 \times 10^{-5}$ Troyanos por año en $L4$ y $\sim 2.5 \times 10^{-5}$ Troyanos por año en $L5$. Podemos observar que la tasa de escape para $L5$ es mayor que para $L4$ en un factor de ~ 1.3 . Esto concuerda con lo obtenido por Grav et al. (2011).

En las Figuras 1 a 4 mostramos los mapas de estabilidad para $L4$ y $L5$ realizados con los resultados obtenidos de las simulaciones en el espacio de los elementos orbitales. Los mismos representan la probabilidad de ocupación de cada región de la evolución orbital de los Troyanos observados. Además, se grafican como puntos los Troyanos observados que tomamos en las condiciones iniciales. Se puede observar zonas de diferente estabilidad siendo la región azul la más estable y en la que, por ende, se encuentran la mayor cantidad de Troyanos observados. Sin embargo, pueden verse algunos Troyanos en las zonas más inestables, y por tanto, serían objetos próximos a escapar de la población.

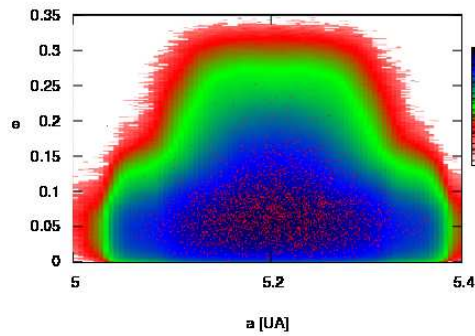


Figura 1. Mapa de estabilidad en el espacio a vs. e en $L4$.

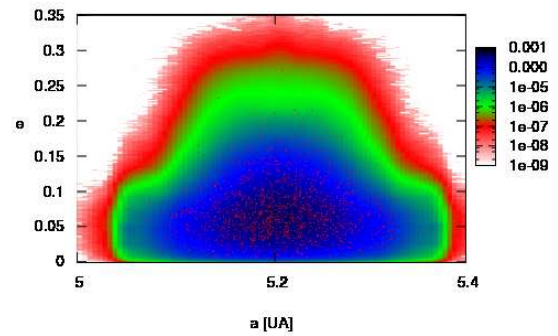


Figura 2. Mapa de estabilidad en el espacio a vs. e en $L5$.

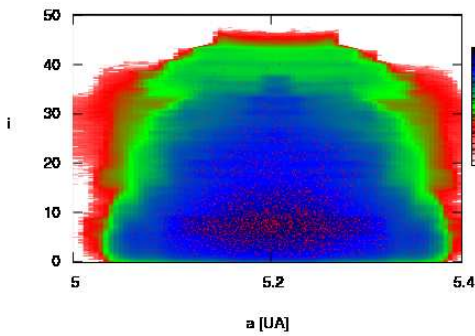


Figura 3. Mapa de estabilidad en el espacio a vs. i en $L4$.

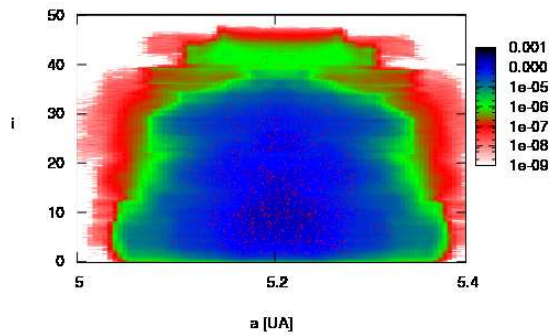


Figura 4. Mapa de estabilidad en el espacio a vs. i en $L5$.

Referencias

- Fernández, J. A. et al. 2002, *Icarus*, 159, 358.
 Fernández, Y. R. et al. 2003, *AJ*, 126, 1563.
 Fernández, Y. R. et al. 2009, *AJ*, 138, 240.
 Grav, T. et al. 2011, *AJ*, 742, 40.
 Marzari, F. & Scholl, H. 2000, *Icarus*, 146, 232.
 Marzari, F. & Scholl, H. 2002, *Icarus*, 159, 328.
 Marzari, F. et al. 2003, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 345, 1091.
 Robutel, P. & Gabern, F. 2006, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 372, 1463.
 Robutel, P. et al. 2005, *Cel. Mech and Dyn. Astron.*, 92, 53.
 Tsiganis, K. et al. 2005, *Cel. Mech. and Dyn. Astron.*, 92, 71.

PRESENTACIÓN ORAL

Diversidad de Sistemas Planetarios en Discos de Baja Masa

M.P.Ronco¹ & G.C. de Elía^{1,2}

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

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

Abstract. The accretion process that allows the formation of terrestrial planets is strongly dependent on the mass distribution in the system and the presence of gas giant planets. Several studies suggest that planetary systems formed only by terrestrial planets are the most common in the Universe. In this work we study the diversity of planetary systems that could form around solar-type stars in low mass disks in absence of gas giants planets and search wich ones are targets of particular interest.

Resumen. El proceso de acreción que da lugar a la formación de planetas de tipo terrestre es fuertemente dependiente de la distribución de masa en el sistema y de la presencia de planetas gigantes gaseosos. Diversos estudios sugieren que los sistemas planetarios más comunes en el Universo estarían formados sólo por planetas terrestres. En este trabajo estudiamos la diversidad de sistemas planetarios que podrían formarse alrededor de estrellas de tipo solar en discos de baja masa sin gigantes gaseosos y buscamos cuáles de ellos son blancos de particular interés.

1. Introducción

Durante la última década, diversos estudios observacionales y teóricos (Cumming et al. 2008; Miguel et al. 2011) sugieren que los sistemas planetarios compuestos únicamente por planetas de tipo terrestre son los más comunes en el Universo. Particularmente, Miguel et al. (2011) sugieren que los sistemas planetarios en discos de masas $\lesssim 0.03 M_{\odot}$ carecen de gigantes gaseosos para una amplia variedad de perfiles de densidad superficial. El objetivo general de este trabajo es analizar la diversidad de sistemas planetarios que podrían formarse en discos de baja masa alrededor de estrellas de tipo solar, sin gigantes gaseosos, considerando diferentes perfiles de densidad superficial. En particular buscamos determinar teóricamente si estos sistemas son blancos de interés observacional. Es decir, si son sistemas con planetas potencialmente habitables, ricos en agua y con masas similares a la de la tierra.

2. Propiedades del Disco Protoplanetario y Método Numérico

Para estudiar el proceso de formación de planetas terrestres, adoptamos un disco protoplanetario con una masa total de $0.03M_{\odot}$, en consistencia con los resultados obtenidos por Miguel et al. (2011). Consideramos una distribución bimodal de embriones y planetesimales entre 0.5 y 5 UA, asumiendo que cada componente

Disco Total (0.5 UA – 5 UA)			
	$\gamma = 0,5$	$\gamma = 1$	$\gamma = 1,5$
N_f/N_i	25 %	23.33 %	13.33 %
$\langle M \rangle_e$	$0.12M_\oplus$	$0.68M_\oplus$	$1.36M_\oplus$
$\langle e \rangle_t$	0.23	0.41	0.39
$\langle i \rangle_t$	14.14°	28.27°	29.00°
Disco Interno (0 UA – 2 UA)			
	$\gamma = 0,5$	$\gamma = 1$	$\gamma = 1,5$
M_T	$0.27M_\oplus$	$1.96M_\oplus$	$3.82M_\oplus$
$\langle M \rangle_e^i$	$0.04M_\oplus$	$0.72M_\oplus$	$1.55M_\oplus$
Zona Habitable (0.8 UA – 1.5 UA)			
	$\gamma = 0,5$	$\gamma = 1$	$\gamma = 1,5$
N_{ZH}	1	1	1
P_{agua}	2.35 %	3.83 %	21.16 %

Tabla 1. Principales características de los perfiles de densidad superficial luego de 200×10^6 años de evolución. El cociente N_f/N_i representa el porcentaje de embriones sobrevivientes, mientras que $\langle M \rangle_e$ indica la masa media por embrión. La excentricidad e inclinación medias del sistema de embriones y planetesimales vienen dadas por $\langle e \rangle_t$ e $\langle i \rangle_t$, respectivamente. Para el disco interno, la masa total del sistema está representada por M_T y la masa media por embrión está dada por $\langle M \rangle_e^i$. El número total de embriones en la zona habitable es representado por N_{ZH} mientras que el porcentaje medio de agua por embrión está indicado por P_{agua} . En comparación, el porcentaje de agua contenido en la Tierra oscila entre 0.03 % y 0.1 % según Abe et. al. (2000).

posee la mitad de la masa total del disco en esa región, de acuerdo con diversos estudios de acreción planetaria. El tiempo cero de nuestras simulaciones representa la época en la cual el gas se ha disipado por completo del sistema. El perfil de densidad superficial de sólidos que utilizamos es el propuesto por Andrews et al. (2009):

$$\Sigma(r) = \Sigma_0 \eta \left(\frac{r}{r_c} \right)^{-\gamma} e^{-\left(\frac{r}{r_c}\right)^{2-\gamma}}, \quad (1)$$

donde Σ_0 es un parámetro de normalización, r_c es un radio característico del disco, γ es el exponente que determina el gradiente de material, y η es un factor que tiene en cuenta la discontinuidad en la densidad de sólidos debido a la condensación de material volátil más allá de la línea de hielo, la cual ubicamos en 2.7 UA. Desarrollamos simulaciones teniendo en cuenta tres perfiles de densidad superficial para $\gamma = 0.5, 1, \text{ y } 1.5$. En todas ellas utilizamos 1000 planetesimales con el objetivo de modelar eficientemente los efectos de la fricción dinámica. El número de embriones depende de cada perfil. El disco protoplanetario de nuestro modelo también presenta un gradiente composicional. El contenido de agua por masa varía con la distancia heliocéntrica r de acuerdo a la ley propuesta por Raymond et al. (2004):

$$\text{Fracción de Agua por Masa} = \begin{cases} 10^{-5}, & r < 2 \text{ UA}, \\ 10^{-3}, & 2 \text{ UA} < r < 2.5 \text{ UA}, \\ 0.05, & 2.5 \text{ UA} < r < 2.7 \text{ UA}, \\ 0.5, & r > 2.7 \text{ UA}. \end{cases} \quad (2)$$

Con estas condiciones iniciales generamos tres simulaciones por cada perfil las cuales son desarrolladas por 200×10^6 años (escala de tiempo asociada a la formación de los planetas terrestres de nuestro Sistema Solar) usando el integrador híbrido del código *Mercury* (Chambers 1999).

3. Resultados y Conclusiones

La Figura 1 muestra la evolución temporal de tres simulaciones correspondientes a los perfiles de densidad superficial con $\gamma = 0.5$, 1, y 1.5, respectivamente. Se pueden observar diferencias significativas entre los distintos sistemas planetarios obtenidos con cada perfil, fundamentalmente en lo que respecta a la masa media de los embriones, fracción de objetos sobrevivientes y estado de excitación del sistema. Las características más importantes de los sistemas resultantes se resumen en la Tabla 1.

Cuanto mayor es el valor del exponente γ mayor resulta ser la densidad superficial y por ende las tasas de acreción son más cortas. Esto se manifiesta en el porcentaje de planetas sobrevivientes asociados a cada perfil.

El análisis del disco interno es de particular importancia debido a que en él se encuentra la Zona Habitable (ZH) que definimos entre 0.8 UA y 1.5 UA. Puede observarse que al finalizar las simulaciones todos los perfiles poseen un planeta en la ZH. El sistema asociado al perfil $\gamma = 0.5$ está compuesto por planetas de la masa de Marte mientras que el correspondiente a $\gamma = 1$ está constituido por objetos de $\sim 0.5M_{\oplus}$. En promedio, los planetas que constituyen el disco asociado a $\gamma = 1.5$ presentan una masa de $\sim 1.5M_{\oplus}$.

La ausencia de gigantes gaseosos hace que no existan cambios significativos en la distribución radial de masas de los perfiles con $\gamma = 0.5$ y $\gamma = 1$. Sin embargo para $\gamma = 1.5$ la interacción gravitatoria ejercida por los embriones planetarios resulta ser más relevante dando lugar a una mezcla sustancial de material entre las regiones interna y externa a la línea de hielo. En efecto más del 50% de los planetas que alcanzan la ZH para $\gamma = 1.5$ provienen de la zona externa, mientras que la totalidad de los planetas en la ZH para $\gamma = 0.5$ y $\gamma = 1$ tienen origen en la zona interna. Esto justifica el incremento sustancial en el contenido de agua de los planetas de $\gamma = 1.5$ en la ZH.

Como conclusión podemos destacar que independientemente del perfil de densidad superficial, siempre encontramos planetas en la ZH. Además, que el sistema planetario asociado al perfil $\gamma = 1.5$ resulta ser el blanco de mayor interés observacional dado que es el que modela planetas similares a la Tierra y con el más alto contenido de agua.

Referencias

- Abe, Y., Ohtani, E., Okuchi, T., Righter, K., & Drake, M. 2000, *Origin of the Earth and Moon*, 413
- Andrews, S. M., Wilner, D. J., Hughes, A. M., Qi, C., & Dullemond, C. P. 2009, *ApJ*, 700, 1502
- Chambers, J. E. 1999, *MNRAS*, 304, 793
- Cumming, A., Butler, R. P., Marcy, G. W., et al. 2008, *PASP*, 120, 531
- Miguel, Y., Guilera, O. M., & Brunini, A. 2011, *MNRAS*, 417, 314
- Raymond, S. N., Quinn, T., & Lunine, J. I. 2004, *ICARUS*, 168, 1

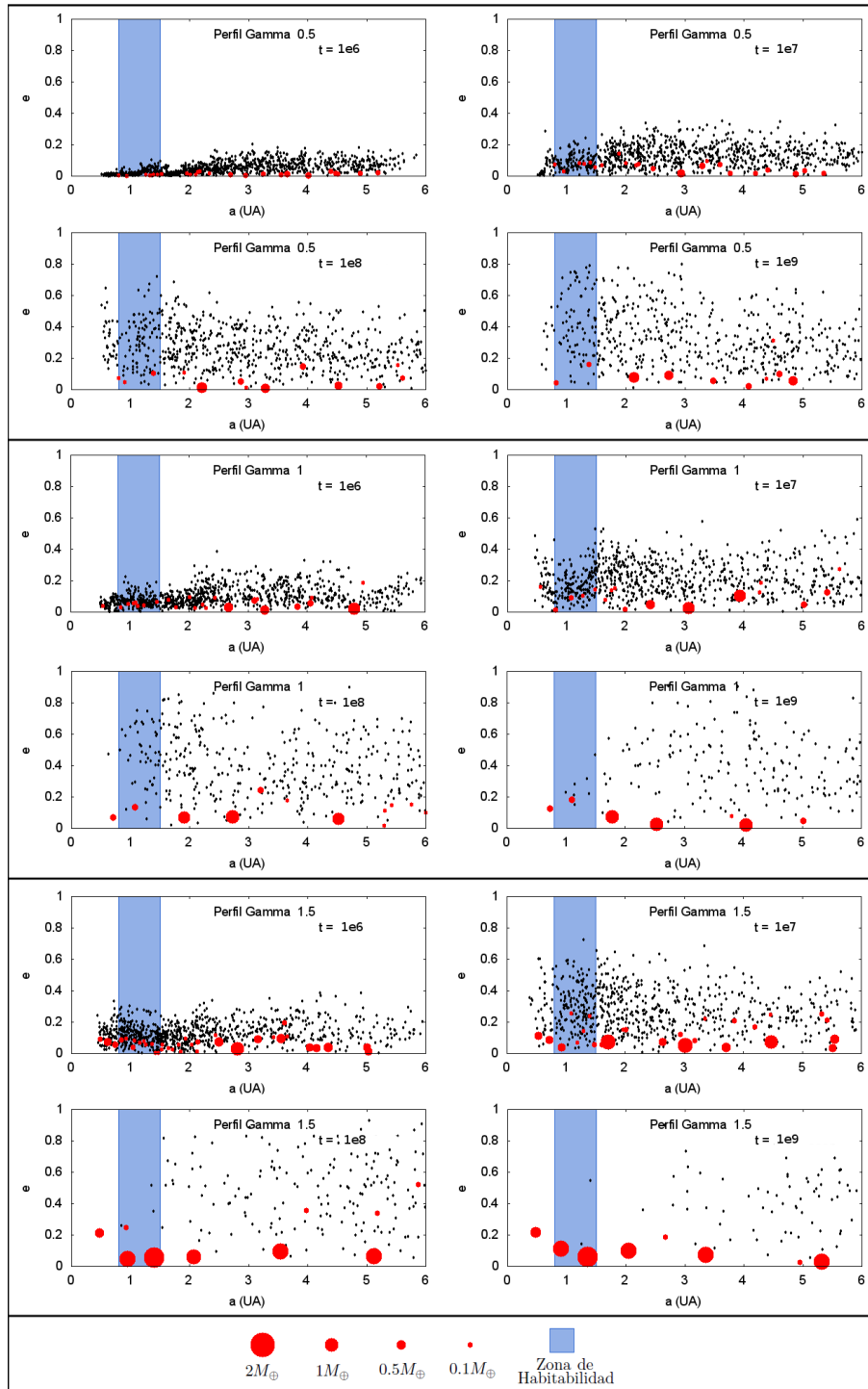


Figura 1. Evolución temporal de una simulación con $\gamma = 0.5$, $\gamma = 1$ y $\gamma = 1.5$ respectivamente. Los puntos negros representan a los planetesimales mientras que los rojos se refieren a los embriones planetarios. Pueden observarse diferencias en cuanto a las escalas de tiempo de acreción, estado de excitación del disco y masa media de los embriones finales. El tiempo está medido en años.

PRESENTACIÓN MURAL

Estudio de la Evolución de los Troyanos de Neptuno

E. Tello Huanca¹, R.P. Di Sisto^{1,2} & A. Brunini^{1,2}

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

(2) *IALP-CCT La Plata-CONICET-UNLP.*

Abstract. Neptune Trojans are objects that share the orbit with the planet Neptune and are in a neighborhood of the Lagrangian points L4 and L5 located 60° “front” and 60° “behind” the planet in its orbit. So far there have been only eight Neptune Trojans. However stability studies indicate that this population should be large. In this work we report numerical simulations of the evolution of fictitious Neptune Trojans, to detect areas of stability and instability of the population and study the production of the escape of Trojans over the life of the Solar System.

Resumen. Los Troyanos de Neptuno son objetos que comparten la órbita con el planeta Neptuno y se encuentran en un entorno de los puntos de Lagrange L4 y L5 situados 60° “delante” y 60° “detrás” del planeta en su órbita. Hasta el momento se han observado sólo ocho Troyanos de Neptuno. Sin embargo los estudios sobre la estabilidad de esta población indican que debería ser muy numerosa. En el presente trabajo realizamos simulaciones numéricas de la evolución de Troyanos de Neptuno ficticios, para detectar las zonas de estabilidad e inestabilidad de la población y estudiar cómo se produce el escape de los Troyanos a lo largo de la vida del Sistema Solar.

1. Introducción

En 2001 se descubrió el primer Troyano de Neptuno en L4 y fue bautizado con el nombre de 2001 QR322. Desde entonces se han descubierto 5 más en L4 y sólo 2 en L5. En la Tabla 1 se muestran los Troyanos descubiertos hasta el presente:

Prov.	Des.	Ln	q	Q	H	Epoch	M	Peri.	Node	Incl.	e	a	Opps.	Ref.
2001	QR322	L4	29.480	31.233	8.2	20120930	60.19	167.2	151.6	1.3	0.029	30.357	6	MPO157352
2004	KY18	L5	24.548	35.668	8.9	20120930	61.19	294.2	235.6	13.6	0.185	30.108	3	MPO201684
2004	UF10	L4	29.329	31.231	8.8	20120930	344.95	3.5	34.8	1.4	0.031	30.280	3	MPO157407
2005	TN53	L4	28.176	32.347	9.1	20120930	296.74	84.7	9.3	25.0	0.069	30.262	3	MPO138067
2005	TC74	L4	28.639	31.855	8.5	20120930	278.68	300.3	169.4	5.2	0.054	30.262	4	MPO157430
2006	RJ103	L4	29.276	31.085	7.5	20120930	257.00	17.5	120.9	8.2	0.030	30.151	3	MPO157446
2007	VL305	L4	28.130	32.260	8.0	20120930	359.24	217.6	188.6	28.1	0.068	30.195	5	MPO196693
2008	LC18	L5	27.327	32.472	8.4	20120930	173.13	7.8	88.5	27.6	0.086	29.900	2	MPO181243

Tabla 1. Troyanos de Neptuno hasta septiembre de 2012 (<http://www.minorplanetcenter.net>)

Existen diversos trabajos concernientes a la formación, origen y estabilidad de los Troyanos de Neptuno y en general sugieren que debería ser una población

relativamente grande, incluso aun mayor que la de los Troyanos de Júpiter. Sheppard & Trujillo (2010) realizaron un “survey” observacional con los telescopios Subaru de 8.2 m y Magallanes de 6.5 m detectando 5 Troyanos en L4 y 1 en L5. A partir de esto, dichos autores derivaron la distribución de tamaño acumulada (CSD) de los Troyanos de Neptuno. Asumiendo un albedo de 0.05, Sheppard & Trujillo (2010) estimaron que la CSD está dada por $N(> D) \propto D^{-4}$ para objetos con diámetros $D > 45$ km y en $D \sim 45$ km, la CSD tiene un quiebre, análogo a lo encontrado en otras poblaciones de pequeños cuerpos. Además estiman que podría haber alrededor de 400 Troyanos de Neptuno con diámetros $D > 100$ km.

Los Troyanos de Neptuno son una población estable, y por tanto se espera que existan un gran número de objetos que han sobrevivido por la edad del Sistema Solar. En este trabajo vamos a estudiar la estabilidad de esta población para detectar los Troyanos que pueden escapar y pasar a ser parte de otras poblaciones de pequeños cuerpos del Sistema Solar y estimar entonces su tasa de escape.

2. Simulación numérica

La primera etapa del trabajo consiste en la integración numérica de Troyanos ficticios en la resonancia. Para ello tomamos como referencia los trabajos de Zhou et al. (2009, 2011). En el primer trabajo, los autores estudian las órbitas de los Troyanos de Neptuno, dando una visión de la estabilidad de la población según la inclinación y muestran mapas de estabilidad donde se observan tres regiones estables, con inclinaciones entre los intervalos $(0^\circ; 12^\circ)$, $(22^\circ; 36^\circ)$ y $(51^\circ; 59^\circ)$, donde sería esperable encontrar Troyanos. En el segundo trabajo, los autores estudian la estabilidad global de los Troyanos según la excentricidad e inclinación. Para hacer esto, Zhou et al. (2011) realizan simulaciones con el fin de obtener la dependencia del centro de libración (σ_c) con la excentricidad e inclinación. En la Figura 1 se muestran sus resultados.

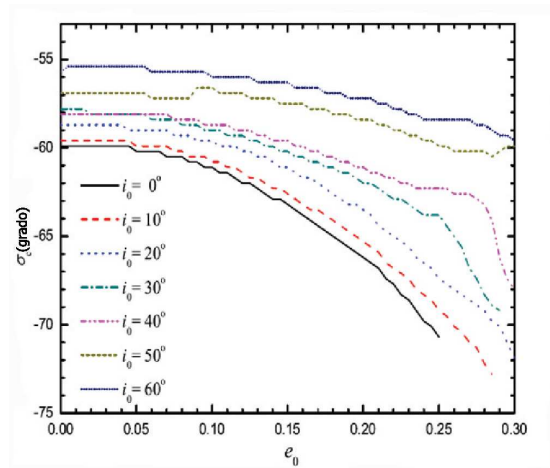


Figura 1. Variación del centro de libración (σ_c) con respecto a la excentricidad e inclinación. Extraído de Zhou et al. (2011).

Los elementos orbitales iniciales de los Troyanos a integrar fueron extraídos de los trabajos de Zhou et al. (2009, 2011) teniendo en cuenta la Figura 1. Es importante remarcar que esta simulación corresponde sólo a Troyanos en L5. Definimos una grilla de elementos orbitales de anchos $\Delta e = 0.01$ (e =excentricidad), $\Delta a = 0.01\text{UA}$ (a =semieje mayor) y $\Delta i = 2.5^\circ$ (i =inclinación), con $29.9 \text{ UA} \leq a \leq 30.49 \text{ UA}$, $0 \leq e \leq 0.25$ y $0^\circ \leq i \leq 60^\circ$. El argumento del perihelio $\omega = \omega_N - 60^\circ$, la longitud del nodo ascendente $\Omega = \Omega_N$ y la anomalía media $M = M_N + 60^\circ + \sigma_c$, donde σ_c se obtiene a partir de la Figura 1 y el subíndice N corresponde a Neptuno.

En total obtuvimos 31380 órbitas de los Troyanos ficticios que entrarían en nuestra simulación numérica. Para la integración numérica utilizamos el integrador EVORB (Fernández et al. 2002), considerando sólo los planetas gigantes: Júpiter, Saturno, Urano y Neptuno, con un paso de 0.5 años. Integramos el sistema durante 4.5×10^9 años en el punto de Lagrange L5. Esta integración nos llevó un tiempo aproximado de 2 a 3 meses. El criterio de corte para el programa, es un encuentro con un planeta a menos de 1 radio de Hill, eyección o colisión con un planeta o el Sol.

3. Resultados

De las 31380 partículas iniciales, el 82 % escaparon de la población de Troyanos debido a un encuentro con un planeta y el resto permanecieron en la integración al término de la simulación. De las partículas que escaparon, el 58.8 % lo hicieron debido a encuentros con Neptuno (planeta con el que comparten la órbita), el 23.44 % debido a encuentros con Urano, y una pequeña fracción de 0.0032 % por encuentros con Saturno. A partir de los archivos de salida de nuestra simulación, calculamos las partículas escapadas respecto a las sobrevivientes y realizamos un gráfico de esta proporción como función del tiempo en la Figura 2. Se puede ver que al principio escapan una gran cantidad de partículas debido a que la grilla inicial barre una zona más amplia de la región de Troyanos y no la población real y por tanto esta parte de la curva es arbitraria. Luego de 10^9 años la curva comienza a ser una recta estabilizándose la fracción de escapes y siendo entonces significativa. Ajustando una relación lineal $Y(t) = s t + b$ a esta curva se puede entonces estimar la tasa de escape actual de la población. El valor de la pendiente obtenido luego del ajuste de la curva está dada por $s = 3.79652 \times 10^{-10} \text{ año}^{-1}$ con un error $\epsilon = \pm 1.37 \times 10^{-12} \text{ año}^{-1}$ y el valor de la ordenada al origen viene dada por $b = 3.0589$ con un error $\epsilon = \pm 0.003392$. La pendiente (s) representa la tasa de escape.

Si consideramos que hay 400 Troyanos con diámetros $D > 100 \text{ km}$ (Sheppard & Trujillo 2010), entonces la tasa de escape de Troyanos con $D > 100 \text{ km}$ es de $1.5 \times 10^{-7} \text{ año}^{-1}$, es decir que escapan ~ 2 Troyanos mayores que 100 km cada 10^7 años. Tomando como referencia las regiones de estabilidad encontradas por Zhou et al. (2009), adoptamos dichas regiones para separar las partículas en cada una de ellas y las agrupamos según estos rangos. En la Figura 2 graficamos la fracción de partículas que escapan de las diferentes zonas de estabilidad definidas por Zhou et al. (2009). Se puede observar que las regiones más estables están entre el rango de inclinaciones: $(0^\circ; 12^\circ)$, $(22^\circ; 36^\circ)$, $(51^\circ; 59^\circ)$. Luego de 4.5×10^9 años, estas tres regiones conservan más de un 20 % de los objetos ini-

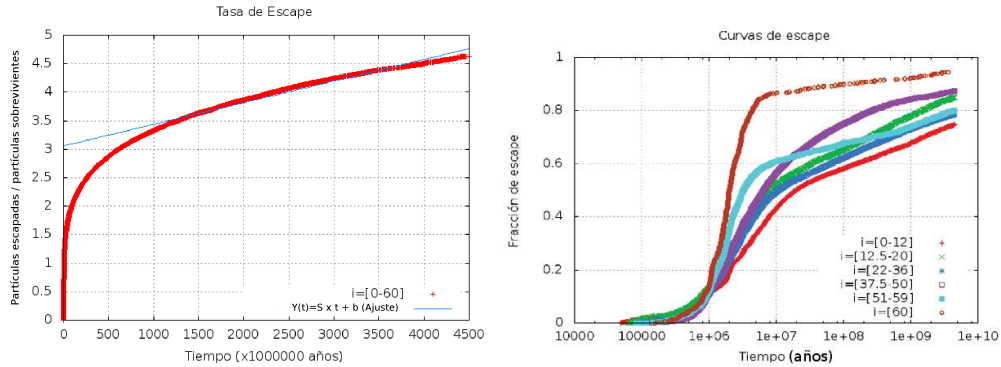


Figura 2. *Izquierda:* Tasa de Escape de las partículas en torno a L5.
Derecha: Fracción partículas que escapan según las zonas de estabilidad.

ciales. Por otra parte, la región de inclinación ($0^\circ; 12^\circ$) resulta ser la más estable mientras que la región de inclinación más inestable es la de 60° .

Además realizamos los mapas de estabilidad con los archivos de salida de nuestra simulación que se representan en la Figura 3. Pueden verse según la escala de colores las diferentes zonas de estabilidad siendo las regiones azules las más estables. Notar en particular las zonas de estabilidad en inclinación definidas por Zhou et al. (2009). Además se muestran los dos Troyanos observados en L5, el asteroide KV18 ($a = 30.108$ UA; $e = 0.185$; $i = 13.6^\circ$) y el asteroide LC18 ($a = 29.9$ UA; $e = 0.086$; $i = 27.6^\circ$).

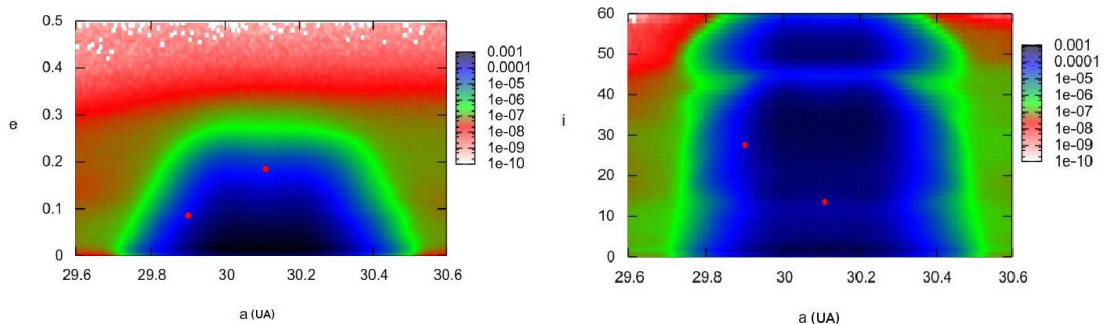


Figura 3. Mapa de estabilidad, (a vs e) y (a vs i). La paleta de colores representa zonas de diferente estabilidad, siendo el color azul representativo de las regiones más estables.

4. Bibliografía

- Sheppard, S., & Trujillo, C. 2010, ApJL,723,L233
 Zhou, L., Dvorak, R., & Sun, Y. 2009, MNRAS, 398,1217
 Zhou, L., Dvorak, R., & Sun, Y. 2011, MNRAS, 410,1849
 Fernandez J.A., Gallardo T., & Brunini A., 2002, Icarus, 159, 358.

PRESENTACIÓN MURAL

Búsqueda de exoplanetas: ¿Cuán confiables son las observaciones obtenidas mediante telescopios terrestres?

C. von Essen¹, R. I. Páez² & J.H.M.M. Schmitt¹

(1) *Hamburger Sternwarte, Gojenbergsweg 112, 21029 HH - Germany*

(2) *FCAG - UNLP, Paseo del Bosque, B1900FWA - Argentina*

Abstract. The main goal of this work is to present a model that generates synthetic light curves of primary transits, comparable to real observations, to study transit timing variations (*TTV*). Considering that we can observe the sky from different virtual observatories, we simulated observations of primary transits caused by a hot-Jupiter. We artificially added a perturbation caused by an Earth-like exoplanet in a 3:2 mean motion resonance. These simulations would allow to analyze the degree of distortion that the light curves admit, in order to recover back the induced signal by the exoplanet.

Resumen. El objetivo de este trabajo es presentar un modelo de generación de curvas de luz sintéticas de tránsitos primarios, comparables con observaciones reales utilizadas para el estudio del método de variación en el instante de mínimo (*TTV*). Considerando que podemos observar el cielo desde diferentes observatorios virtuales, simulamos observaciones de tránsitos primarios causados por un Júpiter caliente, a las cuales le agregamos la perturbación causada por un planeta tipo terrestre en resonancia 3:2. Estas simulaciones permitirían analizar el grado de distorsión que admiten dichas curvas de luz, de forma que aún pueda recuperarse la señal inducida por el planeta terrestre.

1. Introducción

Observaciones espaciales, altamente precisas como las producidas por Kepler o CoRoT, marcaron una nueva era en la búsqueda de exoplanetas. Sin embargo, ninguna de las misiones espaciales fue diseñada para observar todo el cielo ni hacer un seguimiento de sistemas planetarios ya conocidos. Esto puede llevarse a cabo únicamente mediante telescopios terrestres.

Trabajos como Maciejewski et al. (2010) ó Maciejewski et al. (2011) afirman detección de *TTVs* utilizando observaciones obtenidas a través de condiciones de observación con alta dispersión fotométrica y breves. No obstante, creemos que la correcta detección de *TTVs* requeriría observaciones producidas bajo excelentes condiciones fotométricas, ya que la amplitud de la perturbación causada por un planeta tipo terrestre sobre un Júpiter caliente es apenas del orden del minuto. Además, del análisis de *TTVs* obtenido mediante el uso de observaciones producidas por Kepler se están revelando períodos de libración del orden

de cientos de días, por lo que tiempos prolongados de observación parecerían ser necesarios.

Esto nos motivó a crear un código capaz de producir curvas de luz sintéticas, afectadas por fuentes sistemáticas de ruido, para luego poder analizar los datos, ver bajo qué condiciones pueden recuperarse *TTVs* introducidas artificialmente y distinguir qué contextos son adecuados para este tipo de trabajos.

2. El código: generalidades

Para comenzar, el código necesita las propiedades del sistema a ser simulado: radio, coordenadas celestes y tipo espectral de la estrella huésped (*), semieje mayor a , inclinación i , período orbital P , radio, masa y un instante de mínimo del planeta que transita (*Trans*), y la masa y el orden de la resonancia del planeta perturbador (*Pert*), ya que consideramos un tercer cuerpo en resonancia $j : j+1$. La amplitud δt_{max} y período de libración P_{lib} de los TTVs son calculados siguiendo Agol et al. (2005):

$$\delta t_{max} \sim \frac{P}{4,5j} \frac{m_{Pert}}{(m_{Pert} + m_{Trans})} \quad P_{lib} \sim 0,5j^{-4/3} \left(\frac{m_{Trans}}{m_*} \right)^{-2/3} P_{Trans}$$

Agregamos entonces las perturbaciones a cada instante de mínimo para cada época i y alrededor de 600 épocas:

$$T_{o,i} = T_o + i \times P + \delta t_{max} \sin(2\pi i / P_{lib})$$

Sobre cada época perturbada $T_{o,i}$, los aspectos generales del programa son:

- Elige aleatoriamente uno de los observatorios virtuales disponibles.
- Chequea si $T_{o,i}$ sucede de noche. De ser así, chequea si la estrella se encuentra por arriba de 35 grados de latitud, para evitar efectos no lineales por masa de aire.
- Estima un tiempo de exposición considerando el filtro, el tamaño del espejo primario, el seeing y coeficiente de extinción medio, entre otros.
- Elige aleatoriamente el número de estrellas de referencia y le asigna un tipo espectral y una separación relativa a la estrella de ciencia, en función al tamaño del campo.
- Calcula aleatoriamente la duración de la observación. Así, no todos los tránsitos primarios aparecerán completos.
- Con el tiempo de exposición y la duración de la observación, calcula el "dominio" de las observaciones en días julianos, convirtiéndolo luego al sistema baricentral.
- Calcula los tránsitos primarios utilizando Mandel & Agol (2002), sobre los cuales diferentes fuentes de ruido sistemático serán estimadas y agregadas.

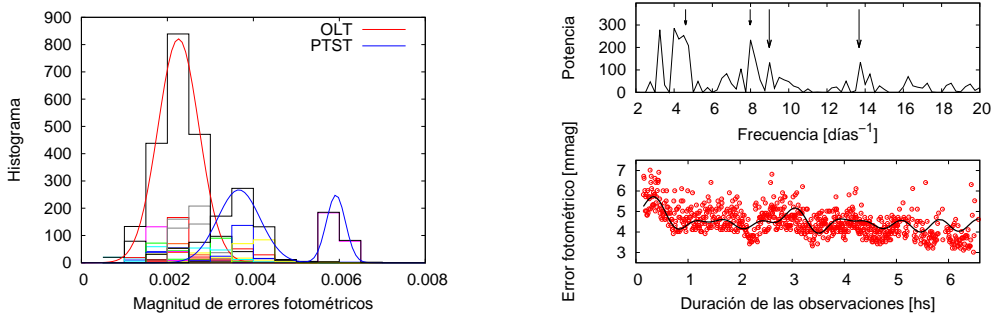


Figura 1. Izq.: ajuste gaussiano para determinar la magnitud de los errores. Der.: frecuencias principales para representar las fluctuaciones climáticas.

3. Fuentes de ruido

Consideramos D (diámetro del espejo primario), h_{obs} (altitud del observatorio sobre el nivel del mar), χ (masa de aire), κ (coeficiente medio de extinción), T temperatura efectiva y τ (tiempo de exposición).

3.1. Extinción atmosférica: primer y segundo orden

El primer orden depende principalmente de la masa de aire. Como la fotometría diferencial involucra por lo menos dos estrellas a diferentes elevaciones, un efecto residual puede verse en las curvas de luz, incrementándose a medida que la separación entre el objeto de ciencia y las estrellas de referencia aumenta. Un modelo de este efecto está dado por:

$$\log(AM_{mod}) = \frac{\kappa}{2,5} \left(\chi_* - \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \chi_i \right)$$

La absorción de la luz estelar, en su camino a través de la atmósfera terrestre, depende de la longitud de onda. Cuando la fotometría diferencial es llevada a cabo utilizando estrellas de diferente color, tal dependencia genera un efecto residual a segundo orden en la curva de luz. Un modelo de este efecto está dado, para cada estrella de referencia $i, i = 1, n$ y cada instante de observación j , por:

$$SO_{Mod} = C(T_*, \chi_{*,j}) / (\prod_{i=1}^n C(T_i, \chi_{i,j}))^{1/n}$$

3.2. Centelleo

Este efecto es causado por fluctuaciones a pequeña escala de la densidad del aire por gradientes de temperatura. Una estimación del ruido en la fotometría está dada por:

$$S = 0,0030 D^{-2/3} \chi^{3/2} e^{h_{obs}/h_o} \tau^{-1/2}$$

3.3. Errores fotométricos y variaciones en la calidad del cielo

Los errores fotométricos suelen calcularse a partir de errores individuales por propagación, por lo que las fluctuaciones en los errores debido a cambios climáticos durante las observaciones no desaparecen como en la fotometría diferencial,

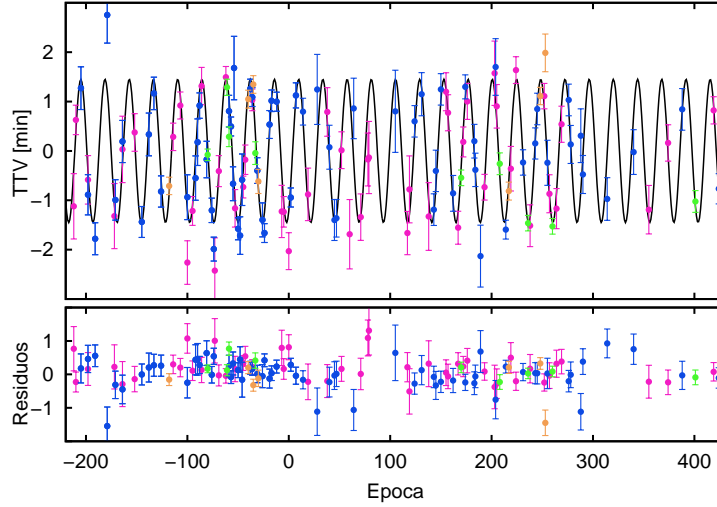


Figura 2. Arriba: Diagrama O-C (instante de mínimo observado - calculado) en minutos. Los filtros utilizados están codificados por color. Abajo: residuos, $\sigma_{res} \sim 1.5$ min.

sino que se amplifican. A partir de observaciones reales obtenidas mediante dos telescopios pertenecientes a nuestro grupo de investigación, realizamos un histograma sobre los errores al cual le ajustamos una función Gaussiana para tener una estimación de su magnitud. Además, para emular las variaciones de las condiciones climáticas, realizamos varios periodogramas sobre las mismas observaciones, obteniendo ciertas frecuencias principales. Con dichas contribuciones, se modelaron los errores involucrados en el modelo (Figura 1).

4. Resultados parciales y conclusiones

Obtenidas las curvas de luz sintéticas, a cada una de ellas se le ajustó un modelo de tránsito primario, mediante el cual se obtuvieron los instantes de mínimo. La Figura 2 muestra, en línea negra, la variación en el instante de mínimo introducida artificialmente, y en colores los instantes de mínimo ajustados.

Luego de realizar un primer análisis sobre todas las curvas de luz, identificamos los puntos cuyo residuo es inconsistente con cero como tránsitos incompletos y notablemente afectados por extinción, independientemente de la dispersión en las curvas de luz. Como la amplitud a identificar es también muy pequeña, creemos que es necesario, por lo pronto, el uso de curvas de luz completas y precisas para el correcto análisis de TTVs.

Referencias

- Agol E., et al., 2005, MNRAS, 359, 567
 Maciejewski G., et al., 2010, MNRAS, 407, 2625
 Maciejewski G., et al., 2011, MNRAS, 411, 1204
 Mandel K., Agol E., 2002, ApJ, 580, L171

PRESENTACIÓN ORAL

La producción de cráteres en el Sistema de Satélites de Saturno

M. Zanardi² & R.P. Di Sisto^{1 2}

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

(2) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas La Plata (FCAGLP-UNLP)*

Abstract. The saturnian satellite system has been observed by the Cassini-Huygens mission, in particular the impact craters on them. These satellites present a diversity of surfaces which could help us to understand about their history. To study the production of craters on these satellites, we develop a theoretical model from previous simulations and we obtain the contribution of Centaur objects to the production of craters. We calculate the number of craters for a given size and the greatest crater produced by Centaur objects. This allowed us to compare our theoretical results with the observations by the Cassini-Huygens and determine the origin of craters as well as constrain the size distribution of Centaurs.

Resumen. Los satélites de Saturno han sido observados con gran detalle por la misión Cassini-Huygens, en particular sus cráteres de impacto. Los satélites de Saturno presentan una gran diversidad de superficies que pueden dar pistas importantes para descubrir su historia. Con el objetivo de estudiar la producción de cráteres en estos satélites, desarrollamos un modelo teórico a partir de simulaciones numéricas previas y obtuvimos la contribución de Centauros a la producción de cráteres. Calculamos el número de cráteres según el tamaño y el cráter más grande producidos por Centauros. Esto nos permitió comparar nuestro resultado teórico con las observaciones de Cassini y determinar el origen de los cráteres y dar restricciones para la distribución de tamaños de los Centauros.

1. Introducción

La misión Cassini-Huygens ha observado en detalle el sistema de satélites de Saturno y ha podido realizar numerosos trabajos determinando sus parámetros físicos. El sistema de satélites presenta una gran diversidad de superficies y tamaños. Nuestro trabajo se concentra en los satélites medianos: Mimas, Encelado, Tetis, Dione, Rea, y Jápeto. Todos ellos están compuestos principalmente por hielo de agua y presentan superficies craterizadas. Kirchoff & Schenk (2009, 2010) analizaron las imágenes de Cassini y obtuvieron el número y la distribución de tamaños de los cráteres de estos satélites. Las fuentes de los cráteres en los satélites de los planetas exteriores pueden ser de origen heliocéntrico o

planetocéntrico. La fuente heliocéntrica más importante son los Centauros¹, que son pequeños cuerpos que provienen principalmente del Disco Dispersado (SD) en la Región Transneptuniana. Sus órbitas pueden cruzar la órbita de Neptuno y evolucionar hacia la zona planetaria y así colisionar con los satélites produciendo cráteres en ellos. La fuente secundaria de los Centauros son los Plutinos. Estudiamos la producción de cráteres en los satélites medianos de Saturno producidos por Centauros provenientes del SD y por los Plutinos escapados. Comparamos nuestros resultados teóricos con el recuento de cráteres de las imágenes de Cassini a fin de determinar para cada satélite la contribución de la población actual de Centauros, el origen de los cráteres y sus características.

2. Método

Consideramos como principal fuente impactora los objetos Centauros provenientes del SD y como secundaria los Plutinos escapados. Para definir el número de objetos del disco dispersado (SDOs) nos basamos en los trabajos de Parker & Kavelaars (2010 a,b) que derivan el número máximo de poblaciones distantes. Consideramos que la función de distribución de tamaños presenta un quiebre en diámetros $d \sim 60$ km (Bernstein et al. 2004) y tomamos dos exponentes límites para $d < 60$ km. Entonces, el número acumulado de SDOs está dado por:

$$\begin{aligned} N(> d) &= C_0 \left(\frac{1\text{km}}{d} \right)^{s_2-1} && \text{para } d \leq 60\text{km}, \\ N(> d) &= 3,5 \times 10^5 \left(\frac{100\text{km}}{d} \right)^{s_1-1} && \text{para } d > 60\text{km}, \end{aligned} \quad (1)$$

donde $C_0 = 3,5 \times 10^5 100^{s_1-1} (60)^{s_2-s_1}$ por continuidad para $d = 60$ km, $s_1 = 4,7$ y $s_2 = 2,5$ y $3,5$.

Para estudiar las colisiones de los Centauros con los satélites utilizamos resultados de la simulación numérica de Di Sisto & Brunini (2007) en la que se integran 1000 SDOs bajo la influencia del Sol y los cuatro planetas gigantes y se estudia su evolución en la zona de Centauros. Además, utilizamos el método descrito en Di Sisto & Brunini (2011) para calcular las colisiones con los satélites. El tamaño de un cráter depende del tamaño del impactor a través de una ley empírica obtenida a partir de experimentos de laboratorios. Consideramos la forma general de Holsapple & Housen (2007)

$$D_t = K_1 \left[\left(\frac{gd}{2v_i^2} \right) \left(\frac{\rho_t}{\rho_i} \right)^{\frac{2\nu}{\mu}} + K_2 \left(\frac{Y}{\rho_t v_i^2} \right)^{\frac{2+\mu}{2}} \left(\frac{\rho_t}{\rho_i} \right)^{\frac{\nu(2+\mu)}{\mu}} \right]^{-\frac{\mu}{2+\mu}} d, \quad (2)$$

siendo g la gravedad del satélite y ρ_t su densidad, mientras ρ_i y v_i son la densidad y velocidad del impactor respectivamente. Por otra parte, dos exponentes, $\mu = 0,38$ y $\nu = 0,397$, y la constante, $K_1 = 1,67$, caracterizan la composición del blanco, que hemos tomado como hielo. Para la cohesión consideramos para el

¹Los Centauros son objetos con distancias perihélicas entre 5 y 30 UA

hielo el módulo de Young $Y = 1,5 \times 10^5 \text{ dyn/cm}^2$ y la constante $K_2 = 0,351$. El primer término de la ley de cráteres es una medida de la gravedad del blanco y el segundo término indica la importancia de la cohesión del blanco. Entonces, si el primer término es más grande que el segundo, el cráter se produce bajo el régimen gravitatorio y en caso contrario bajo el régimen de cohesión. El límite entre ambos regímenes, correspondiente al diámetro $D = D_l$, se obtiene igualando ambos términos. En los cráteres grandes ocurre un fenómeno adicional en el cual el cráter simple debido a fuerzas gravitacionales se transforma en un cráter complejo. El diámetro de transición de cráter simple a complejo está dado por $D^* = \frac{2g_g}{g}$ (Kraus et al. 2011), donde g_g es la gravedad superficial de Ganímedes. Entonces el diámetro final del cráter D_f para $D_t > D^*$ es:

$$\frac{D_f}{D_t} = 1,575 \left(\frac{D_t}{D^*} \right)^{0,042} \quad (3)$$

Hemos considerado para los satélites medianos la ley de cráteres para hielo y tomamos como densidad del impactor $\rho_i = 1 \text{ gr/cm}^3$.

2.1. Resultados y Conclusiones

Los resultados para los satélites estudiados se pueden ver en la tabla 1 donde se muestra el diámetro del cráter de transición entre el régimen de cohesión y el gravitatorio (D_l), el cráter de transición de simple a complejo (D^*) y el impactor y cráter más grande (d_m y D_m respectivamente) dependiendo del índice s_2 . Los cráteres de tamaño kilométrico se producen bajo el régimen gravitatorio.

Satélite	D_l	D^*	d_m	D_m	g	ρ_t	v_i
			$s_2=2.5 - 3.5$	$s_2=2.5 - 3.5$			
Mimas	0.254	44.8	0.7 - 4.3	16.0 - 113.4	6.37	1.149	25.1
Encelado	0.101	25.2	0.9 - 4.9	15.4 - 102.3	11.34	1.609	22.2
Tetis	0.129	19.5	2.4 - 8.6	59.3 - 184.5	14.62	0.985	20.1
Dione	0.054	12.3	2.3 - 8.6	46.6 - 145.2	23.20	1.478	17.8
Rea	0.057	10.9	3.2 - 10.3	60.7 - 169.9	26.34	1.237	15.3
Jápeto	0.076	12.8	1.8 - 7.3	30.1 - 103.1	22.35	1.088	6.9

Tabla 1. Diámetro de transición D_l (entre el régimen de cohesión y el gravitatorio) y D^* , diámetro de transición entre cráter simple a complejo, diámetro del impactor y cráter más grande d_m , D_m , respectivamente todos en [km]. Densidad media ρ [gr/cm^3], gravedad superficial g [cm/s^2] y velocidad relativa de colisión v_i [km/s].

En la Fig. 1 se muestra el número acumulado de cráteres sobre todos los satélites. Las curvas superiores corresponden al número de cráteres obtenido usando $s_2 = 3,5$ y las curvas inferiores corresponden a $s_2 = 2,5$.

De las ecuaciones podemos derivar la dependencia del número acumulado de colisiones ($N_c > D$) con el diámetro del cráter (D) para todos los satélites considerando ambos regímenes, siendo

$$\begin{aligned} N_c(> D) &\propto D^{-1,5} && \text{para} && D < D_l, \\ N_c(> D) &\propto D^{-1,786} && \text{para} && D > D_l, \end{aligned}$$

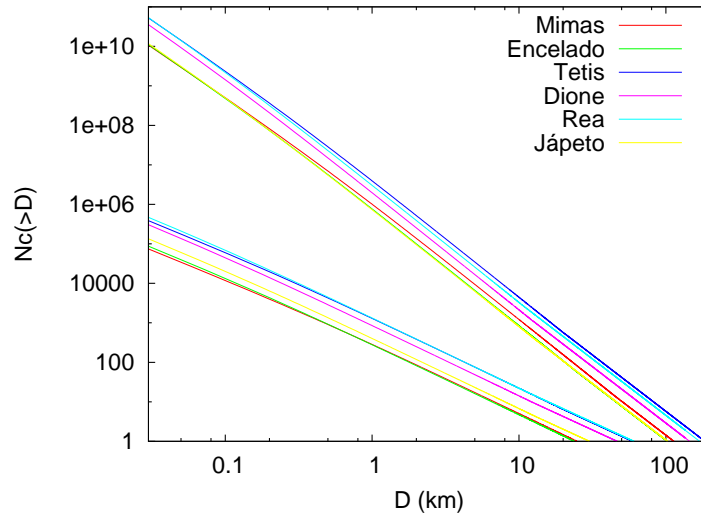


Figura 1. Número acumulado de cráteres con diámetros más grande que D producidos por Centauros provenientes del SD. Las curvas superiores corresponden a $s_2 = 3,5$ y las inferiores a $s_2 = 2,5$.

para $s_2 = 2,5$, y

$$\begin{aligned} N_c(> D) &\propto D^{-2,5} && \text{para } D < D_l, \\ N_c(> D) &\propto D^{-2,976} && \text{para } D > D_l. \end{aligned}$$

para $s_2 = 3,5$. Comparando nuestros resultados teóricos con las observaciones de los trabajos de Kirchoff & Schenk (2009, 2010) notamos que el número de cráteres calculados para $s_2 = 3,5$ es más cercano al número de cráteres observado. En cambio para $s_2 = 2,5$ los números son inconsistentes con las observaciones. Comparando la distribución de cráteres calculada con la observada para diferentes rangos de tamaños, podemos decir que para objetos con $d < 60$ km, el índice $s_2 = 3,5$ es apropiado para diámetros del impactador $d \geq 0,3 - 1,5$ km. Pero para diámetros muy pequeños, $d \leq 0,3 - 1,5$ km es más apropiado el valor de $s_2 = 2,5$. De este modo, nuestros resultados sugieren que la distribución de tamaños de los SDOs debería tener un quiebre en $d \sim 0,3 - 1,5$ km.

Referencias

- Bernstein, G.M., et al. 2004, *AJ*, 128, 1364.
 Di Sisto, R. P. & Brunini, A. 2007, *Icarus*, 190, 224.
 Di Sisto, R. P. & Brunini, A. 2011. *A&A*, 534, A68.
 Holsapple, K.A. & Housen, K.R. 2007, *Icarus* 187, 345-356.
 Kirchoff, M.R & Schenk, P. 2009, *Icarus*, 202, 656-668.
 Kirchoff, M.R & Schenk, P. 2010, *Icarus*, 206, 485-497.
 Kraus, R.G., Senft, L.E. and Stewart, S.T. 2011. *Icarus* 214, 724-738.
 Parker A.H.& Kavelaars, J.J., 2010(a) *A&A*, 122, 549-559.
 Parker A.H.& Kavelaars, J.J., 2010(b) *Icarus*, 209, 766-770.

Parte V

Cosmología

TRABAJO INVITADO

Dark Energy and Inhomogeneous Cosmological Models

Santiago Esteban Perez Bergliaffa

Departamento de Física Teórica, Instituto de Física, Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Brasil.

Abstract. Several possibilities to explain recent cosmological data pointing to an accelerated expansion of the universe (in the framework of the standard cosmological model) are briefly discussed. Particular attention is paid to inhomogeneous cosmological models.

1. Introduction

The standard cosmological model (SCM) furnishes a very good phenomenological description of the evolution of the universe, spanning approximately 10^{10} years (see for instance (Weinberg 2008; Ellis et al. 2012)). Although it was apparent already in the mid 90s that the model suffered from a serious age problem (see (Hoyle et al. 1997)), a clear indication that there was a missing ingredient came in 1998, with the pivotal observations of the dimming of the SNIa. To explain it, initially two positions were adopted, maintaining the hypothesis of homogeneity and isotropy of spacetime (which univocally determine the form of the metric, except for the scale factor and the 3-curvature, see for instance (Wald 1984)). The first one was to modify the left-hand-side of Einstein's equations, adding the matter necessary to yield a positive acceleration (see Sect.2.1.). The second possibility is to change the dynamics of the geometry, by postulating a theory that goes beyond General Relativity, while keeping the Friedmann-Lemâitre-Robertson-Walker (FLRW) metric. The most widely studied of these modifications, which will be discussed in Sect.2.2., are the $f(R)$ theories, where f is an arbitrary function of the curvature scalar, to be constrained by theory and observation (See for instance (de Felice & Tsujikawa 2010; Perez Bergliaffa 2006; Teppa Pannia & Perez Bergliaffa 2013)).

There is yet another possibility, in a sense more conservative than the two mentioned above: to give up one of the fundamental postulates of the SCM, namely that of the homogeneity of the matter distribution, hence opening the door to inhomogeneous cosmological models¹. Although there is plenty of observational support for isotropy (such as the distribution of radio galaxies, and the cosmic X-ray and microwave background), it is not possible to test homogeneity directly (see Fig.1). The simplest inhomogeneous model was studied first in

¹I will not discuss here the important issue of the possible backreaction of the small-scale structure on the large-scale dynamics, which may generate an accelerated expansion, see for instance (Clarkson et al. 2011).

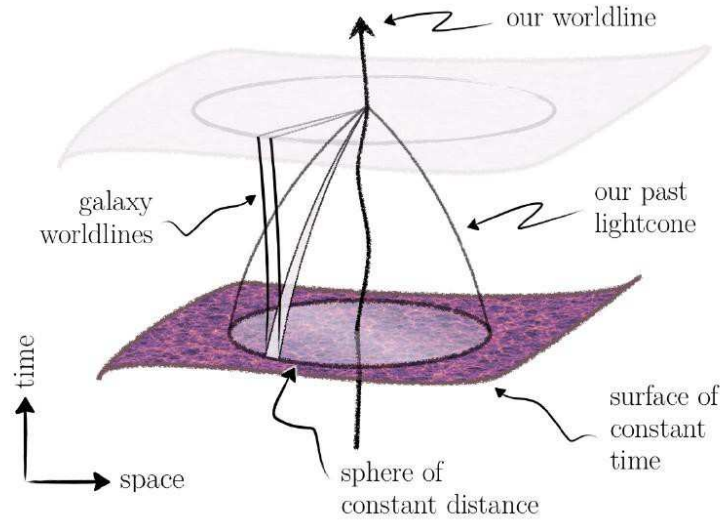


Figure 1. Our model of the universe is based on the homogeneity of the 3-surfaces at each constant value of t . Since we can only observe events on or past light cone, the hypothesis of homogeneity can only be tested in an indirect way (see for instance (Caldwell & Stebbins 2008; Uzan et al. 2008)). Figure reproduced from (Clarkson 2012).

(Lemâitre 1997), and rediscussed later by (Tolman 1934). It is an exact solution of GR with dust as a source. Since the Lemâitre-Tolman (LT) model is by far the most studied as an alternative to dark energy or modified gravity, I will restrict to it, leaving for the last section a brief mention of applications of other models to cosmology ². In Sect.2. the first two possibilities for the acceleration will be sketched. The basics of the LT model will be presented in Sect.3., and its applications in cosmology will be discussed in Sect.4.. Some coments and open problems will be listed presented in Sect.5..

2. Accelerated expansion in the framework of the SCM

In this section a brief discussion about two ways of describing an accelerated expansion in the framework of the FLRW model will be presented. The corresponding metric is given by

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \right] \quad (1)$$

where $a(t)$ is the scale factor, and k is the curvature of the $t = \text{constant}$ section.

²For a review of inhomogeneous models in Astronomy and Cosmology see (Bolejko et al. 2009)

2.1. Dark energy

Using the metric given in Eqn.(1) in Einstein's equations, it follows that

$$H^2 \equiv \left(\frac{\dot{a}}{a}\right) = \frac{8\pi}{3}\rho - \frac{k}{a^2}, \quad \frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi}{3}(\rho + 3p).$$

In order to have $\ddot{a} > 0$, the condition $\rho + 3p < 0$ must be satisfied. This is very easily achieved with a cosmological constant Λ , but the problem is that the quantum field theory calculation yields for Λ a value that is 10^{30} times larger (in units of mass) than the value that follows from observation (see for instance (Carroll 2004)).

Another way to source an accelerated expansion is by adding “dark energy” to the lhs of Einstein's equations. This is actually a generic name for many different possibilities (such as a scalar field with an adequate potential, fluids with unusual equations of state, and nonlinear electromagnetic fields, among others). See a list of candidates at (Li et al. 2011), each of which has its own advantages and disadvantages.

2.2. $f(R)$ theories

Another possibility to describe an accelerated expansion in the framework of the FLRW metric is to modify the equations of motion for the gravitational field. This possibility was first discussed in the case of $f(R)$ theories in (Capozziello & Fang 2002). In the metric version (see for instance (Perez Bergliaffa 2011)) the equations of motion are given by

$$\frac{df}{dR}R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}fg_{\mu\nu} - [\nabla_\mu\nabla_\nu - g_{\mu\nu}\square] \frac{df}{dR} = 8\pi T_{\mu\nu},$$

where $T_{\mu\nu}$ is the energy-momentum tensor of the matter. In the case of the metric given in Eqn.(1), these equations may be written as

$$3AH^2 = \frac{8\pi}{3}(\rho_m + \rho_r + \rho_f), \quad -2A\dot{H} = \frac{8\pi}{3} \left(\rho_m + \frac{4}{3}\rho_r + \rho_f + p_f \right),$$

where ρ_m (ρ_r) is the matter (radiation) energy density, A is a constant, and

$$\frac{8\pi}{3}\rho_f \equiv \frac{1}{2}(f'R - f) - 3H\dot{f}' + 3H^2(a - f'),$$

$$\frac{8\pi}{3}p_f \equiv \ddot{f}' + 2H\dot{f}' - \frac{1}{2}(f'R - f) - (3H^2 + 2\dot{H})(A - f'),$$

are the effective energy density and pressure associated to f , which satisfy the continuity equation $\dot{\rho}_f + 3(\rho_f + p_f) = 0$. Defining $\omega_f = p_f/\rho_f$, it follows from these equations that

$$\omega_f = -\frac{2A\dot{H} + 3AH^2 + 8\pi\rho_r/9}{3AH^2 - 8\pi(\rho_m + \rho_r)/3}.$$

Several forms of $f(R)$ have been proposed in the literature to furnish $\omega_f \leq 1$ at the current epoch, as well as satisfying other desirable conditions. Among them, we can cite the ones in (Starobinsky 2007; Hu & Sawicki 2007). Perhaps the most important problem with this modification of GR is the huge freedom in the dependence of f with R .

3. Lemâitre-Tolman model

The LT model is a spherically symmetric nonstatic solution of Einstein's equations with dust as a source³. The metric of the LT model is given by

$$ds^2 = -dt^2 + \frac{a_{\parallel}^2(t, r)}{1 - k(r)r^2} dr^2 + a_{\perp}^2(t, r)r^2 d\Omega^2, \quad (2)$$

where the radial and angular scale factors are related by $a_{\parallel} = (ra_{\perp})'$, and the prime denotes derivative wrt r ⁴. The curvature $k(r)$ is one of the free functions of the model. Notice that the homogeneous FLRW model is a sub-case of this metric, with $a_{\parallel}^2 = a_{\perp}^2 = a(t)$, and $k = 0, \pm 1$.

The Hubble rates are defined by⁵

$$H_{\perp}(t, r) = \frac{\dot{a}_{\perp}}{a_{\perp}}, \quad H_{\parallel}(r, t) = \frac{\dot{a}_{\parallel}}{a_{\parallel}},$$

where a dot denotes derivative wrt t . From Einstein's equations,

$$H_{\perp}^2 = \frac{M}{a_{\perp}^3} - \frac{k}{a_{\perp}^2}, \quad (4)$$

where $M(r)$ is another free function, and

$$8\pi G\rho(r, t) = \frac{(Mr^3)_{,r}}{a_{\parallel}a_{\perp}^2r^2}. \quad (5)$$

Introducing the density parameters

$$\Omega_k(r) = -\frac{k}{H_{\perp 0}^2}, \quad \Omega_m(r) = -\frac{M}{H_{\perp 0}^2},$$

Eqn.(4) takes the form

$$\frac{H_{\perp}^2}{H_{\perp 0}^2} = \Omega_m a_{\perp}^{-3} + \Omega_k a_{\perp}^{-2}, \quad (6)$$

with $\Omega_m(r) + \Omega_k(r) = 1$. Eqn.(6) can be integrated to yield

$$t - t_B(r) = \frac{1}{H_{\perp 0}(r)} \int_0^{a_{\perp}(r)} \frac{dx}{\sqrt{\Omega_m(r)x^{-1} + \Omega_k(r)}}. \quad (7)$$

³A very good introduction of the LT model can be found in (Plebanski & Krasinski 2006).

⁴This form is convenient for applications in cosmology. The traditional form of the metric in comoving coordinates, and in the synchronous time gauge is

$$ds^2 = dt^2 - \frac{R_{,r}^2}{1 + 2E(r)} dr^2 - R^2(t, r)(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \quad (8)$$

where $E(r)$ is an arbitrary function, and $R_{,r} = \partial R / \partial r$.

⁵The notation used in (February et al. 2010) is adopted here.

The free function t_B is associated to a decaying mode for linear perturbations about FRW backgrounds. It is usually set equal to zero, since otherwise at early times the Universe becomes extremely inhomogeneous, thus contradicting the picture furnished by inflation (see for instance Zibin (2008)). Eqn.(6) can be integrated, yielding $H_{\perp 0}(r)$ in terms of t_0 (the age of the universe), Ω_k and Ω_r . To calculate the expansion factors in (3) and express the results in terms of the redshift z , the equations for the radial geodesics of the photons are needed. They are given by

$$\frac{dt}{dz} = -\frac{1}{(1+z)H_{\parallel}}, \quad \frac{dr}{dz} = \frac{\sqrt{1-kr^2}}{(1+z)a_{\parallel}H_{\parallel}}.$$

An algorithm to solve for the geometry in terms of the redshift is as follows (February et al. 2010):

- An appropriate profile $\Omega_m(t_0, r)$ is chosen, thus fixing $\Omega_k(r)$ and $H_{\perp 0}(r)$.
- The integral in Eqn.(7) yields $a_{\perp}(t, r)$ for each pair (t, r) .
- The radial expansion factor follows from $a_{\parallel} = (ra_{\perp})'$, hence completing the determination of the metric functions, and permitting the calculation of H_{\parallel} .
- The functions $t(z)$ and $r(z)$ are obtained from the integration of the geodesic equations from $z = 0$ with initial conditions $t(z = 0) = t_0$ and $r(z = 0) = 0$.

In the next section, some comments on use of the LT model in cosmology will be presented.

4. Applications of the LT model in cosmology

Large-scale inhomogeneities were used to describe the dimming of the SNIa shortly after the publication of the SNIa data (Pascual-Sánchez 1999; Célérier 2000)⁶. In order to understand why the LT model is useful to fit these data, the arrangement introduced (Tomita 2000) is very helpful (see Fig.2). However, as shown in (Célérier 2000), LT models are completely degenerate wrt the SNIa data. That is why there has been a plethora of papers that try to adjust the models with other data, such as those coming from baryon acoustic oscillations, the cosmic microwave background, and galaxy correlations^{7,8}. In most of them, the void joins smoothly a flat FLRW geometry, and has a scale of 1-2 Gpc⁹. It is also assumed that the observer is at most tens of Mpc from the center of the

⁶For a pre-1998 application see (Moffat & Tatarski 1992).

⁷A list of more than 100 references can be found in (Clarkson 2012).

⁸Other observables that can discriminate between the standard model and the LT model are the redshift drift and the cosmic parallax, see (Quercellini et al. 2012).

⁹There are some claims that a *hump* (as opposed to a void) could also work, see (Célérier et al. 2010).

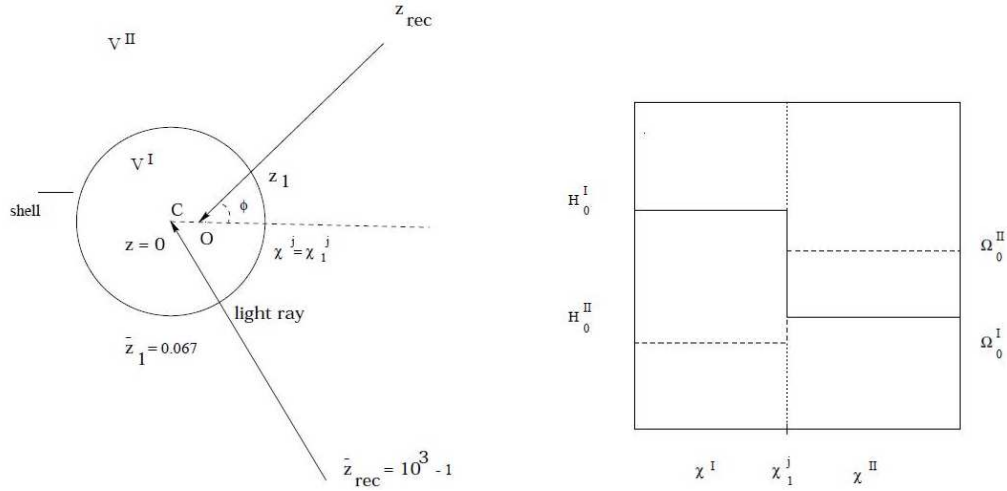


Figure 2. The model in (Tomita 2000) consists of of an inner homogeneous region glued to an outer one by a single shell. The density and Hubble parameters in the inner region are assumed to be smaller and larger, respectively, than those in the outer region. Both regions decelerate but, due to the fact that the void-like low-density inner region expands faster than the outer region, there is an apparent acceleration. *Left:* Different regions in the spacetime by Tomita.

Right: Values of H_0 and Ω_0 in the the spacetime by Tomita. Figures reproduced from (Tomita 2000)

inhomogeneity, due to the observed quasi-isotropy of the CMB temperature. The fine tuning involved in this assumption, which is roughly $(40 \text{ Mpc}/15 \text{ Gpc})^3 \approx 10^{-8}$ is to be compared to that mentioned above related to the comological constant.

Due to the need of abandoning the FLRW model to interpret the data and use the LT model instead (among other things), it took sometime to show that the simple LT scenario could not account for observations (see (Moss et al. 2011; Zumalacárregui et al. 2012)). However, the results in (Moss et al. 2011) have been challenged in (Clarkson & Regis 2011), where it was shown from the analysis of the small-scale CMB that the influence of radiation on the dynamics of the model cannot be neglected, and that the low value of H_0 at the center which seemed to be enforced by the CMB data was a consequence of modelling the spacetime as a separate LT dust model embedded in radiation filled FLRW. An important consequence of the results in (Clarkson & Regis 2011) is that, since matter and radiation are not comoving in an inhomogeneous universe, a two-fluid model with this feature is to be used, which is considerably more complex than the dust LT model¹⁰, and needs the inhomogeneous radiation profile as an input.

¹⁰See for instance (Marra & Pääkkönen 2012)

5. Outlook

We have seen that inhomogeneous models may be capable of describing the data that, when interpreted in the framework of the SCM, call for more exotic alternatives (such as a cosmological constant, dark energy, or modified gravity). Recent results indicate that the LT model with dust as a source is a very simplistic descriptions of inhomogeneity, and more complex models (such as those taking into account an inhomogeneous distribution of radiation) may be needed. It must be stressed though that models with radial inhomogeneity only may turn out to be not enough, and other spacetimes with less symmetries may have to be used ¹¹.

Even restricting to LT models, there is a series of important issues that are still not understood or sufficiently developed. Among them, we can cite perturbation theory (Clarkson et al. 2009), and the creation of voids of the required size in the light of inflation (Nadathur & Sarkar 2011).

Agradecimientos. SEPB would like to acknowledge support from FAPERJ, CNPQ and CLAF. He thanks the Organizing Committee of the AAA for a very nice and interesting meeting.

References

- Bolejko K., et al., 2009, Structures in the Universe by Exact Methods: Formation, Evolution, Interactions
 Caldwell R. R., Stebbins A., 2008, Physical Review Letters, 100, 191302
 Capozziello S., Fang L. Z., 2002, International Journal of Modern Physics D, 11, 483
 Carroll S. M., 2004, in Allen R. E., Nanopoulos D. V., Pope C. N., eds, The New Cosmology: Conference on Strings and Cosmology Vol. 743 of American Institute of Physics Conference Series, Why is the Universe Accelerating?. pp 16–32
 C el erier M.-N., 2000, A&A, 353, 63
 C el erier M.-N., Bolejko K., Krasiński A., 2010, A&A, 518, A21
 Clarkson C., 2012, Comptes Rendus Physique, 13, 682
 Clarkson C., Clifton T., February S., 2009, JCAP, 6, 25
 Clarkson C., et al., 2011, ArXiv e-prints
 Clarkson C., Regis M., 2011, JCAP, 2, 13
 de Felice A., Tsujikawa S., 2010, Living Reviews in Relativity, 13, 3
 Ellis G. F. R., Maartens R., MacCallum M. A. H., 2012, Relativistic Cosmology
 February S., et al., 2010, MNRAS, 405, 2231
 Hoyle F., Burbidge G., Narlikar J. V., 1997, MNRAS, 286, 173
 Hu W., Sawicki I., 2007, Phys.Rev.D, 76, 064004
 Lem aitre A. G., 1997, Gen. Rel. & Grav. , 29, 641
 Li M., et al., 2011, Commun. Theor. Phys., 56, 525
 Marra V., P aakk onen M., 2012, JCAP, 1, 25
 Moffat J. W., Tatarski D. C., 1992, Phys.Rev.D, 45, 3512
 Moss A., Zibin J. P., Scott D., 2011, Phys.Rev.D, 83, 103515
 Nadathur S., Sarkar S., 2011, Phys.Rev.D, 83, 063506
 Pascual-S anchez J.-F., 1999, Modern Physics Letters A, 14, 1539
 Perez Bergliaffa S. E., 2006, Phys.Lett., B642, 311
 Perez Bergliaffa S. E., 2011, ArXiv e-prints

¹¹For applications of the Sezekeres model, see for instance (Bolejko et al. 2009).

- Plebanski J., Krasinski A., 2006, *An Introduction to General Relativity and Cosmology*
Quercellini C., et al., 2012, *Phys. Rept.*, 521, 95
Starobinsky A. A., 2007, *Soviet Journal. of Experimental. and Theoretical. Phys. Lett.*,
86, 157
Teppa Pannia F. A., Perez Bergliaffa S. E., 2013, *ArXiv e-prints*
Tolman R. C., 1934, *Proceed. of the National Academy of Sc.*, 20, 169
Tomita K., 2000, *ApJ*, 529, 38
Uzan J.-P., Clarkson C., Ellis G. F., 2008, *Phys. Rev. Lett.*, 100, 191303
Wald R. M., 1984, *General relativity*
Weinberg S., 2008, *Cosmology*. Oxford University Press
Zibin J. P., 2008, *Phys.Rev.D*, 78, 043504
Zumalacárregui M., García-Bellido J., Ruiz-Lapuente P., 2012, *JCAP*, 10, 9

TRABAJO INVITADO

Supernovas y Cosmología

Gastón Folatelli¹

(1) *Kavli IPMU, the University of Tokyo (WPI), Kashiwa, Japan
277-8583*

Abstract. Supernovae are very relevant astrophysical objects because they indicate the violent end of certain stars and because they alter the interstellar medium. But most importantly, they have become an extremely useful tool for measuring cosmological distances. Based on highly precise distances to type Ia supernovae it was possible to find out that the expansion of the universe is currently accelerated. This led to introducing the concept of “dark energy” as a dominant *and yet unknown* component of the cosmos. In this article we will describe the method of distance measurements that leads to the determination of cosmological parameters. We will briefly review the current status of the field with emphasis on the importance of improving our knowledge about the physical nature of supernovae.

Resumen. Las supernovas son objetos de gran importancia astrofísica porque marcan el final violento de algunas estrellas y porque modifican el medio interestelar. Pero también se han transformado en una herramienta de gran utilidad para la medición de distancias cosmológicas. La gran precisión lograda en estas medidas usando supernovas de tipo Ia llevó al hallazgo de la aceleración en la expansión del universo y a la introducción de la “energía oscura” como un componente principal *y aún incomprendido* del cosmos. En el presente texto describiremos el método de medición de distancias que lleva a la determinación de parámetros cosmológicos. Daremos una breve reseña del estado de este campo de estudio y de la importancia de mejorar nuestro conocimiento acerca de la física de las supernovas.

1. Introducción

Casi una década y media atrás dos grupos de investigadores encontraron evidencias, a partir de mediciones de supernovas (SN) de tipo Ia (SN Ia), de que la expansión del universo se está acelerando (Riess et al. 1998; Perlmutter et al. 1999). El hallazgo significó una de las mayores revoluciones de la cosmología moderna y le valió a los investigadores el Premio Nobel de física de 2011. Desde el descubrimiento de la expansión del universo por parte de Lemaître y Hubble a fines de la década de 1920, la cosmología observacional se había esforzado por medir el ritmo de *desaceleración* de la expansión. Es que la expansión de un universo compuesto mayoritariamente por materia ordinaria y radiación debía verse

desacelerada por efecto de la gravedad. El sorprendente hallazgo fue reforzado posteriormente por mediciones más completas de supernovas y por otras evidencias complementarias, como mediciones de cúmulos de galaxias, de la formación de estructuras a gran escala, y de la radiación cósmica de fondo (Eisenstein et al. 2005; Spergel et al. 2007). Desde el punto de vista teórico, la aceleración abrió una serie de profundos interrogantes. Por un lado, la densidad de energía del universo debía estar dominada por una nueva forma denominada *energía oscura*, con presión negativa. El origen de esta componente, que históricamente ha sido ligada a la constante cosmológica de Einstein, Λ , es todavía desconocido. Una alternativa a este escenario, de igual modo desconcertante, es que la teoría general de la relatividad deja de valer a escalas cosmológicas. Las implicancias de la aceleración son, como se ve, enormes, y están relacionadas al destino del universo, a la posible conexión de la energía oscura y la materia oscura en la formación de estructuras, y a temas fundamentales de la física como la validez de la relatividad general, la energía de vacío cuántico, la supersimetría, etc.

En el presente artículo haremos una somera descripción del uso de las supernovas de tipo Ia como indicadores de distancias en cosmología. En lo que sigue de esta sección, daremos una breve introducción de las SN como objetos astrofísicos en sí mismos. En la § 2. plantearemos los aspectos básicos del problema cosmológico y su resolución para las SN Ia. Veremos en la § 3. hacia dónde apunta la cosmología con supernovas en la actualidad y destacaremos los puntos que requieren un análisis cuidadoso para asegurar la certeza de los parámetros cosmológicos. Para una lectura más exhaustiva del tema se sugiere ver Frieman et al. (2008); Goobar & Leibundgut (2011).

1.1. Supernovas como objetos astrofísicos

Las SN son objetos de gran relevancia para una variedad de temas de la astrofísica. Al marcar el final explosivo de una estrella, el estudio de las SN tiene una fuerte conexión con el de la evolución estelar. Esto es así tanto para las estrellas de gran masa que devienen SN de colapso gravitacional, como para estrellas de menor masa que, por interacción en un sistema binario, pueden producir una explosión termonuclear (ver § 1.2.). La frecuencia observada de SN de distinto tipo a lo largo de la historia del universo nos habla de la evolución de la tasa de formación estelar con el tiempo cosmológico. Por otro lado, las explosiones de SN interactúan con el medio interestelar a través de la formación de ondas de choque que dan lugar a los remanentes de supernovas. La expansión de estas ondas de choque puede desencadenar la contracción de nubes moleculares vecinas, llevando así a nuevos procesos de formación estelar. Además, en la explosión se diseminan en el medio grandes cantidades de gas procesado. Se cree que las SN son importantes contribuidoras al enriquecimiento químico del medio gaseoso en las galaxias. En la explosión misma se producen los elementos químicos más pesados de la naturaleza a través de procesos de nucleosíntesis explosiva. A esto se agrega la emisión de partículas de alta energía, lo cual provee un laboratorio natural para estos fenómenos extremos. Finalmente, las SN ofrecen una “ventana” al estudio de las estructuras internas de las estrellas: mediante la simulación de la hidrodinámica de la SN y el modelado de la curva de luz y el espectro, se puede retrotraer la solución del problema a su estado inicial y así determinar las propiedades internas de la estrella antes de la explosión.

1.2. Clasificación de supernovas

La identificación de las SN como objetos físicamente distinguibles de las más débiles y más numerosas novas se produjo entre los años veinte y treinta del siglo XX. Con el correr del tiempo se fue reconociendo la existencia de una variedad de objetos dentro de la clase de SN. La clasificación de las SN en distintos tipos surgió a partir de las propiedades espectroscópicas en épocas cercanas al máximo de la curva de luz y constituye un sistema empírico que en gran medida permanece vigente en la actualidad (ver Filippenko 1997). Los tipos se distinguen en base a la presencia o ausencia de ciertos elementos en el material eyectado, lo cual se evidencia en las líneas espectrales de la SN. En términos generales, las SN que muestran líneas de hidrógeno se denominan de tipo II, mientras que el resto son de tipo I. Estas últimas se subdividen a su vez por la presencia de helio (tipo Ib), la ausencia de éste y presencia de silicio (tipo Ia), y la ausencia de ambos (tipo Ic). Además, se reconocen varios subtipos de SN de tipo II en función de otras propiedades espectrales o por la morfología de la curva de luz.

Se puede notar que esta clasificación de origen empírico adolece de varios problemas. El sistema es inconstante, al estar supeditado a lo que pueda surgir en nuevas observaciones, y es, por ende, incompleto. Además, no posee un sustento físico dado que nuestro conocimiento acerca de la naturaleza de las SN no ha ido sino a la saga de lo que las observaciones fueron revelando. Hoy se ha establecido, sin embargo, que existen dos grandes grupos físicos de SN. Por un lado, aquellas que provienen de estrellas de gran masa que explotan por colapso del núcleo al consumir su combustible interno, lo cual incluye los tipos Ib, Ic y II. Y por el otro lado, las supernovas de tipo Ia, que son el resultado de la explosión termonuclear de una enana blanca al alcanzar el límite de Chandrasekhar por transferencia de masa en un sistema binario interactuante. El descubrimiento de la aceleración en la expansión del universo fue realizado con distancias medidas a SN Ia y es lo que se describe en la siguiente sección.

2. Cosmología con Supernovas

Aquí daremos una somera introducción a los elementos de la cosmología estándar y al uso de distancias para determinar parámetros cosmológicos. Una formulación detallada puede ser encontrada en Bergström & Goobar (1999).

2.1. Elementos básicos

La base de la cosmología moderna es la resolución de la ecuación de campo de la relatividad general, que vincula la geometría del espacio-tiempo con el contenido energético del universo. Para este fin, se hace la simplificación de suponer el contenido del universo como un fluido homogéneo e isotrópico, lo cual es una buena aproximación a gran escala. De esta manera, se aplica la métrica de Robertson-Walker, según la cual la evolución de las distancias promedio entre objetos del universo queda determinada simplemente por un factor de escala, $a(t)$. La solución general para $a(t)$ fue dada independientemente por Friedmann y Lemaître en la década de 1920. Desde el descubrimiento de la expansión del universo, el objetivo de la cosmología observacional ha sido medir la tasa de

variación del factor de escala, es decir el *parámetro de Hubble*, $H(t) \equiv \frac{\dot{a}}{a}$. En particular, una cantidad fundamental es la que da el ritmo de expansión en el presente (a tiempo t_0), $H_0 \equiv H(t_0)$, y es conocida como *constante de Hubble*.

De manera simplificada, la solución de Friedmann-Lemaître para $H(t)$ puede ser planteada para distintas componentes del universo. Suponiendo componentes del fluido cósmico con ecuaciones de estado de la forma $p = w \cdot \rho \cdot c^2$, la solución para la evolución de la densidad de energía es $\rho \propto a^{-3(1+w)}$. Usualmente se considera la materia ordinaria no relativista, con $w = 0$, la materia relativista o la radiación, con $w = 1/3$, y también se puede considerar un término con $w = -1$ correspondiente a una componente con densidad constante. Esto último deviene del término de la *constante cosmológica*, Λ , introducida por Einstein en su ecuación de campo para generar soluciones estáticas, y que teóricamente se puede relacionar a la energía de vacío de la materia. El valor negativo de w para la constante cosmológica significa que esta componente ejerce una presión negativa que tiende a generar un efecto de repulsión que lleva, en definitiva, a una expansión acelerada. De manera más general, se puede pensar en una forma de energía oscura no constante, con un parámetro de su ecuación de estado $w_{EO} \neq -1$.

La evolución de cada componente será, entonces, $\rho_M \propto a^{-3}$ para la materia, $\rho_R \propto a^{-4}$ para la radiación, $\rho_\Lambda = \text{cte}$ para el término Λ . Se puede ver que un universo en expansión estará dominado sucesivamente por la radiación, luego por la materia y por último, por la constante cosmológica. Por lo tanto, toda solución en que la expansión no es detenida por efecto de la gravedad (porque el contenido de materia no es lo suficientemente alto), llevará indefectiblemente a una etapa en que la energía oscura domine y, por ende la expansión pase a ser acelerada.

En términos observacionales, la expansión puede convenientemente expresarse en función del *corrimiento al rojo* cosmológico, z , definido como $1 + z(t) = \frac{a(t_0)}{a(t)}$. Y los términos de densidad de energía de cada componente (materia, radiación, constante cosmológica), se suelen normalizar al valor crítico, $\rho_c \equiv \frac{8\pi G}{3H_0^2}$, que corresponde a un universo de geometría exactamente plana. Así, para cada componente X tenemos un parámetro $\Omega_X = \rho_X / \rho_c$. Esto incluirá entonces Ω_M , Ω_R y Ω_Λ o, más genéricamente, Ω_{EO} . De esta manera la solución del problema cosmológico se basa en encontrar los valores de los parámetros H_0 y Ω_X que determinan la historia de la expansión del universo, $H(z)$.

2.2. Patrones lumínicos

La evolución de la expansión puede ser medida a través de las distancias relativas entre objetos con distintos corrimientos al rojo. Aquí nos concentraremos en las *distancias de luminosidad*, d_L , que se basan en la medición del flujo, f , que recibimos de un objeto cuya luminosidad L es conocida: $d_L = \left(\frac{L}{4\pi f}\right)^{\frac{1}{2}}$. Un objeto de este tipo se denomina *patrón lumínico*. Se puede encontrar una solución matemática del problema de Friedmann-Lemaître que conecta d_L con $H(z)$ (ver la expresión en Bergström & Goobar 1999). De esta manera, el problema se reduce a medir los *observables* d_L y z para una serie de objetos que corresponden al mismo patrón lumínico y, de ahí, determinar los valores de las cantidades H_0

y Ω_X involucradas en $H(z)$. Como H_0 aparece como factor multiplicativo en $H(z)$, la luminosidad del objeto patrón se puede *marginalizar* junto con H_0 para obtener solamente los parámetros Ω_X en base a distancias *relativas* entre objetos. En otras palabras, para hallar los parámetros de densidad no se requiere la hipótesis de una luminosidad fija conocida en términos absolutos para todos los objetos medidos, sino solamente que éstos tengan una luminosidad uniforme que puede ser desconocida.

Por último el problema se suele plantear en términos astronómicos mediante el módulo de distancia, μ . Así, dada la forma funcional de d_L y una serie de medidas de μ y z , debemos resolver el problema formulado como $\mu = 5 \log d_L(z; H_0, \Omega_M, \Omega_R, \Omega_\Lambda) - 5$. La expresión gráfica del problema cosmológico en términos de módulos de distancia contra corrimiento al rojo se denomina *diagrama de Hubble*. La figura 1 muestra el diagrama de Hubble predicho para varios modelos cosmológicos.

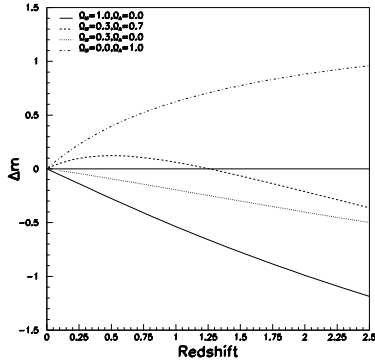


Figura 1. Diferencias en los módulos de distancia en función del corrimiento al rojo (*redshift*) para modelos con distintos valores de los parámetros Ω_M y Ω_Λ , en comparación con un modelo de universo vacío. Cortesía de A. Goobar.

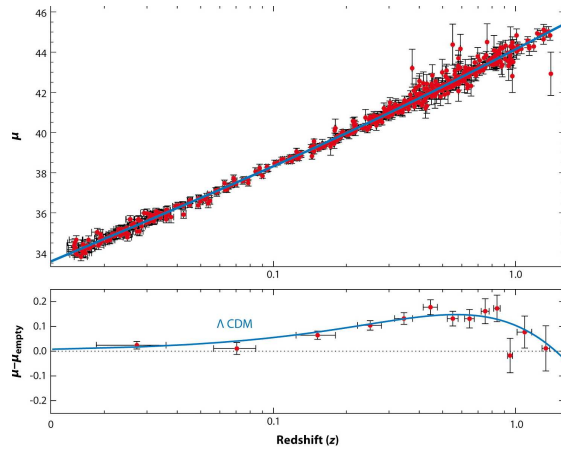


Figura 2. Diagrama de Hubble resultante de la compilación de las observaciones disponibles en 2010 publicado por Amanullah et al. (2010). El panel inferior muestra los residuos respecto de un universo vacío. Créditos: Goobar & Leibundgut (2011).

2.3. Diagrama de Hubble de supernovas

Las SN Ia presentan varias características propicias para su uso como patrones lumínicos. En primer término, se trata de objetos muy luminosos que alcanzan $L \sim 10^{10} L_\odot$, lo que los hace observables a $z \gtrsim 1$. A pesar de ser fenómenos transitorios, las SN Ia son suficientemente frecuentes en el universo para encontrar una cantidad adecuada para su estudio estadístico. Se las halla en todo tipo de galaxias y en todas las direcciones, lo que permite evitar sesgos por efectos de muestreo. Son fácilmente reconocibles a través de sus espectros (ver § 1.2.). Por último, y lo más importante, sus luminosidades en el máximo de la curva de luz

son muy homogéneas. Todas estas características las convierten en los mejores patrones lumínicos conocidos hasta el momento en cosmología.

A pesar de su homogeneidad, existe una dispersión de $\approx 0,5$ mag en la luminosidad del máximo. Esta dispersión presenta una limitación importante a la hora de discriminar entre modelos cosmológicos en base a los módulos de distancia. Sin embargo, se ha encontrado una relación que sirve para disminuir significativamente la dispersión efectiva de luminosidades. Esta relación indica que las SN Ia intrínsecamente más brillantes también tienen curvas de luz que decaen más lentamente Phillips (1993). La relación luminosidad–ritmo de decaimiento permite reducir la dispersión de las medidas a $\approx 0,15$ mag y es clave para el uso cosmológico de las SN Ia. Se dice entonces que las SN Ia son patrones lumínicos *estandarizados*. En la calibración de las distancias se suele agregar un término extra que da cuenta de la relación entre luminosidad y color observado. En tal término confluyen factores intrínsecos y extrínsecos de las SN. Los segundos son esperables por el efecto de enrojecimiento por polvo que puede existir a lo largo de línea de la visual (ver § 3.1.).

Gracias a la calibración descrita más arriba, se ha llegado a construir un diagrama de Hubble como el que se muestra en la figura 2. Con cientos de SN Ia y suponiendo geometría plana¹, el modelo preferido tiene $\Omega_M = 0,3$ y $\Omega_\Lambda = 0,7$ y es conocido como modelo *Lambda – materia oscura fría* (Λ -CDM por sus siglas en inglés). Este modelo de universo contiene una constante cosmológica no nula y la componente de materia está dominada por la materia oscura no bariónica (es decir, poco interactuante o *fría*). Éste es hoy el *modelo de concordancia* pues representa la coincidencia de los resultados derivados de SN Ia, la radiación de fondo cósmica y las oscilaciones acústicas de bariones.

Volviendo al aspecto astrofísico de las SN Ia, se puede encontrar sustento teórico adicional para el uso de estos objetos en la determinación de distancias. El modelo más aceptado de SN Ia en términos generales involucra la explosión termonuclear de una enana blanca (EB) que alcanza la inestabilidad al aumentar su masa por transferencia de materia desde una compañera en un sistema binario interactuante. La inestabilidad se produce cuando la materia degenerada de la EB no puede contrarrestar la gravedad. La masa límite, conocida como masa de Chandrasekhar, es de aproximadamente $1,4 M_\odot$ ². La existencia de ese límite explica naturalmente la homogeneidad de las propiedades observables de las SN Ia. La curva de luz va a estar potenciada por el decaimiento del material radioactivo (básicamente ^{56}Ni) que se sintetiza durante la explosión. Los modelos prevén que las explosiones de SN Ia provean diferentes cantidades de ^{56}Ni . A primer orden, esta variedad es la que explica la relación luminosidad–ritmo de decaimiento. Cuanto más ^{56}Ni se sintetice, mayor será la luminosidad que la SN Ia podrá alcanzar, y también mayor será el tiempo requerido para termalizar y difundir la energía radioactiva hacia el exterior, produciendo así una evolución más lenta de la curva de luz.

¹Esta suposición está apoyada por los resultados de la radiación de fondo cósmica.

²Existen modelos para los cuales la explosión puede darse por debajo de ese límite o, por efecto de rotación o por la unión de dos EB, incluso por encima de la masa de Chandrasekhar.

A pesar de esta descripción a grandes rasgos satisfactoria de las SN Ia, existen todavía importantes interrogantes sin resolver, que pueden en última instancia afectar nuestra capacidad para determinar las propiedades de la energía oscura (ver § 3.1.). Algunos de estos interrogantes son: ¿qué tipo de estrella dona masa a la EB y cómo afecta esto a la explosión?, ¿cómo se desencadena y propaga la onda explosiva?, ¿cómo pueden variar estas características según el ambiente donde ocurre la SN, especialmente para alto corrimiento al rojo?

3. Cosmología de Precisión

Hemos narrado hasta aquí el éxito del uso de las SN Ia para determinar parámetros cosmológicos en un proceso que llevó al descubrimiento de la aceleración de la expansión del universo y a la introducción del concepto de energía oscura. En un siguiente paso, la cosmología de SN ha comenzado a avanzar hacia el objetivo de lograr la suficiente exactitud como para medir la posible variación temporal de la ecuación de estado de la energía oscura, $w_{EO}(z)$. Para eso se requiere un nivel de certeza de orden porcentual en la determinación de distancias. Como medida de corroboración, se pretende además extender el rango de corrimiento al rojo a valores de $z > 1$, donde el modelo Λ -CDM predice la existencia de una etapa de desaceleración cuando la materia dominaba sobre la energía oscura. Por eso, varios proyectos apuntan a agregar medidas de gran precisión de un creciente número de SN Ia extendiendo el rango de z en el diagrama de Hubble.

Se debe destacar, sin embargo, que los trabajos más recientes en la materia han determinado que las incertezas en los parámetros cosmológicos están dominadas por los posibles errores sistemáticos del método, por encima de las incertezas de medición (Amanullah et al. 2010). De esto se concluye que el desafío principal es el de tratar de comprender y resolver las fuentes de error y no el agregar más datos a la estadística.

3.1. Posibles errores sistemáticos

En el proceso de medición de distancias de SN Ia interviene una serie de suposiciones y correcciones que requieren un estudio detallado de forma de prevenir que su incorrecto tratamiento lleve a errores sistemáticos en la cosmología. Primero que nada, existen factores técnicos que atañen a la medición en sí y que se relacionan a la calibración del sistema fotométrico, a la corrección por el uso de distintas bandas fotométricas para distintos z (las correcciones k), a los métodos de ajuste de las curvas de luz, etc. Una de las principales fuentes de error en el análisis de las muestras actuales es la calibración del punto cero fotométrico para las bandas utilizadas (Amanullah et al. 2010).

Por otro lado, pueden existir efectos de selección que dependan del corrimiento al rojo, según las características de cada programa de observación. Se espera que a alto z las muestras no sean completas en luminosidad y es necesario modelar este efecto para comparar con muestras locales que contienen una distribución diferente de luminosidades. Además, a medida que nos alejamos a escalas cosmológicas, crece la probabilidad de que el flujo observado se vea afectado por lentes gravitacionales. Si bien en las escalas mayores se supone un universo homogéneo, a menor escala los halos de galaxias y cúmulos de galaxias

actúan como lentes gravitacionales. De todas maneras, el efecto neto es nulo y no debiera afectar una muestra suficientemente grande de SN Ia.

Otro motivo de preocupación es la posible evolución en la luminosidad de las SN Ia a medida que z crece. Como las condiciones de las poblaciones estelares y las propiedades del medio interestelar pueden variar sistemáticamente al retroceder en el tiempo cósmico, esto podría tener un efecto en la naturaleza física de las SN y, de ahí, en sus propiedades observacionales. El potencial problema no es la evolución en sí sino que las calibraciones que se aplican para corregir la diversidad de luminosidades no sean de aplicación universal.

Por último, un fenómeno que afecta las mediciones astronómicas en general es la extinción de la luz por la existencia de polvo en la línea de la visual. En el caso de las SN, el polvo puede encontrarse en la Vía Láctea, en el medio intergaláctico, en la galaxia huésped de la SN como parte del medio interestelar, o en las inmediaciones de la SN como medio circumestelar. El polvo produce enrojecimiento de la luz además de extinción, por lo que es necesario un estudio de los colores de las SN Ia para tratar de controlar este problema. Sin embargo el problema podría residir en la existencia de polvo con una composición o distribución espacial que provocara una forma de extinción con enrojecimiento anómalo (ver § 3.2.).

En la figura 2 podemos notar que la dispersión de las medidas en el universo local ($z < 0,1$) no es sensiblemente menor que aquélla a alto z , a pesar de que las SN locales son varios órdenes de magnitud más brillantes que las lejanas. Esto se debe a la relativa falta de uniformidad en la instrumentación de las observaciones para las SN cercanas. En lo que sigue mostraremos algunos ejemplos de cómo un estudio cuidadoso de SN Ia en el universo local puede dar respuesta a varios de los posibles problemas aquí planteados.

3.2. Un laboratorio de SN en el universo local

Es esperable que las poblaciones estelares y, por ende, de los progenitores de SN Ia difieran en promedio a bajo y alto z . Sin embargo, el universo local ofrece una amplia variedad de ambientes, tipos de galaxias y poblaciones estelares, lo que lo convierte en un verdadero laboratorio para el estudio detallado de las condiciones en que se producen las SN Ia a cualquier z . Además, debido al alto brillo aparente de las SN cercanas, es posible realizar un seguimiento pormenorizado incluyendo fotometría óptica e infrarroja y espectroscopía. Con instrumentación homogénea, es posible controlar los errores de medición. El seguimiento intensivo permite caracterizar las curvas de luz con gran precisión ayudando así a la construcción de patrones de ajuste para SN Ia con observaciones más esporádicas o ruidosas. La complementación de la fotometría óptica e infrarroja es crucial para abordar el dificultoso problema de la corrección por extinción debida al polvo. Y por último, el seguimiento espectroscópico provee información adicional de gran riqueza, que es útil para una mejor comprensión de los procesos físicos que se producen en las SN Ia.

Uno de los proyectos que apuntó al estudio detallado de SN de bajo z fue el *Carnegie Supernova Project* (CSP; Hamuy et al. 2006), con base en el Observatorio Las Campanas en Chile, el cual contó con la colaboración del Centro Milenio de Estudio de Supernovas (MCSS), también basado en Chile. Otros programas similares de larga duración son el *Berkeley Supernova Ia Program* (Silverman et

al. 2012) y el proyecto del *Centre for Astrophysics Supernova Group* (por ej., Blondin et al. 2012; Hicken et al. 2012). Resumiremos aquí algunos resultados obtenidos por el proyecto CSP.

El CSP pudo recolectar curvas de luz en 10 bandas fotométricas para más de cien SN Ia (ver Stritzinger et al. 2011). Esto permitió construir curvas patrón de utilidad para el ajuste de datos de SN Ia a todo z (Burns et al. 2011). La gran cobertura en longitud de onda permitió a Folatelli et al. (2010) determinar colores intrínsecos y derivar excesos de color a lo largo del espectro. Con estos excesos de color se pudo estudiar las propiedades de la extinción por polvo. Se encontró evidencia de que las SN Ia con gran extinción muestran un enrojecimiento no estándar, con una dependencia de la extinción con la longitud de onda más débil que la de la ley de enrojecimiento típica de nuestra galaxia (ver la figura 3). Los resultados parecen indicar la existencia de polvo distribuido en una cáscara alrededor de estas SN (ver Goobar 2008). Esto tiene implicancias sobre la naturaleza del sistema binario que produjo estas SN Ia.

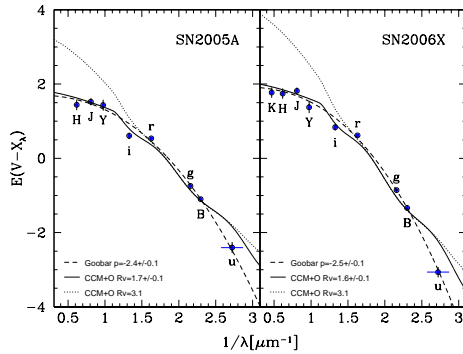


Figura 3. Excesos de color $E(V - X)$ medidos para las SN 2005A y 2006X en función de la longitud de onda efectiva de cada banda fotométrica X . La curva continua es un ajuste del parámetro R_V de la ley de extinción de C (ardelli et al.1989). La línea punteada es la misma ley con el valor típico de la Vía Láctea de $R_V = 3,1$. La línea de trazos muestra el ajuste de la ley de Goobar (2008) para polvo distribuido en una capa circumestelar.

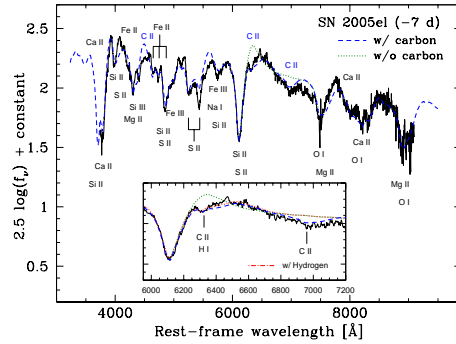


Figura 4. Detección de carbono en el espectro de la SN 2005el obtenido 7 días antes del máximo. La línea negra es el espectro observado. La línea azul de trazos indica un espectro sintético obtenido con el programa SYN-OW incluyendo carbono. La línea verde de puntos muestra el mismo modelo sin carbono. Los principales elementos responsables de las líneas observadas son indicados. En el recuadro se muestra una ampliación de la zona donde aparecen líneas de C II. Se ve que las líneas no son reproducibles por hidrógeno (línea roja de puntos).

Las observaciones en el infrarrojo cercano proveen además un ventajoso acercamiento a la medición de distancias. Por un lado, el efecto de extinción por polvo es más leve que en el óptico y, por ende, conlleva una incerteza menor. Por el otro, en las bandas infrarrojas se ha observado una casi nula dependencia de luminosidad en el máximo con el ritmo de decaimiento de la curva de luz. Esto hace que las SN Ia sean muy buenos patrones lumínicos *puros* en el infrarrojo,

con dispersiones de entre 0,15 y 0,20 mag en las bandas J y H (por ej., Wood-Vasey et al. 2008; Folatelli et al. 2010; Mandel et al. 2011).

Mediante el estudio de los espectros del CSP se pudo profundizar nuestro conocimiento de ciertos aspectos físicos de las SN Ia. Un ejemplo de esto es el resultado del escrutinio de los espectros tomados antes del máximo, el cual reveló la existencia de carbono en el material eyectado en al menos un 40 % de las SN Ia (ver, por ej., Folatelli et al. 2012, y la figura 4). El carbono es material primordial de la estrella progenitora (una EB de C y O) y su detección indica que una parte de la estrella permanece sin ser quemada. Las implicancias de esta alta proporción de objetos con material sin quemar son cruciales para nuestro entendimiento del proceso de propagación de la onda de quema en la EB. A esto se suma que, por su baja velocidad de expansión medida por corrimiento Doppler de las líneas de carbono, el material sin quemar se encuentra en una zona interna coincidente con aquella rica en material procesado por la explosión. En una explosión con simetría esférica se espera que el carbono permanezca solamente en las zonas más externas, donde la quema puede ser incompleta debido a la baja densidad. Es posible entonces que la presencia de material sin quemar en el interior de la SN se deba a efectos de mezcla en una explosión asimétrica o a la formación de grumos donde parte del material permanece intacto. Con estas observaciones y el modelado de las explosiones de SN Ia se trata de proveer un mayor sustento al uso de estos objetos en la medición de distancias.

Agradecimientos. El autor agradece a la Asociación Argentina de Astronomía por la invitación a la reunión en la que se presentó este trabajo.

Referencias

- Amanullah R., et al., 2010, ApJ, 716, 712
Bergström L., Goobar A., 1999, Cosmology and particle astrophysics.
Blondin S., et al., 2012, AJ, 143, 126
Burns C. R., et al., 2011, AJ, 141, 19
Cardelli J. A., Clayton G. C., Mathis J. S., 1989, ApJ, 345, 245
Eisenstein D. J., et al., 2005, ApJ, 633, 560
Filippenko A. V., 1997, ARA&A, 35, 309
Folatelli G., Phillips M. M., Burns C. R. e. a., 2010, AJ, 139, 120
Folatelli G., et al., 2012, ApJ, 745, 74
Frieman J. A., Turner M. S., Huterer D., 2008, ARA&A, 46, 385
Goobar A., 2008, ApJ, 686, L103
Goobar A., Leibundgut B., 2011, Ann. Rev. of Nuclear and Particle Science, 61, 251
Hamuy M., et al., 2006, PASP, 118, 2
Hicken M., et al., 2012, ApJS, 200, 12
Mandel K. S., Narayan G., Kirshner R. P., 2011, ApJ, 731, 120
Perlmutter S., et al., 1999, ApJ, 517, 565
Phillips M. M., 1993, ApJ, 413, L105
Riess A. G., et al., 1998, AJ, 116, 1009
Silverman J. M., Foley R. J., Filippenko A. V. e. a., 2012, MNRAS, 425, 1789
Spergel D. N., et al., 2007, ApJS, 170, 377
Stritzinger M. D., et al., 2011, AJ, 142, 156
Wood-Vasey W. M., et al., 2008, ApJ, 689, 377

PRESENTACIÓN ORAL

Observational challenges in dark energy models

G. R. Bengochea*

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

Abstract. Cosmological distances inferred from supernova Ia observations constitute the most direct and solid evidence for the recently detected accelerated expansion of the universe. In this contribution, we show some inconsistencies between two of the main light-curve fitters used for the elaboration of supernova Ia data sets, opening new observational challenges regarding the use of these luminosity distances when combined with CMB and BAO data. We also mention ongoing analysis related to alternative models. The resolution of these challenges will be crucial for XXI century cosmology.

Resumen. Las distancias cosmológicas inferidas a partir de observaciones de supernovas del tipo Ia constituyen la evidencia más directa y sólida de la recientemente detectada expansión acelerada del universo. En esta contribución, se muestran algunas inconsistencias entre las dos maneras más usadas para procesar las curvas de luz de las supernovas Ia, abriendo nuevos desafíos observacionales referidos al uso de estas distancias luminosas cuando son combinadas con datos del CMB y BAO. También se mencionan análisis en curso, relacionados con modelos alternativos. La resolución de estos desafíos será crucial para la cosmología del siglo XXI.

1. Introduction

The discovery of the accelerated expansion of the universe in 1998 through distant supernova Ia (SN Ia) observations was awarded with the Nobel Prize in Physics in 2011. Assuming that the universe, at large scale, is correctly described by an FRW cosmology, these observations of luminosity distances yielded the most conclusive evidence for the need of adding an extra component with negative pressure to the model, namely dark energy, responsible of the acceleration. The combination of these observations with, for instance, the cosmic microwave background (CMB) and the baryon acoustic oscillations (BAO) ones, support today the *concordance model* (Λ CDM) according to which 72% of the energy density of the universe is dark energy (Amanullah et al. 2010).

The flux measurements (or apparent magnitudes) in different epochs and distinct passbands are processed with the so called *light-curve fitters* to obtain luminosity distance values. The two most used methods are MLCS and SALT2 (e.g. Jha et al. 2007 and Guy et al. 2007). It is important to remark that a 0.2 apparent magnitude difference leads to a 10% error in the luminosity distance

value. While MLCS only uses the nearby supernovae to calibrate its empirical parameters, SALT2 uses the whole data set. But, when using the complete data set, SALT2 is forced to adopt a cosmological model for those supernovae that lie beyond the range where the linear approximation to the Hubble law is valid. Typically flat models are assumed ($\Omega_k = 0$), Λ CDM or w CDM ($w = \text{const}$, being w the dark energy equation of state; the particular case of $w = -1$ corresponds to a cosmological constant Λ). Therefore, the distances inferred with SALT2 hold a degree of model dependence. Several authors have already pointed out that the obtained values for some cosmological parameters (for example w) differ significantly depending on the fitter applied (e.g. Kessler et al. 2009, Sollerman et al. 2009 and Komatsu et al. 2011).

2. How flat is the universe?

In the framework of a Λ CDM model, allowing Ω_k to vary, we studied the confidence intervals using the whole SNe Ia data set from SDSSII (Kessler et al. 2009) processed with MLCS and with SALT2. The analysis with MLCS (Fig.1, *Right*) showed that the flat case ($\Omega_m = 0.27$) lies outside the 3σ confidence level, while with the same data set, but processed with SALT2 this does not happen (Fig.1, *Left*).

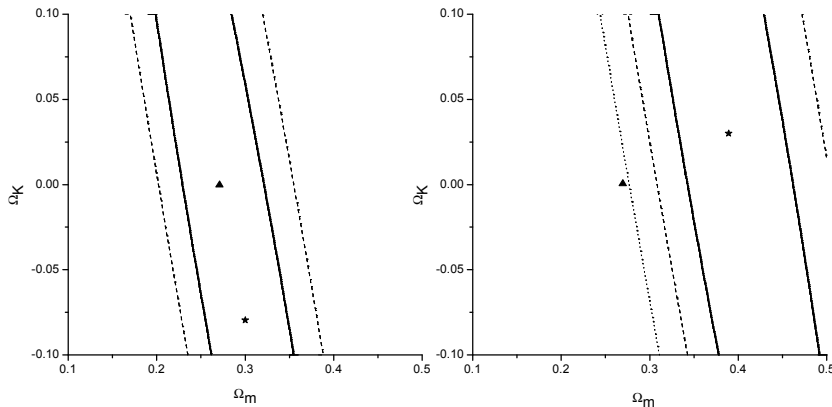


Figure 1. SDSSII SN Ia data set in the Λ CDM model framework. *Left*: Confidence intervals at 68.3% and 95% for SALT2. *Right*: Confidence intervals at 68.3%, 95% and 99.7% for MLCS. Best fits are indicated with a star whereas the standard flat Λ CDM ($\Omega_m = 0.27$) is marked with a triangle.

Since the responsible of this fact is the fitter and not the SNe Ia, one could wonder which SNe Ia set to use to be combined with, for example, CMB data, which leave little margin to the variation of Ω_k (e.g. Komatsu et al. 2009). Looking at Fig. 1, one would choose the data set processed with SALT2; however we ought to remember that SALT2 retains a degree of model dependence because typically a flat Λ CDM model is assumed. Some authors have remarked that imposing $\Omega_k = 0$ could bring serious problems when reconstructing the equation of state w of the dark energy. Omitting only a 2% of curvature leads to the reconstruction, employing luminosity distances data, to yield very physically

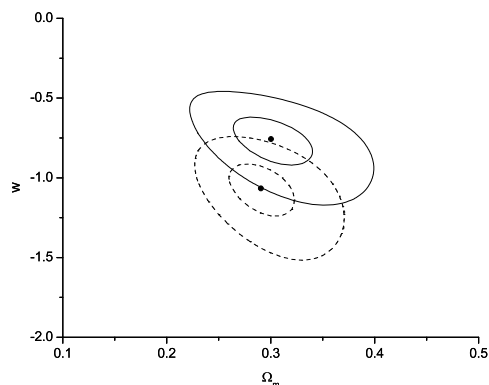


Figure 2. Confidence intervals at 68.3% and 99.7% coming from combining SN Ia and BAO/CMB data. Solid lines correspond to SDSSII (SALT2) whereas dash lines correspond to SDSSII (MLCS).

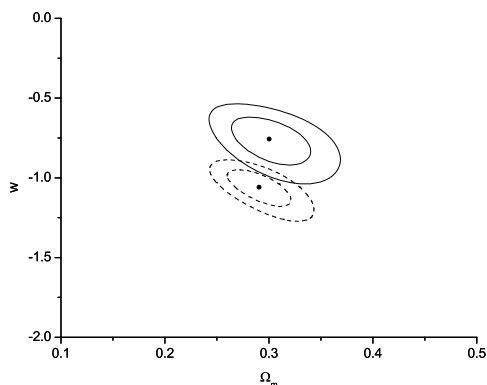


Figure 3. Confidence intervals at 68.3% and 95% from combining SNe Ia + BAO/CMB. Union2 (SALT2-dashed lines) vs SDSSII (MLCS-solid lines).

different results than when using $H(z)$ values (Clarkson et al. 2007). This is the result of the well known $\Omega_k - w$ degeneration (e.g. Spergel et al. 2007).

3. Tension between data sets or fitters?

In Wei (2010), a tension is found between SN Ia data sets, and also between the later with BAO and CMB. The tension was attributed to certain supernovae and the author proposed a truncation method to remove the outliers and release the tension. Guided by this finding, we found something similar between the Union2 (Amanullah et al. 2010) and SDSSII SN Ia data sets when combined with BAO/CMB data according to Sollerman et al. (2009). But the interesting thing was to find that this tension only appears when the data sets are processed with different fitters. Therefore, the tension is not between SN data sets but between the light-curve fitters used. We also found that using the same truncation method, the same SNe Ia data set behaves in different ways just for having been processed with one or another fitter, as if they were two different data sets (Bengochea 2011).

The comparison of the Figures 2 and 3 allows to appreciate how two light-curve fitters used for the same SN Ia data set produce the same result as two distinct SN Ia data set. One of the main goals of the future observational projects will be to figure out if dark energy is a cosmological constant or something more exotic ($w \neq -1$). In the search for such a characterization, *phantom* models ($w < -1$) in which the energy density can become infinite at a finite time driving to a *big rip*, have not yet been observationally discarded (Caldwell 2002). Bearing this in mind, another interesting result was to find that, for several alternative theories, the fitters add an extra degeneration in the results, favoring for example that when combining SN Ia with BAO/CMB the equation of state w is phantom or not, depending on the fitter used (Table 2 of Bengochea 2011), or that certain

parametrization for the dark energy predict a future deceleration or not (Li et al. 2010).

Some improvements to reduce this kind of systematic errors, and others not mentioned here, have been developing (e.g. Sullivan et al. 2010 and 2011, Marriner et al. 2011). Following what was showed by Sollerman et al. (2009), the study of how this kind of degeneration between light-curve fitters affects the result when SN Ia data sets are used to put observational constraints to inhomogeneous models is in progress (Bengochea 2012), being these later a very interesting subject to study, as an alternative to the FRW case, because of the capability of describing a vast variety of observations very well *without* dark energy.

4. Conclusions

While assuming a FRW- Λ CDM cosmology the evidence about the existence of dark energy seems undisputed, as of today the two most used light-curve fitters for the elaboration of the luminosity distance SN Ia data sets present inconsistencies between them, making the very same data set to behave, under certain circumstances, as two different ones, generating false tensions between SN Ia data, CMB and BAO. The extra degeneration produced in the analysis by these fitters make more difficult to characterize the equation of state w of dark energy. It is precise to elaborate calibration methods that are independent of the same cosmological models being evaluated or the prior $\Omega_k = 0$, get to better understand the evolution of the metallicity with the redshift, the variability of the intrinsic color and the dust extinction and other factors that allow to reduce systematic error sources. Some authors have already begun to work on this. On the other hand, the impact of the differences between the light-curve fitters must be also understood when SN Ia data sets are used to put constraints to free parameters of alternative models to the FRW case.

Acknowledgments. G.R.B. is supported by CONICET.

References

- Amanullah R. et al. 2010, ApJ, 716, 712.
- Bengochea G. R. 2011, PLB, 696, 5.
- Bengochea G. R. 2012, in progress.
- Caldwell R. R. 2002, PLB, 545, 23.
- Clarkson C. et al. 2007, JCAP, 0708, 11.
- Jha S. et al. 2007, ApJ, 659, 122 (MLCS); Guy J. et al. 2007, A&A, 466, 11 (SALT2).
- Kessler R. et al. 2009, ApJS, 185, 32.
- Komatsu E. et al. 2009, ApJS, 180, 330; 2011, ApJS, 192, 18.
- Li Z. et al. 2010, JCAP, 1011, 31.
- Marriner J. et al. 2011, ApJ, 740, 72.
- Sollerman J. et al. 2009, ApJ, 703, 1374.
- Spergel D. N. et al. 2007, ApJS, 170, 377.
- Sullivan M. et al. 2010, MNRAS, 406, 782; 2011, ApJ, 737, 102.
- Wei H. 2010, PLB, 687, 286.

PRESENTACIÓN MURAL

Characterizing the formation history of Milky Way-like stellar haloes with model emulators

F. A. Gómez^{1,2}, Christopher E. Coleman-Smit³, B. W. O’Shea^{1,2,4,5}, Jason Tumlinson⁶, Robert. L. Wolpert⁷

(1) *Department of Physics and Astronomy, Michigan State University*

(2) *Institute for Cyber-Enabled Research, Michigan State University*

(3) *Department of Physics, Duke University, Durham*

(4) *Lyman Briggs College, Michigan State University*

(5) *Joint Institute for Nuclear Astrophysics, Michigan State University*

(6) *Space Telescope Science Institute, Baltimore*

(7) *Department of Statistical Science, Duke University, Durham*

Abstract. We use the semi-analytic model ChemTreeN, coupled to cosmological N -body simulations, to explore how different galaxy formation histories can affect observational properties of Milky Way-like galaxies’ stellar haloes and their satellite populations. Gaussian processes are used to generate model emulators that allow one to statistically estimate a desired set of model outputs at any location of a p -dimensional input parameter space. This enables one to explore the full input parameter space orders of magnitude faster than could be done otherwise. Using mock observational data sets generated by ChemTreeN itself, we show that it is possible to successfully recover the input parameter vectors used to generate the mock observables if the merger history of the host halo is known. However, our results indicate that for a given observational data set the determination of “best fit” parameters is highly susceptible to the particular merger history of the host. Very different halo merger histories can reproduce the same observational dataset, if the “best fit” parameters are allowed to vary from history to history. Thus, attempts to characterize the formation history of the Milky Way (MW) using these kind of techniques must be performed statistically, analyzing large samples of high resolution N -body simulations.

Resumen. Utilizando un modelo semi-analítico de formación de galaxias, acoplado a simulaciones cosmológicas de N -cuerpos, exploramos cómo la historia de formación de sistemas como la Vía Láctea puede afectar propiedades observacionales de sus halos estelares y poblaciones de satélites. A través de procesos Gaussianos, generamos emuladores estadísticos de los modelos, los cuales nos permiten estimar los valores de ciertos observables para cualquier vector p -dimensional de parámetros de entrada. Gracias a estos emuladores, es posible explorar el espacio de parámetros de entrada órdenes de magnitud más rápidamente de lo que se lograría de otra forma. Utilizando un conjunto de observables artificiales, demostramos que esta técnica nos permite recuperar el vector de

parámetros de entrada utilizado para generar dichos observables. Sin embargo, nuestros resultados indican que la determinación de los parámetros que mejor ajustan los observables depende fuertemente de la historia de formación de la galaxia. Esto indica que estudios realizados para caracterizar la historia de formación de la Vía Láctea deberán llevarse a cabo estadísticamente, analizando grandes muestras de simulaciones de N-cuerpos.

1. Analysis

In this work, we examine how the observable properties of the MW’s stellar halo and dwarf galaxy population depend on the galaxy’s formation history and on the model parameters that control bulk properties of the gas and stars in these objects over the course of their evolution. We use the ChemTreeN semi-analytical model (Tumlinson 2010), which combines N-body cosmological simulations with a phenomenological model for the evolution of the stellar and gas components of the dark matter halos. ChemTreeN works by advancing in time through a galaxy’s merger history, tagging individual dark matter particles (which can be traced over time via a unique identifier) with stellar populations and the resulting metal-enriched gas. In this work, we use four cosmological simulations that all form approximately MW-sized galaxies at $z = 0$, but which have significantly different merger histories. We also vary three model parameters: i) z_r , which controls the redshift of reionization (suppressing star formation in low-mass galaxies), ii) f_{esc} , which controls the mass of gas entrained in galactic winds and thus removed from the halo, and iii) f_{bary} , the baryonic mass fraction in all halos before reionization, and in high-mass halos after reionization (thus controlling the reservoir of gas available for star formation). The left panel of Fig.1 shows an example of how the Luminosity Function (LF) of the surviving satellites at $z = 0$ depend on these parameters. For a given $f_{\text{bary}} = 0.05$, the number of bright satellite galaxies (*i.e.*, $M_v < -10$) does not strongly depend on z_r . However, we do observe a dependence of the number of satellites on z_r at the faint end of the LF. On the other hand, the number of bright satellites does show a dependence on f_{bary} . On the right panel of Fig. 1 we compare these LFs with those obtained from galaxies that have had different merging histories, after fixing the values of all model parameters. The number of bright dwarf galaxies is very sensitive to the merger history of the parent halo, though there is a significant halo-to-halo variation (approximately factor of two) in the overall number of dwarf galaxies between the four simulations. It is important to notice that the scatter observed in these luminosity functions is similar to that previously observed when varying model parameters. This suggests a degeneracy between the effects that different parameters and merger histories have on the observable properties of our MW-like galaxies. To more accurately characterize the sensitivity of various observable quantities to parameters in the model (and thus to the physical processes important to galaxy formation) we create a set of model “emulators”. These emulators provide accurate estimate of observational outputs as a function of model inputs. For this experiment, we choose one ChemTreeN model to be the “data” (*mock observables*) that we wish to fit to, and construct an emulator using a moderate number (~ 200) of ChemTreeN models with different parameters (*training data*). From the top row of Fig. 2,

we can see immediately that the number of high-luminosity dwarf galaxies is insensitive to the redshift of reionization and the fraction of escaping gas (left panel), but is highly sensitive to the fraction of baryons within a given halo. The faintest dwarf galaxies, on the other hand, are primarily sensitive to the redshift at which reionization takes place in the ChemTreeN model (right panel), and essentially independent of the other model parameters. On the bottom row of Fig. 2 we show the result of combining the constraints obtained from each observable into one quantity. This exercise allows us to accurately recover the values of the parameters used to generate our mock observables. On Fig. 3 we explore whether these input parameters could also be recovered if the training data is obtained using a merger tree different than that used to generate the mock observables. The right most panel shows the case in which both, mock and training data sets are obtained using the same merger history. Note that similarly good fits can be obtained in the remaining three cases. However, as a result of training the emulator on a galaxy with a different formation history, the best fitting parameters are significantly offset from the “true” values.

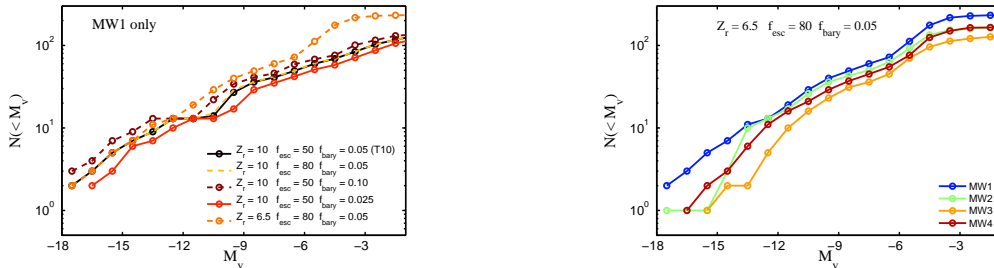


Figure 1. Luminosity Function of the surviving satellites at $z = 0$ as a function of model parameters (left) and dark matter halo merger history (right). From Gómez et al. (2012) (hereafter, G12).

2. Conclusions

We have used Gaussian Process model emulator to explore the dependence of a variety of observational quantities on model parameters. In some cases, this highlights straightforward relationships between observational quantities and model parameters. The detailed merger history of a galaxy can very sensitively affect the outcome of the procedure for finding the “best fitting” parameters to a given mock observational data set. Similarly good fits can be obtained with different parameter values simply by modifying the host galaxy’s merger history. More importantly, in our experiments these values may strongly differ from those used to generate the mock observables. This is true even when the input N -body simulations have been carefully screened to all have MW-like masses and times of last major mergers. When comparing with real observational data, the resulting best fitting parameter values may differ significantly from the values that could best parametrize the desired underlying physical processes. This in turn may have important implications on other observable quantities that we would like to study and which have not been used for model parameter selection. For more details we refer the reader to G12.

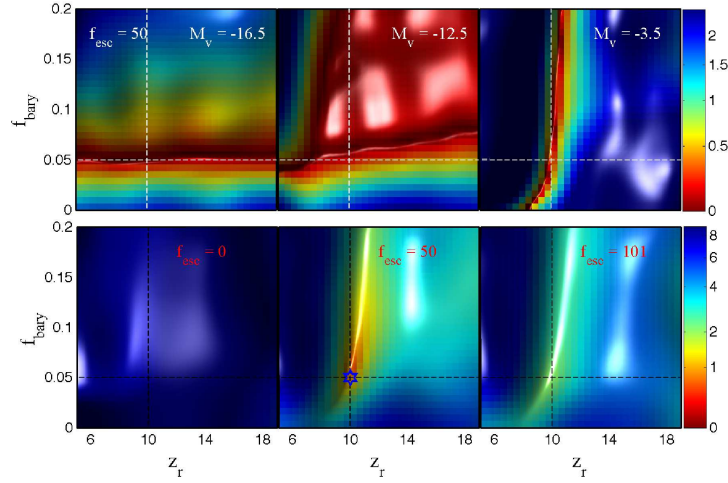


Figure 2. Bayesian implausibility metric (measuring reasonableness of solution) for a ChemTreeN model emulator matching to a model with $(z_r, f_{\text{bary}}, f_{\text{esc}}) = (10, 0.5, 50)$. Implausibility is a non-Gaussian metric that is approximately equivalent to χ^2 . Lower values indicate a better fit. Top row: Comparison of the model emulators corresponding to three bins in the dwarf galaxy luminosity function to the “correct” model. Red regions are of high probability. All panels are at the correct value of f_{esc} , and the correct answer is marked by intersecting dashed lines. Note the different orientation of high-probability areas in each panel; this indicates the sensitivity of different observables to physical parameters in the models. Bottom row: the joint implausibility function showing the combined fit of all observables to the correct solution. Panels from left to right step through values of f_{esc} . The true answer is marked by a star in the center panel. Note that when observations are combined, the degeneracies between different observable bins are broken.

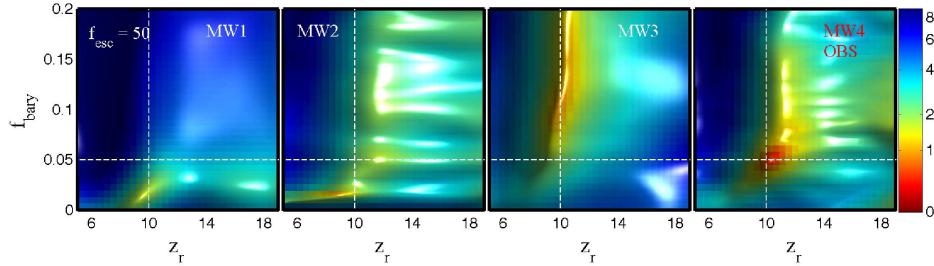


Figure 3. Joint implausibility functions obtained after training emulators using merger trees different than that used to generate the mock observables. The parameters used to generate mock observables are indicated with dashed lines. The right-most panel shows the case in which both, mock and training data sets are obtained using the same merger history.

References

- Gómez F. A., et al., 2012, ApJ, 760, 112
 Tumlinson J., 2010, ApJ, 708, 1398

PRESENTACIÓN MURAL

Vertical density waves in the Milky Way disc induced by the Sagittarius Dwarf Galaxy

F. A. Gómez^{1,2}, I. Minchev³, B. W. O'Shea^{1,2,4,5}, T. C. Beers^{6,1,5}, J. S. Bullock⁷, C. W. Purcell⁸

- (1) *Department of Physics and Astronomy, Michigan State University*
- (2) *Institute for Cyber-Enabled Research, Michigan State University*
- (3) *Leibniz-Institut für Astrophysik Potsdam*
- (4) *Lyman Briggs College, Michigan State University*
- (5) *Joint Institute for Nuclear Astrophysics, Michigan State University*
- (6) *National Optical Astronomy Observatory, Tucson*
- (7) *Department of Physics & Astronomy, University of California*
- (8) *Department of Physics and Astronomy, University of Pittsburgh*

Abstract. Recently, Widrow and collaborators announced the discovery of vertical density waves in the Milky Way disc. Here we investigate a scenario where these waves were induced by the Sagittarius dwarf galaxy (Sgr) as it plunged through the Galaxy. Using numerical simulations, we find that the Sgr impact produces North-South asymmetries and vertical wave-like behavior that qualitatively agrees with what is observed. The extent to which vertical modes can radially penetrate into the disc, as well as their amplitudes, depend on the mass of the perturbing satellite. We show that the mean height of the disc is expected to vary more rapidly in the radial than in the azimuthal direction. If the observed vertical density asymmetry is indeed caused by vertical oscillations, we predict radial and azimuthal variations of the mean vertical velocity, correlating with the spatial structure. These variations can have amplitudes as large as 8 km s^{-1} .

Resumen. Recientemente, Widrow y colaboradores anunciaron el descubrimiento de ondas de densidad verticales en el disco de la Vía Láctea. Aquí investigamos el escenario en el cual estas ondas fueron inducidas por la galaxia enana Sagitario durante sus pasajes pericentrales. Utilizando simulaciones numéricas, encontramos que el impacto de Sgr con el disco produce asimetrías Norte-Sur en el perfil de densidad vertical y comportamientos oscilatorios que reproducen cualitativamente lo observado en el disco Galáctico. La amplitud de los modos verticales, así como cuánto penetran dentro del disco, depende de la masa del satélite perturbador. Mostramos que se espera a la altura media del disco variar más rápidamente en la dirección radial que en la azimutal. Si la perturbación observada en el perfil vertical de densidad está realmente asociada con ondas de densidad verticales, predecimos variaciones radiales y azimutales de la velocidad vertical media, correlacionadas con la estructura espacial del

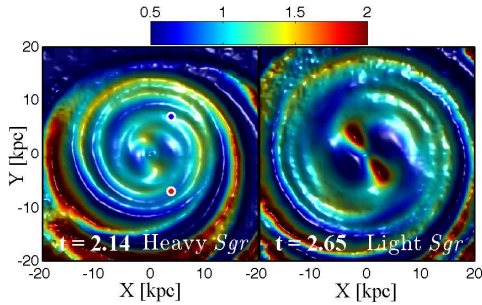


Figure 1. Overdensity map of the Heavy (left) and Light (right) *Sgr* simulations at the present time. The colours indicate the ratio of the local stellar density to the mean axisymmetric disc density at the corresponding galactocentric distance.

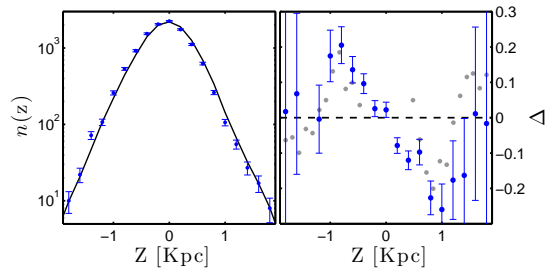


Figure 2. *Left panel:* Blue dots show the distribution of particles as a function of height, $n(Z)$, with respect to the midplane of the disc. The black solid line shows a model of the underlying smooth distribution $n_{\text{av}}(Z)$. *Right panel:* Distribution of the residuals, Δ . Error bars indicate Poisson noise. The grey dots show observational data from W12.

disco. Esta variaciones pueden llegar a tener amplitudes del orden de 8 km s^{-1} .

1. Introduction

Minor mergers can significantly perturb the overall structure of their host galactic disc (e.g. Quinn et al. 1993). As they merge, relatively small satellite galaxies can induce the formation of spiral arms and ring-like structures as well as radial migration, significantly flare or warp the disc, and influence the growth of a central bar (e.g. Kazantzidis et al. 2008; Younger et al. 2008; Minchev et al. 2009; Gómez et al. 2012, hereafter G12b). Purcell et al. (2011, hereafter P11) presented simulations of the response of the Milky Way (MW) disc to tidal interaction with the Sagittarius dwarf galaxy (Sgr). They showed that many of the global morphological features observed in the Galactic disc can be simultaneously explained by this interaction. An example is the kinematically cold structure known as the Monoceros ring (Newberg et al. 2002), which naturally emerges in these simulations. Gómez et al. (2012, hereafter G12a) showed that perturbations observed in the phase-space distribution of old disc stars in the Solar Neighbourhood (SN) can be reproduced qualitatively with these simulations. They interpreted such perturbations as signatures of *radial* density waves excited on the plane of the disc by Sgr. Perturbations in the *vertical* direction were not explored in their work. However, using a much larger photometric and spectroscopic data set, Widrow et al. (2012, hereafter W12) recently identified a North-South asymmetry in both the spatial density and the velocity distribution of SN stars. The asymmetry has the appearance of a coherent, wave-like perturbation, intrinsic to the disc. W12 speculate that this perturbation could have been excited by the passage of a satellite galaxy through the Galactic disc. In this work, we explore the possibility of Sgr being the perturber associated with *both* the vertical and radial modes.

2. Analysis

Fig. 1 shows the overdensity maps of the discs, at present-day configuration, obtained from simulations considering a Heavy (left) and Light (right) *Sgr* model. The main difference between these models is their effective virial mass, with $M_{\text{vir}} = 10^{11}$ and $M_{\text{vir}} = 10^{10.5} M_{\odot}$, respectively (see G12a). The maps are obtained by normalising the local stellar density to the mean axisymmetric density at the corresponding galactocentric distance. The non-axisymmetric energy kick imparted by the satellite as it merges with the host induces the formation of spiral density waves. These density waves are mainly in the radial direction (see G12b). To explore whether a north-south asymmetry is induced in the density profile as a consequence of this tidal interaction, we analyse a SN-like cylindrical volume extracted from the Heavy *Sgr* simulation. The volume has a 1 kpc radius, and is located at 8 kpc from the galactic centre. We compute the distribution of stellar particles as a function of height with respect to the midplane of the galactic disc, $n(\mathbf{Z})|_{R,\theta}$, or simply $n(\mathbf{Z})$. A north-south asymmetry in this distribution could be an indication of vertical modes (see W12). In order to identify signatures of vertical density waves, it is desirable to compare $n(\mathbf{Z})$ obtained from the perturbed disc with its corresponding smooth underlying distribution. For this purpose, we obtain a *smooth* distribution of stellar particles, as a function of height, by azimuthally averaging $n(\mathbf{Z})$. Our assumption is that local asymmetries of this distribution are erased after averaging over all azimuthal angles. The left panel of Fig. 2 shows, with blue dots, the $n(\mathbf{Z})$ distribution, whereas the black solid line corresponds to $n_{\text{av}}(\mathbf{Z})$. Note that $n_{\text{av}}(\mathbf{Z})$ was re-normalised to the total number of particles in the SN-like volume. Due to finite particle numbers, we are able to reliably track $n(\mathbf{Z})$ only up to $|\mathbf{Z}| \approx 1.4$ kpc. These panels indicate a shift of the local with respect to the smooth distribution. However, for large $|\mathbf{Z}|$ (i.e. $\gtrsim 0.7$ kpc), the shift becomes progressively smaller, exhibiting a wave-like pattern. In the right panel of Fig. 2 we plot the residual, $\Delta = (n(\mathbf{Z}) - n_{\text{av}}(\mathbf{Z})) / n_{\text{av}}(\mathbf{Z})$, to highlight these asymmetries. Note that Δ is an odd function of \mathbf{Z} . The grey dots show observational data from Fig. 1 of W12, after rescaling its amplitude and extent by a factor of ~ 2 . Interestingly, the residuals associated with our volume present a similar wave-like behavior to that observed in the SN. The need for a scale factor could indicate that either our Heavy *Sgr* model is too massive or that we are looking at the perturbation at an earlier stage. In addition, the lack of a gaseous disc component in these simulations is likely to play a significant role since a fraction of the energy imparted by the satellite should be absorbed by the gas, thus weakening the perturbation. In Fig. 3 we globally explore this perturbation. Panel A shows $\langle \mathbf{Z} \rangle$ as a function of θ , at $R = 8$ kpc. A dependence of $\langle \mathbf{Z} \rangle$ with azimuthal angle θ is significant only on the Heavy *Sgr* model. Panel B shows $\langle \mathbf{Z} \rangle$ as a function of R , at $\theta = 1.06$ rad. In both discs, a well-defined wave-like pattern can be observed, with an amplitude that is radially increasing. In panel C we compare, for the Light *Sgr* disc, $\langle \mathbf{Z} \rangle$ and $\langle v_z \rangle$ as a function of R , at a fixed azimuthal angle. A wave-like pattern is also observed in $\langle v_z \rangle$. At galactocentric radii where $\langle \mathbf{Z} \rangle$ takes an extrema, $\langle v_z \rangle \approx 0$. On the other hand, at galactocentric radii where $\langle v_z \rangle$ takes a maximum or a minimum value, $\langle \mathbf{Z} \rangle \approx 0$. This is exactly what is expected from oscillatory behaviour, associated with the presence of vertical waves. Note that

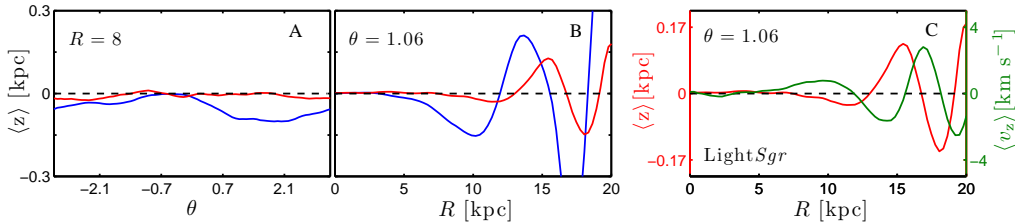


Figure 3. *Panels A and B* show the variation of the mean height of the disc as we move radially and azimuthally across the disc. Blue and red lines are associated with the Heavy and Light *Sgr* simulation, respectively. *Panel C*: Comparison of the mean height (red) and vertical velocity (green), as a function of galactocentric radius obtained from the Light *Sgr* simulation.

all these signatures associated with the tidal interactions between *Sgr* and the galactic disc in our models could be contrasted against currently available stellar samples.

3. Conclusions

We have searched for local and global signatures of vertical density waves in two simulations modelling the response of the MW to the infall of *Sgr*. Distributions of stellar particles as a function of height in Solar Neighbourhood-like volumes extracted from our more massive *Sgr*'s progenitor simulation present clear indications of a perturbation in the vertical direction of the disc. We have shown that the vertical perturbations observed in local volumes are signatures of a global mode perturbing the entire disc. The amplitude and the extent to which vertical modes can radially penetrate into the disc depends on the mass of the perturbing satellite. Furthermore, the mean height of the disc is expected to vary much more rapidly in the radial than in the azimuthal direction. Signatures of vertical modes should also be observable in maps of the Galactic disc's mean vertical velocity since they present a clear oscillatory behavior. Contrasting the results presented in this work against currently available samples of Galactic disc stars could help to understand the origin of the observed vertical and in-plane perturbations. For more details about this work, we refer the reader to Gómez et al. (2013), where figures were taken from.

References

- Gómez F. A., et al., 2013, MNRAS, 429, 159
- Gómez F. A., et al., 2012, MNRAS, 423, 3727
- Gómez F. A., et al., 2012, MNRAS, 419, 2163
- Kazantzidis S., et al., 2008, ApJ, 688, 254
- Minchev I., et al., 2009, MNRAS, 396, L56
- Newberg H. J., et al., 2002, ApJ, 569, 245
- Purcell C. W., et al., 2011, Nat, 477, 301
- Quinn P. J., Hernquist L., Fullagar D. P., 1993, ApJ, 403, 74
- Widrow L. M., et al., 2012, ApJ, 750, L41
- Younger J. D., et al., 2008, ApJ, 676, L21

PRESENTACIÓN ORAL

Ondas gravitatorias de transiciones de fase cosmológicas

L. Leitao¹

(1) Dto. Física, FCEyN, UNMdP, Funes 3350 - Mar del Plata

Abstract. There are several projects to build Gravitational Waves (GWs) spaceborne detectors as NGO/eLISA, which could be launched before 2022. A frequency signal in the detection range (0.1 mHz - 1 Hz) would be generated in the electroweak scale. This talk focuses on GWs generation from the electroweak phase transition.

Resumen. Hay varios proyectos para construir detectores espaciales de Ondas Gravitatorias (OGs) como NGO/eLISA, que podría ser lanzado antes de 2022. Una señal con frecuencia en el rango de detección (0.1 mHz - 1 Hz) sería generada en la escala electrodébil. Esta charla se centra en la generación de OGs de la transición de fase electrodébil.

1. Motivación

La física de partículas predice varias transiciones de fase, la electrodébil sucede a temperaturas de $\sim 100\text{GeV}$ ¹. Movimientos masivos de fluido relativista durante una transición es fuente de OGs. A diferencia del electromagnetismo, las OGs una vez generadas se propagan libremente y proveerían información sobre etapas más antiguas que la suministrada por el fondo cósmico de microneas.

2. Dependencia paramétrica de OGs²

La *Ec. de Einstein* $G_{\mu\nu} = 8\pi G\Pi_{\mu\nu}$ se linealiza considerando la descomposición de la métrica $g_{\mu\nu} = \bar{g}_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}$ con una perturbación pequeña h respecto a la componente de fondo \bar{g} (en contexto cosmológico, la *métrica de Friedmann*) y obteniendo la ec. de onda $\nabla^2 \tilde{h}_{ij} - a^2 \partial_t^2 \tilde{h}_{ij} - 3a\dot{a}\partial_t \tilde{h}_{ij} = -16\pi G a^2 \tilde{\Pi}_{ij}$. Las OGs llegan al detector con densidad de energía $\rho_{\text{GW}} = \langle \partial_t \tilde{h}_{ij} \partial_t \tilde{h}_{ij} \rangle / (16\pi G)$. Para una introducción más detallada consultar Weinberg (2008) y Maggiore (2008).

¹Donde $eV \sim 10^4\text{K}$, ya que usualmente se utilizan *unidades naturales*: $c = \hbar = k_B = 1$ para velocidad de la luz, *cte de Planck* y *cte de Boltzmann*.

²Aquí se denota G a la *cte de Newton*, $G_{\mu\nu}$ y $\Pi_{\mu\nu}$ a los tensores de Einstein y energía-momentum, tilde sobre un tensor cualquiera (por ej. $\tilde{\Pi}$) a la proyección de la parte espacial que satisface $\partial_i \tilde{\Pi}_{ij} = 0$ y $\tilde{\Pi}_{ii} = 0$, $H = \dot{a}/a$ con factor de escala a , g al número de grados de libertad relativistas, T a la temperatura. Índices * y 0 señalan los momentos de generación y actual.

Se consideran dos parámetros relevantes en la fuente turbulenta de OGs, la longitud L_S , que establece la escala de variación $\partial_\mu \sim 1/L_S$, y una densidad media de energía cinética ρ_K . La longitud de onda y la frecuencia típicas al momento de la generación son $\lambda_* \sim L_S$ y $f_* \sim 1/L_S$. Considerando el corrimiento al rojo en la actualidad la frecuencia es

$$f_0 \sim \frac{1}{L_S} \left(\frac{a_*}{a_0} \right).$$

Debido a la ec. de onda $\partial^2 h \sim GT \Rightarrow L_S^{-2} h \sim G\rho_K \Rightarrow \partial_t h \sim G\rho_K L_S$, luego $\rho_{\text{GW}} \sim \partial_t h^2 / G \sim G\rho_K^2 L_S^2$. Considerando el corrimiento al rojo y la ec. de Friedmann ($H_*^2 \sim G\rho_*$) en la actualidad la intensidad es

$$\rho_{\text{GW}0} \sim (\rho_K / \rho_*)^2 (L_S H_*)^2 \rho_0.$$

La dependencia paramétrica de estas estimaciones es similar a la forma funcional de los valores pico del espectro más cuidadosamente calculados, que aquí se utilizan en los gráficos y que se deducen en Caprini et al. (2009, 2010).

3. Transición electrodébil ³

La teoría electrodébil unifica la interacción electromagnética con la nuclear débil, es parte del *Modelo Estándar (SM)* de partículas elementales constituido por quarks, leptones, fotones, bosones W , y Higgs, del cual dependen las masas.

Toda transición de fase está comandada por una energía libre cuyos mínimos, respecto un parámetro de orden, determinan estados de equilibrio (fases). En la transición electrodébil el parámetro de orden es el valor medio del campo de Higgs y coexisten fases de radiación y partículas masivas, que dominan a alta y baja temperatura respectivamente.

Interesan transiciones con *calor latente* (las de *1er orden*) donde una fase se nuclea en dominios o “burbujas” confinadas por una pared que, debido a la diferencia de presión en el sobreenfriamiento, se expande violentamente. Cuando colisionan hay agitación turbulenta y se geraran OGs más intensas ⁴. La pared tiene diferentes modos de propagación (ver fig.1) donde pueden haber *frentes de choque (Shock Fronts)* empujándose fluido en la fase de radiación, o *colas de rarefacción* arrastrándolo por detrás. Es a estas regiones donde parte de la energía liberada por el calor latente pasa a contribuir en la cinética del plasma.

La turbulencia *hereda* características del momento de percolación. La inyección de energía es a una escala L_S en la que se produce la agitación inicial y se forman remolinos que se van agrandando y rompiendo en otros más pequeños. Considerando la termodinámica se establece el calor latente y la temperatura de nucleación. Junto con la determinación de la hidrodinámica y estudiando la microfísica de la fricción experimentada por la pared, se puede conocer el diámetro y el perfil de velocidades o energía cinética de las burbujas durante la percolación para estimar L_S y ρ_K .

³Varios de los conceptos que se exponen valen para cualquier otra transición.

⁴Distinto valor de *calor latente* determina distinta cantidad de energía conferida a la hidrodinámica del plasma primordial en torno a la pared de burbuja. Como depende del modelo, distintas extensiones del *SM* tienen distinta fuerza en la transición e hidrodinámica involucrada.

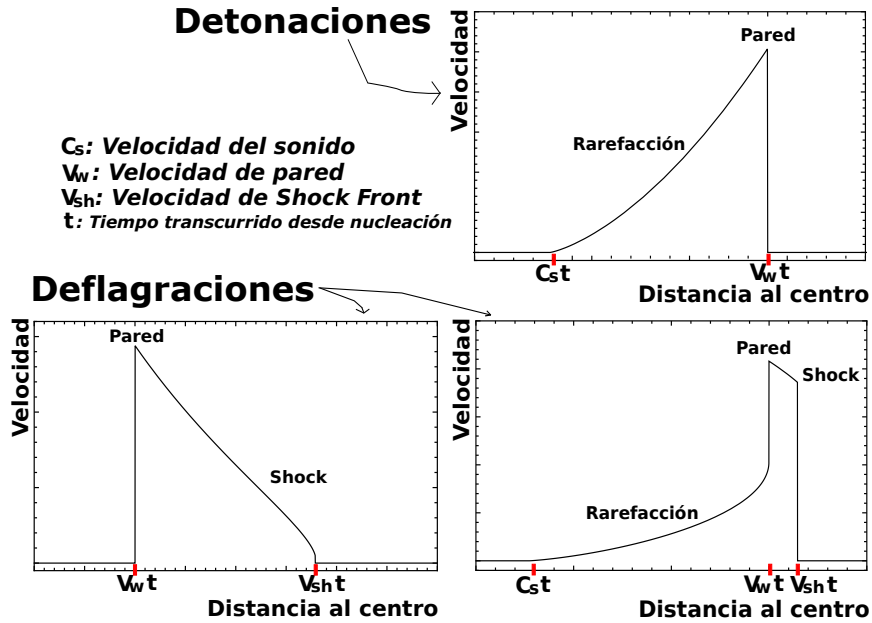


Figura 1. Perfiles de velocidad del plasma en torno a la burbuja. Respecto al fluido, la pared avanza supersónica (detonaciones) o subsónica (deflagraciones). Respecto al centro, las deflagraciones pueden ser subsónicas (izquierda) o supersónicas (derecha). (Ver Leitao & Megevand (2011)).

4. Resultados

Para una extensión de SM con escalar extra, la fig.2 ilustra la dependencia de L_S y ρ_K en función de la intensidad de acoplamiento entre escalar y Higgs. En fig.3 frecuencia e intensidad características se contrastan con la curva de sensibilidad de LISA. En fig.4 se consideran otras extensiones y detectores. Para más detalles de cálculo consultar Leitao et al. (2012).

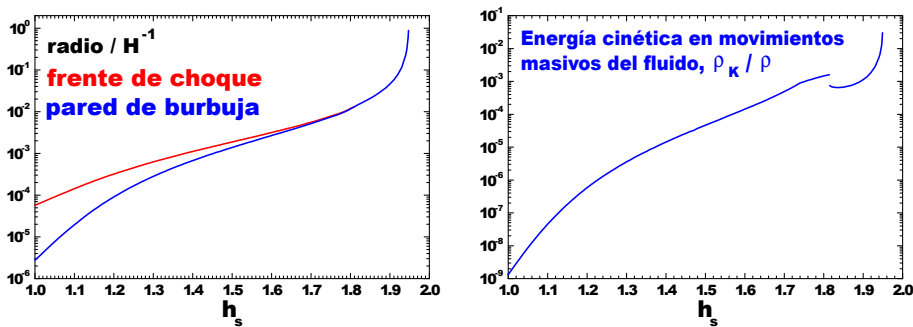


Figura 2. Parámetros de la generación de OGs en función de h_s , una constante de acoplamiento entre campos escalares extra y el *Bosón de Higgs*. El punto anguloso y el salto indican cambio de régimen desde deflagraciones subsónicas a deflagraciones supersónicas y luego a detonaciones.

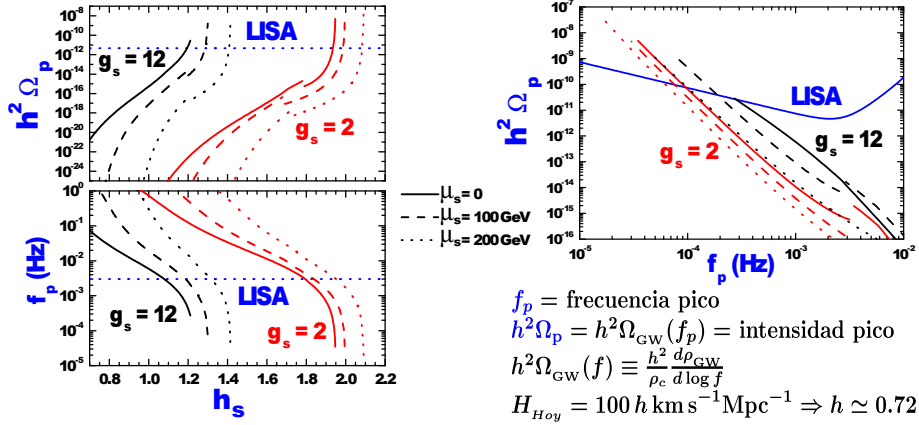


Figura 3. Frecuencia e intensidad pico expresadas en función de h_s , acoplamiento entre campo escalar extra y el Higgs. También se varía μ_s , masa del escalar a alta temperatura, y g_s , grados de libertad. A la derecha se ha puesto la intensidad pico en función de la frecuencia pico, contrastada con la curva de sensibilidad de LISA.

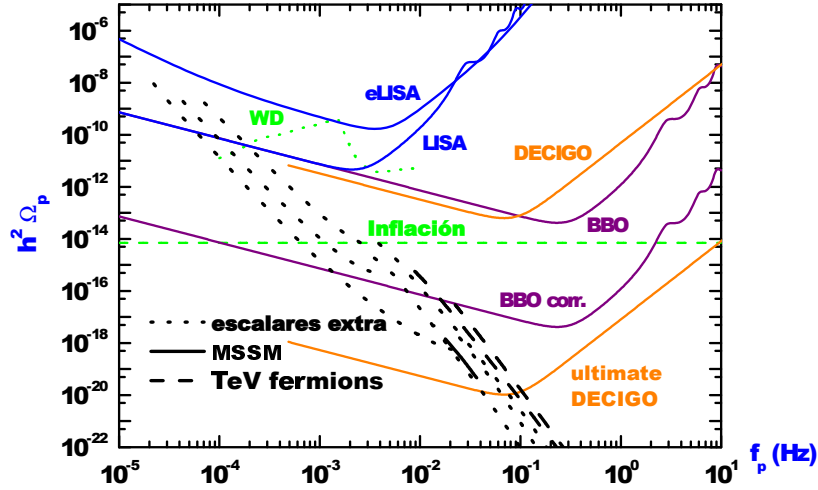


Figura 4. Extensiones del SM , incluye sectores escalares, modelo supersimétrico (MSSM) y fermiones supermasivos. Contrastan curvas de intensidad a frecuencia pico junto con sensibilidad de detectores LISA, BBO y DECIGO, y se marcan regiones “ruidosas” debido a enanas blancas (WD) e inflación.

Referencias

- Caprini C., Durrer R., Servant G., 2009, JCAP, 0912, 024
 Caprini C., Durrer R., Siemens X., 2010, Phys.Rev., D82, 063511
 Leitaó L., Megevand A., 2011, Nucl.Phys., B844, 450
 Leitaó L., Megevand A., Sanchez A. D., 2012, JCAP, 1210, 024
 Maggiore M., 2008, Gravitational Waves, Volume 1: Theory and Experiments. Gravitational Waves, Oxford University Press
 Weinberg S., 2008, Cosmology. Oxford University Press

Parte VI

Astrofísica de Objetos Compactos y Altas Energías

TRABAJO INVITADO

Ondas gravitacionales y objetos compactos

J.C.N. de Araujo¹

*(1) Divisão de Astrofísica - Instituto Nacional de Pesquisas
Espaciais(Brazil)*

Abstract. It is presented a brief review on gravitational waves (GWs). It is shown how the wave equation is obtained from Einstein's equations and how many and how are the polarization modes of these waves. It is discussed the reasons why GWs sources should be of astrophysical or cosmological origin. Thus, it is discussed what would be the most likely sources of GWs to be detected by the detectors of GWs currently in operation and those that should be operational in the future, emphasizing in particular the sources involving compact objects. The compact objects such as neutron stars, black holes and binary systems involving compact stars can be important sources of GWs. Last but not least, it is discussed the GWs astrophysics that is already possible to do, in particular involving the compact objects.

Resumen. Es presentada una breve revisión sobre las ondas gravitacionales (OGs). Mostramos como es obtenida la ecuación de onda a partir de las ecuaciones de Einstein además de cuántos y cómo son los modos de polarización de esas ondas. Son discutidas las razones por las cuáles las fuentes de OGs deben ser de origen astrofísico o cosmológico. Así, pasamos a discutir cuáles serían las fuentes de OGs más probables a ser detectadas por los detectores de OGs que actualmente están en operación y aquellos que deben entrar en operación en el futuro, haciendo énfasis en particular en las fuentes que envuelven objetos compactos. Los objetos compactos, tales como las estrellas de neutrones, agujeros negros, así como los sistemas binarios que envuelven estrellas compactas pueden ser fuentes importantes de OGs. Por último, discutimos el hecho, no menos importante, de que ya es posible hacer astrofísica de OGs, en particular con los objetos compactos.

1. Introduction

According to General Relativity there exists the so called GWs (see, e.g., Thorne 1987). These waves are ripples in spacetime curvature that propagate with the speed of light.

As is well known, General Relativity is an extremely well succeeded theory. However, to be completely well succeeded, the GWs must be detected and their characteristics must be, necessarily, in accordance with the previsions of this theory.

Since the 1960s there is a great effort to detect GWs (see, e.g., Riles 2013). However, the sensitivities of the various experiments along these five decades have not yet allowed a direct detection. This is so also because the amplitudes of the GWs are extremely small.

On the other hand, the observed inspiral rate of the binary pulsar PSR1913+16 (Hulse-Taylor binary)¹ and its excellent agreement with the prediction given by General Relativity provide a strong indirect evidence of the existence of GWs (Hulse & Taylor 1975).

However, it is quite likely that during the current decade it will be finally possible to detect GWs directly, because the sensitivities of experiments such as the advanced configurations of LIGO and VIRGO are about to reach a level that will finally allow detections.

Concerning the sources of GWs, they will be of astronomical and cosmological nature, since it is easy to be convinced, as we are going to see later on, that it is not possible to generate in laboratory GWs at detectable level. Also, the astronomical sources of GWs, in particular the most probable to be detected in the near future, involve compact objects.

It is worth bearing in mind that it is impossible to cover in the present contribution all aspects involving GWs. It will be given a general vision without entering in details of the many aspects involving such an issue.

Without being pretentious, my intention here, as in my talk at AAA 2012, is to motivate other researchers to be interested in this extraordinary area of research.

This contribution is organized as follows: in Section 2., it is shown how to obtain the GW equation, its polarization modes, etc; in Section 3. it is considered the main sources of GWs; in Section 4. it is briefly considered the detection of GWs; Section 5. deals with the GW astronomy that is already possible to do; and, finally, in Section 6. it is presented the final remarks.

2. Gravitational wave equation, polarization modes, etc

The detailed derivation of the GW equation in the contest of General Relativity can be found in many textbooks, we refer the reader to the well known book by Misner et al. (1973). We here consider only the main steps of this derivation.

The GW equation comes from the linearization of the General Relativity equations. Therefore, the starting point reads

$$R_{\alpha\beta} - \frac{1}{2}g_{\alpha\beta}R = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\alpha\beta}, \quad (1)$$

where $R_{\alpha\beta}$ is the Ricci tensor, R is the Ricci scalar, and $T_{\alpha\beta}$ is the energy momentum tensor. The other quantities refer to well known physical constants. Notice that the Greek (Latin) indexes run from 0 to 3 (1 to 3).

Now, consider the weak field approximation, where the metric $g_{\alpha\beta}$ can be written as

¹There is only a few known neutron star-neutron star (NS-NS) binaries, among them the double pulsar system J0737-3039 discovered in 2003 Lyne et al. (2004).

$$g_{\alpha\beta} = \eta_{\alpha\beta} + h_{\alpha\beta}, \quad (2)$$

where $\eta_{\alpha\beta}$ is the Minkowsky metric (flat spacetime) and $h_{\alpha\beta}$ is a small perturbation.

Substituting equation (2) into equation (1), defining $\bar{h}_{\alpha\beta} = h_{\alpha\beta} - \frac{1}{2}h\eta_{\alpha\beta}$, and considering the gauge $\bar{h}^{\alpha\beta}_{;\beta} = 0$ (Lorentz gauge) one obtains the wave equation, namely

$$\square \bar{h}_{\alpha\beta} = -16\pi \frac{G}{c^4} T_{\alpha\beta}. \quad (3)$$

To study the properties of the GWs one can look at the plane waves, namely

$$\bar{h}_{\alpha\beta} = A_{\alpha\beta} \exp(2\pi i k_\mu x^\mu), \quad (4)$$

where the amplitudes ($A_{\alpha\beta}$) and the wave vector (k_μ) are constants. The field equations imply that the wave vector is null ($k_\mu k^\mu = 0$), therefore the GWs propagate at speed of light. The gauge condition imply that $A_{\alpha\beta} k^\beta = 0$.

Further gauge conditions can be applied, in particular the so called transverse and traceless gauge, or TT gauge, namely

$$h^{0\alpha} = 0, \quad h^i_i = 0, \quad \partial^i h_{ij} = 0 \quad (5)$$

(see, e.g., Maggiore 2008, for a detailed discussion).

Notice that from the above discussion one can also conclude that $A^{ij}k_j = 0$, i.e., the GWs are transverse, as with the electromagnetic waves. Also, counting the independent components of $A^{\alpha\beta}$ after applying the gauge conditions one concludes that the GWs have two polarizations.

It is worth noting that it can be shown that TT gauge represents a coordinate system that is comoving with freely falling particles. As a result, there is no effect of a GW in TT gauge on a particle at rest, i.e., the particle remains at rest.

On the other hand, a GW affects, for example, the separation of two freely falling particles, i.e., a GW generates a tidal effect.

Now, considering a plane wave propagating in the z-direction, one can conclude that the only non-null components of $A^{\alpha\beta}$ are A^{xx} , $A^{xy} = A^{yx}$ and A^{yy} ; with $A^{xx} = -A^{yy}$.

Then, the two polarizations modes can be explicitly shown, writing the associated metrics, namely

$$ds^2 = -dt^2 + (1 + h_+)dx^2 + (1 - h_+)dy^2 + dz^2 \quad (6)$$

where $h_+ \equiv A^{xx} \exp[ik(z - t)]$ for a GW with $A^{xy} = 0$; and

$$ds^2 = -dt^2 + dx^2 + 2h_\times dx dy + dy^2 + dz^2 \quad (7)$$

where $h_\times \equiv A^{xy} \exp[ik(z - t)]$ for a GW with $A^{xx} = 0$. Note that this last metric can be obtained from the previous one by performing a rotation of 45 degrees.

In figure 1 it is shown the deformation of a ring of test masses, located in xy -plane, caused by a GW that propagates along the z -direction.

Notice that, when a GW of amplitude $h (= \sqrt{h_+^2 + h_\times^2})$ hits perpendicularly a detector of length scale L , it generates a length change of $\delta L/L \sim h/2$.

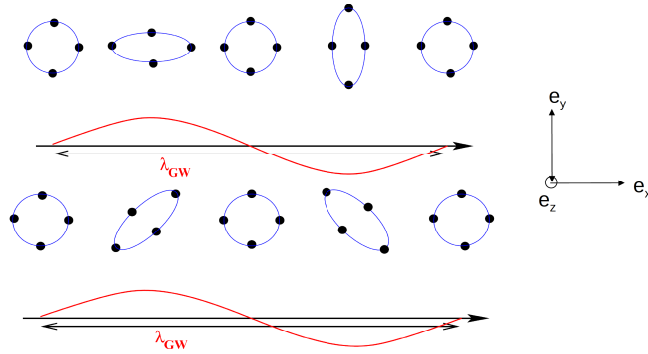


Figure 1. The deformation of a ring of test masses due to the $+$ and \times polarizations.

In order to know the nature of the sources that generate GWs it is appropriate to decompose them into their multipolar contributions.

Performing such an expansion, one obtains no monopolar or dipole contributions. Energy conservation prohibits monopole gravitational radiation. Conservation of linear and angular momenta prohibit dipolar gravitational radiation. The minimum contribution is quadrupolar, namely

$$h_{ij}^{TT} = \frac{2G}{r c^4} \ddot{Q}_{ij}^{TT}(t - r/c), \quad (8)$$

where the quadrupole moment reads,

$$\ddot{Q}_{ij}^{TT} = \int \rho (x^i x^j - \frac{1}{3} \delta^{ij} r^2) d^3x, \quad (9)$$

where ρ is the rest mass density. Notice that the above equation holds for slow internal motion and weak field.

The G/c^4 in equation 8 is extremely small, therefore to have detectable effects the second time derivative of the quadrupole moment must be enormous.

In the next section it is considered the possible sources of GWs, and if it is possible to generate in laboratory detectable (manmade) sources.

3. Sources of Gravitational waves

One could ask if it is possible to produce GWs in laboratory. To answer this question one could consider a “laboratory experiment” where one uses, for

example, a bar with $M = 10^6$ kg and $L = 100$ m, rotating, say, at $\omega = 20$ rad/s (see figure 2). It can be shown, using for example equation 8, that the amplitude of the GW for this rotor is given by

$$h \sim 10^{-45} \frac{ML^2\omega^2}{r}, \quad (10)$$

where r is the distance source-detector. To detect the GW generated by this experiment, however, one should be at the wave zone, i.e., at a distance $r > \lambda_{GW}$ ($\simeq 50,000$ km, in the present case). This implies that the amplitude h reads

$$h < 10^{-40}; \quad (11)$$

which is absolutely impossible to be detected.

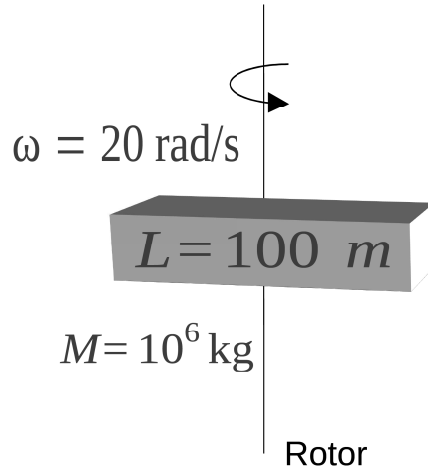


Figure 2. A “laboratory experiment” to produce GWs.

Since it is not possible to generate GWs in laboratory at a detectable level, the sources of GWs should be of astronomical and cosmological nature. Even considering astronomical and cosmological sources, the GWs that one is hoping to detect on Earth have extremely small amplitudes.

Using the same example given by Sauls (1994), consider a binary system formed by a pair of $1.4 M_{\odot}$ NSs in a circular orbit of 20 km, and located at the Virgo galactic cluster, which is ~ 20 Mpc away. This system emit GWs at 800 Hz with amplitude $h \sim 10^{-21}$. This is the typical value of the amplitudes of GWs generate by astrophysical sources. This figure also explains why GWs have not yet been detected.

Besides, not only the amplitudes are small, but the number of sources available for detection in the Galaxy, for example, is small. Thus, it is necessary

the highest possible sensitivity in order to put other galaxies in to play and, as a result, a greater number of sources.

An useful equation that can be obtained from equation (8), the quadrupole formula, reads

$$h \sim \frac{G^2}{c^4} \left(\frac{M}{r}\right) \left(\frac{M}{R}\right) \quad (12)$$

where R is a characteristic dimension of the source. This equation shows that M/R (the compactness) needs to be large for the source to be a promising source of GWs. That is why the most promising sources of GWs involve compact objects, namely, NSs and black holes (BHs). It is worth mentioning that supermassive black holes (SMBHs) are compact objects too.

In general, the sources are usually classified according to their typical pattern of emitted GWs. There are basically four types of sources: the periodic sources such as binary systems (with at least one compact object) at the early stages of their existence, and rotating NSs. In these cases the emitted signals are characterized by a regular behavior, with frequencies and amplitudes being constant over a long timescale; the second type are the burst sources, characterized by strong emissions at short time intervals, where the main sources are the merging of compact objects (NS-NS, NS-BH and BH-BH binaries), triggering of supernovae, and oscillating modes of NSs and BHs; a third type is called “chirp”, which is an intermediate case between the periodic and the burst signals and occur at the final stages of existence of compact binary systems, where the frequencies and amplitudes evolve from a periodic regime and undergo an exponential and very fast increase with the process ending in a burst; the fourth type refers to stochastic backgrounds, which are characterized by spectra spanning a wide range of frequencies. These spectra could have been generated by cosmological processes in the very early Universe, such as phase transitions and spatial inhomogeneities and also by a superposition of several individual sources, that may be of periodic, burst or chirp nature.

In general, the frequency bands where are expected to find GWs span from 10^{-18} Hz up to 10^4 Hz, given the above (anticipated) sources. Serendipitous (unanticipated) sources could also well exist, generating GWs with frequencies inside or side this frequency band.

The reader should look at the webpage <http://www.ligo.org/science/GW-Sources.php> where some interesting material about GWs can be found.

It is worth noting that GWs carry information about the dynamics of the sources. Also, since GWs are weakly interacting, they could well traverse the universe without being significantly scattered or absorbed.

4. Detecting gravitational waves: present and future

The first experimental researches of GWs took place in the 1960s with Joseph Weber (see, e.g., Thorne 1987, and references therein). Since then, many other projects have been proposed (see, e.g., Aguiar 2011, and references therein).

Nowadays the search for GWs involves different techniques and experiments, namely, resonant mass detectors (bars - such as in the pioneer experiment

by Weber (1960)-, and spheres), interferometers, radio telescopes, and cosmic background radiation experiments.

Resonant detectors (bars and spheres) absorb energy from the GW and mechanically resonate. With electromechanical transducers the mechanical signals are converted into electrical ones. In general, this kind of detector is sensitive to GWs in a narrow band of frequencies, i.e., at most $\sim 10\%$ of the resonant frequency (1kHz and 3kHz for the bars and spheres in operation or under development, respectively).

AURIGA and NAUTILIUS are examples of resonant bar detectors still in operation.

We refer the reader to their webpages <http://www.auriga.lnl.infn.it/> and <http://www.roma1.infn.it/rog/nautilus/>, respectively) for further details.

The schematics of a GW bar detector can be found for example in <http://www.auriga.lnl.infn.it/auriga/detector/overview.html>.

Concerning spherical detectors, SCHENBERG (<http://www.das.inpe.br/graviton/>) and MiniGRAIL (<http://www.minigrail.nl/>) are still under development.

A GW antenna with a spherical shape maximizes the GW absorption and is omnidirectional (i.e., the same sensitivity in any direction). They are still narrow band, but can be, in principle, more sensitive than resonant bars (see, e.g., Aguiar 2011).

The interferometers are a kind of a giant Michelson-Morley experiment. Making use of laser interferometry, such detectors measure differences between the distances of test bodies caused by the passage of GWs.

The reader should look at the webpage <http://www.ligo.org/science/GW-Overview/images/IFO.jpg>, where a diagram of a basic interferometer design can be found.

Examples of ground-based detectors are the following:

LIGO (<http://www.ligo.org/>)

VIRGO (<http://www.virgo.infn.it>)

GEO600 (<http://www.geo600.org/>)

TAMA300 (<http://tamago.mtk.nao.ac.jp/spacetime/>)

We refer the reader to the above indicated webpages for details. The frequency band of these detectors ranges from $\sim 10^2 - 10^4$ Hz.

Nowadays (2013), the most sensitive is LIGO, where the strain spectral density is of $\simeq 2 \times 10^{-23} \text{ Hz}^{-1/2}$ for $\simeq 200$ Hz (see the LIGO webpage for further details).

Notice that the interferometers are broad band detectors and can be more sensitivity than resonant mass detectors.

In the future, a decade or so, there will be other ground-based detectors around, namely:

KAGRA (<http://gw.icrr.u-tokyo.ac.jp/lcgt/>, already in construction)

INDIGO (<http://www.gw-indigo.org>)

AIGO (<http://www.aigo.org.au>)

Einstein Telescope (ET, <http://www.et-gw.eu/>)

Moreover, there will be the advanced configurations of LIGO and VIRGO. The sensitivity of the advanced LIGO (AdLIGO) will be ten times better than

the initial LIGO. This implies in an observable volume of the universe a thousand larger.

The main sources of GWs for the resonant detectors and the ground-based interferometers are the compact objects.

For frequencies below 1 Hz or so, it is not possible to have a competitive sensitivity because of gradients of the gravitational field. Therefore, the detectors (antennas) must be necessarily space-based.

The main example of space-base antenna is LISA, which was until recently a NSA/ESA project (see <http://lisa.nasa.gov/> and <http://sci.esa.int/lisa>, for details). Now ESA has its own project, the eLISA or NGO (<http://www.elisa-ngo.org/>), which is less sensitive than the former LISA for ~ 0.01 Hz, but still scientifically competitive.

Other projects of space-based antennas are DECIGO (<http://tamago.mtk.nao.ac.jp/decigo>)
BBO (<http://trs-new.jpl.nasa.gov/dspace/bitstream/2014/37836/1/05-2157.pdf>)

The main sources of GWs for the space-based interferometers are the supermassive black holes and stochastic waves.

Concerning the sensitivities of the space-based antennas, the eLIGO strain spectral density for example is of $\sim 10^{-23} Hz^{-1/2}$ at $\simeq 0.01$ Hz (see the eLIGO webpage for further details).

Pulsar Timing Arrays (PTAs) are a new way of searching GWs (see, e.g., Aguiar 2011). The basic idea is to use extremely regular Pulsars as a detector. Long wavelength GWs cause discrepancies in the Pulsar pulses and this effect is used as a detector (see, e.g., the webpage of the Parkes Pulsar Timing Array - PPTA, the pioneer group, <http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/ppta/> for details; and also the webpage of the International Pulsar Timing Array <http://www.ippta4gw.org/>)

The PTA technique allows searchers of GW in frequencies ranging from $10^{-9} - 10^{-8}$ Hz. The sources of GWs being SMBHs and stochastic waves of cosmological origin.

Finally, we consider very briefly the detection of GWs using the Cosmic Microwave Background (CMB). GWs of very large wavelengths (which correspond to frequencies of $10^{-18} - 10^{-15}$ Hz) can in principle polarize the CMB. Therefore, a way to detect such GWs is to search for the electromagnetic B-mode polarization (see, e.g., Aguiar 2011). We refer the reader to the Planck Satellite webpage (<http://planck.esa.int/>), for example, for further details.

5. Gravitational wave astronomy: what is already possible to do?

Even though we have not yet a direct detection of GWs, after around 50 years of experimental research, it is already possible to do gravitational wave astronomy.

There is a very active community working in different fronts of the data analysis research, namely, searches for compact binaries, continuous waves, stochastic waves, and burts. Some of these research activities incorporate also electromagnetic counterparts (multimessage astronomy).

For the lack of space, it is considered here only some results that come from the LIGO and VIRGO collaboration.

In a recent paper by Abadie et al. (2012a), it is presented the search for GWs from low mass compact binary coalescence in LIGO’s sixth science run and Virgo’s science runs 2 and 3 (S6-VSR2-3).

In table 1 it is presented the estimated coalescence rates for NS-NS, NS-BH, BH-BH binary systems (see, e.g., Abadie et al. 2012a, and references therein for details).

Source	Low	Realistic	High
NS-NS	0.01	1	10
NS-BH	5^{-4}	0.03	1
BH-BB	10^{-4}	5^{-3}	0.03

Table 1. Estimated coalescence rates for NS-NS, NS-BH, BH-BH binary systems (see, e.g., Abadie et al. 2012a, and references therein for details) in $Mpc^{-3} yr^{-1}$. With “Realistic” meaning a realistic estimate, and “High” and “Low” meaning the plausible limits of the range.

As can be seen in Abadie et al. (2012a), the S6-VSR2-3 constrains the coalescence rates to $\sim 10^{-6} - 10^{-5} - 10^{-4} Mpc^{-3} yr^{-1}$ for BH-BH, NS-BH and NS-NS binary systems, respectively. This is still far from the estimated coalescence rates.

Recall that the AdLIGO will be able to see a volume of the universe around a thousand larger than the initial LIGO, and its coalescence detection rates for compact binary systems are estimated to be of tens per year (see, e.g., Riles 2013). Therefore, the coalescing compact binaries will be very probably seen.

We refer the reader to the following articles for other interesting studies concerning GW searches, namely: a) “searches for GWs from known pulsars with S5 LIGO data” (Abbott et al. 2010); b) “Directional Limits on Persistent Gravitational Waves Using LIGO S5 Science Data” (Abadie et al. 2011); c) “All-sky search for gravitational-wave bursts in the second joint LIGO-Virgo run Bursts” (Abadie et al. 2012b)

An interesting study that makes uses of the electromagnetic radiation and the putative GW counterpart (multimessage astronomy) refers to the GRB 070201, a short γ -ray burst. This GRB has a reconstructed position consistent with Andromeda (M31). The absence of any signal in LIGO data by the time of the burst and the proximity of M31 make it very unlikely that this GRB was a binary merging in this galaxy (Abbott et al. 2008).

6. Final remarks

It is (almost) a consensus that the era of GW astronomy has begun. As we have seen, there is a very active search for GWs. Although, there has been so far no detection, it is already possible to constrain some parameters and models.

Also, we have seen that the most promising sources of GWs involve compact objects; in particular the compact binary systems (NS-NS, BH-BH, BH-NS) are the best bets for the first detection.

The so called “multimessage astronomy” (see, e.g., Christensen et al. 2011), that incorporates gravitational radiation with other messengers, such as

electromagnetic (ranging from radio to γ -rays) and neutrino emission, is already a reality.

The simultaneous observation of electromagnetic waves, and also neutrino emissions, will be certainly important for the first direct detection of GWs.

Also, multimessenger observation could well help to answer some long standing questions, for example, what is the source of GRBs.

It is worth stressing that it is widely accepted that in a few years, before the end of the present decade, the GWs will be directly detected by the advanced configurations of LIGO and VIRGO, for example. Recall that AdLIGO will be able to see a volume a thousand larger than the initial LIGO.

To conclude, we are about to witness one of the most extraordinary discoveries of all times.

Agradecimientos. I would like to thank Dr. Gustavo E. Romero and the organizing committees for inviting me to the plenary talk at AAA2012, Dr. Ricardo Morras for the arrangements concerning my trip to Mar del Plata, and Dr. Adrian Rovero for patiently wait for my contribution. Last, but not least, I would like to thank all of you and Dra. Paula Benaglia for the warm hospitality, and also many students and researchers for the interesting discussions.

References

- Abadie J., et al., 2012b, *Phys.Rev.D*, 85, 122007
 Abadie J., et al., 2012a, *Phys.Rev.D*, 85, 082002
 Abadie J., et al., 2011, *Physical Review Letters*, 107, A261102
 Abbott B., et al., 2008, *ApJ*, 681, 1419
 Abbott B. P., et al., 2010, *ApJ*, 713, 671
 Aguiar O. D., 2011, in *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*
 Vol. 40 of *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*,
 Gravitational Wave Detection: What is new. pp 299–304
 Christensen N. L., for the LIGO Scientific Collaboration the Virgo Collaboration 2011,
 ArXiv e-prints
 Hulse R. A., Taylor J. H., 1975, *ApJ*, 195, L51
 Lyne A. G., et al., 2004, *Science*, 303, 1153
 Maggiore M., 2008, *Gravitational Waves. Vol. 1: Theory and Experiments*, Oxford
 University Press, Oxford (UK)
 Misner C. W., Thorne K. S., Wheeler J. A., 1973, *Gravitation*. W.H. Freeman and Co,
 San Francisco, USA
 Riles K., 2013, *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 68, 1
 Saulson P. R., 1994, *Fundamentals of interferometric gravitational wave detectors*
 Thorne K. S., 1987, *Gravitational radiation..* pp 330–458
 Weber J., 1960, *Physical Review*, 117, 306

PRESENTACIÓN ORAL

Avoiding *pileup* effect on X-ray spectra

J. F. Albacete-Colombo^{1,2}

(1) *Centro Regional Zona Atlántica, Univ. of Comahue, Belgrano 60, Viedma (CP 8500), Argentina.*

(2) *Associate researcher of CONICET, Argentina.*

Abstract. One of major instrumental problems of the X-ray astronomy is the pileup. It occurs whenever two or more photons reach a single CCD-pixel in a time lapse less than the read-out time of the detector, and thus both photons are interpreted as a single event. This situation affects the true energy spectral distribution of the source, as well as reduces the net observed count-rate. The pileup effect can be modeled by the grade migration parameter (α). However it depends on the number of free parameters during the fitting procedure. In fact, the α parameter does not converge in cases of spectra that require multi-component models. Otherwise, pileup spectra can be well-fitted just in cases of pileup fractions $f_p \lesssim 16\%$. Under this restriction, temperatures and absorptions values agree with those obtained from an unaffected pileup spectra.

Resumen. Uno de los mayores problemas de la astronomía de rayos-X es el pileup. Este ocurre cuando dos o más fotones caen en un mismo pixel en un intervalo menor al que corresponde al tiempo de lectura del detector, así ambos fotones se interpretan como un evento único. Esta situación modifica la distribución espectral de energía de la fuente, reduciendo la tasa de fotones observada. El pileup puede modelarse ajustando el parámetro de migración de fotones (α). Sin embargo esto depende del número de parámetros libres existentes a la hora del ajuste espectral. De hecho, α no converge en casos de un ajuste multi-componente. Por otro lado, los espectros afectados de pileup pueden ser adecuadamente ajustados sólo en aquellos casos en que la fracción de pileup $f_p \lesssim 16\%$. Con esta restricción, las temperaturas y valores de absorción adoptan valores estables que son consistentes con los obtenidos de un espectro no afectado por pileup.

1. Introduction

Pileup is a phenomenon inherent to the operative functionality of X-ray CCD-detectors. It occurs whenever two or more photons are detected as a single event, thus it represents a loss of information from these events. The detected energy of a piled event is approximately equal to the sum of the energies of the individual photon events of which it is comprised (Ballet 2001). Additionally, piled events

also suffer from "grade migration", that helps us to identify whether the detected event comes from a real photon or even a single background event, such as a cosmic ray hit. As a simple empirical description of the grade migration process, it is possible to assign a probability, that for each photon event beyond the first, the piled event retains a grade consistent with a real photon. The probability that a piled event is retained as a real photon is $\alpha^{(N-1)}$, where α is the grade migration parameter and N is the number of photons comprising the piled event (see Davis 2001). In most of X-ray missions, whenever the source count rate is sufficiently high, most piled events at the center of the point spread function (PSF) exceed the threshold energy (typically ~ 15 keV) and/or are assigned bad grades, yielding a hole in the image, or bad interpreted events, respectively. One of major effects of pileup is a net decrease in the source count rate, and even yield a net increase, or decrease, of the number of photons in restricted energy bands, altering the true X-ray hardness ratios of the source.

The degree to which the pileup effect can be partially recovered depends on how the spectral extraction is performed, as well as how the fitted spectrum can be modeled by pileup (Davis 2001). In section 2 we give quantitative results of how pileup affects the X-ray spectral solution of a given single model. In section 3, we use real data to compare parameters of a given spectral solutions according to different pileup fraction in the observed source X-ray spectra.

2. The pileup effect on spectral parameters

We give quantitative estimation of how the pileup affects the source spectral solution. We use the ISIS software (Houck & Denicola, 2000) to simulate 20 CCD zeroth-order Chandra ACIS spectra. We constructed appropriate Ancillary and Response matrices files by use of the MKARF and MKRMF CIAO¹ tasks. We grouped the spectra to a minimum of 20 counts per bin, and only noticed at the 0.5 - 3 keV energy range. We run a set of fits with non-thermal and thermal models: absorbed power-law and a black-body models, respectively.

As it is shown in Fig 1, the power law index is clearly dependent of the grade migration parameter (α). In order to avoid the N_H - kT dependence during the fitting procedure, we fix N_H to 2.5×10^{21} to get the $kT(\alpha)$ dependence. We also fix kT to 0.2 keV to reproduce the $N_H(\alpha)$ dependence. This is due to the presence of the power law tail, where the fit cannot distinguish a best value of α for the spectrum. Values ranges from 0 - 1 yield different best fit values of the power law slope (larger α yields softer spectral fits), with the χ^2_ν being nearly indistinguishable as a function of grade migration parameter. Davis (2001) made extensive analysis on this dependence, and demonstrated that freezing $\alpha \sim 0.5$ seems to be a reasonable approach in the case of single-component models. Additionally, we use a black-body model to evaluate the dependence of N_H and the temperature with α parameter. In Fig 1 we show that temperature do not depends, within the errors, on α , although, the neutral absorption column (N_H) is much more affected than in the non-thermal models.

¹<http://cxc.harvard.edu/ciao>

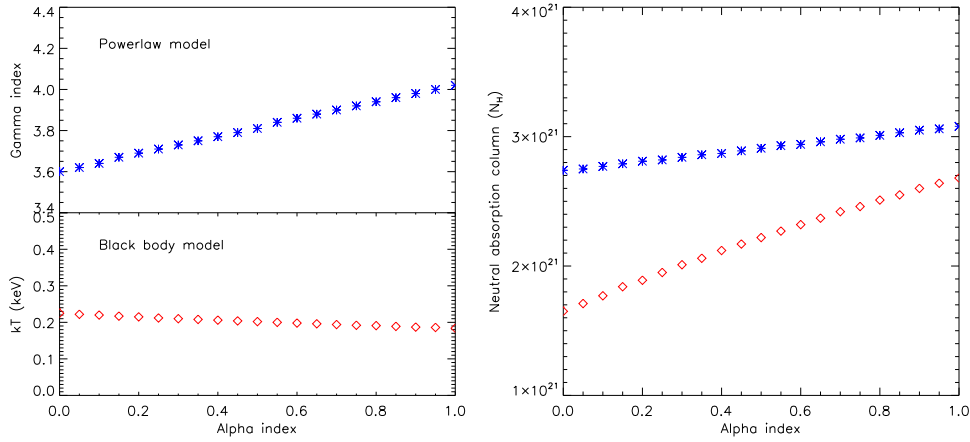


Figure 1. We simulated spectra and fit single *power-law* and *thermal* models for different α -values. Asterisk (blue) and diamond (red) points refer to the fitted solution, respectively. Error bars are smaller than the symbols size.

In Summary, the problem of how to apply the pileup model is just a partial solution whenever we only fit simple models. Pileup model cannot resolve the problem if source emission requires complex models. In section 3 we give technical considerations about how to discard pileup photons in the spectral extraction procedure, being probably the only way to get an accurate, but realistic, solution to the X-ray spectral fit of the source.

3. Analysis of pileup spectra

We used an archived Chandra X-ray observation (ObsID 4511) to study the particular case of the binary Schutte 8A (O5.5 I + O6 III). We compute different extraction regions by using the PILEUP task under the CIAO software. This task computes polygonal regions at different pileup fractions of 1%, 7%, 16%. The pileup fraction reach $\sim 24\%$ at the PSF center. Spectra were extracted on these respective ranges.

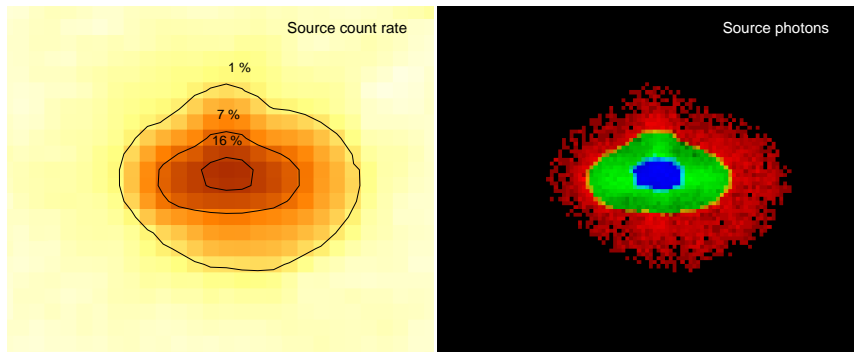


Figure 2. *Left*: PILEUP CIAO-task compute the count-rate image of the source at different pileup fractions. *Right*: Source events colors (R,G,B) refers to pileup fractions of 1-7%, 7-16% and 16-24%, respectively.

We used a combination of three thermal (APEC) emission models, affected by an absorption model (WABS). We fit only X-ray emission in the 0.5-8.0 keV energy range. In fig 3-left we shows spectral fit models at different pileup fractions. It is important to remarks that the intensity of the FeK 6.7 keV iron line is affected by the pileup fraction due to migration of soft photons to the hard part of the spectra, increasing the local continuum. Large pileup fraction in the spectra makes abundances to be underestimated. However, a quantitative estimation of this issue is out of the scope of this paper. From Fig3-right we are able to confirm that temperatures at f_p 1-7% and 7-16% are in agreement, but for $f_p > 16\%$, pileup becomes important, and the spectral solution overestimates the temperatures, mostly the mid- (kT_2) and high (kT_3) thermal components.

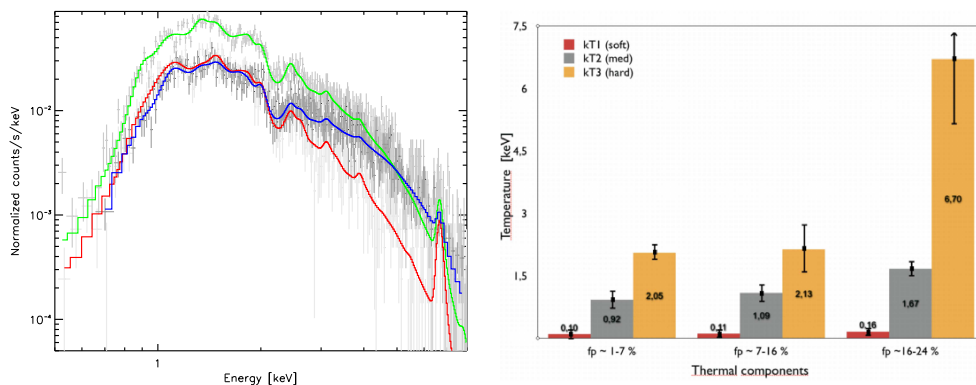


Figura 3. Left panel shows three X-ray spectra extracted at different pileup fractions (f_p) and their respective fitted model. Colors red, green and blue refers to pileup fractions of 1-7%, 7-16% and 16-24%, respectively. Right panel shows the temperatures obtained for fitted spectra at different pileup fraction. Temperatures are overestimated whenever the f_p is above $\sim 16\%$.

4. Summary

From simulated spectral fits we find that pileup just can be modeled in cases of simple models, i.e. just for two or three free parameters. In contrast, pileup models do not converge in cases of spectra that require multi-component models, mostly due to the convergences problem of the grade migration parameter. To deal with pileup spectra, it is necessary to reject photons from PSF's regions at pileup fractions above $\sim 16\%$. Under this regime, temperatures and absorption column reach values that agree with those obtained from an X-ray spectra that is not affected by pileup.

Referencias

- Ballet, J. 2001, ASPC, **238**, p381
 Davis, J. E. 2001, ApJ, **562**, p575
 Houck, J., & Denicola, L. A. 2000, ASP Conf. Proc. **216**, p591

PRESENTACIÓN MURAL

Agujeros negros de masa estelar en el Universo temprano

V.M. Douna¹, L.J. Pellizza^{1,2} & I.F. Mirabel^{1,2,3}

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

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

(3) *CEA Saclay, France*

Abstract. We investigate the dependence on metallicity of the relation between the X-ray luminosity and the star formation rate of star-forming galaxies. We compile a sample of observations of nearby galaxies, and develop Monte Carlo models of their X-ray binary populations to interpret them. We conclude that the evidence for the variation of the aforementioned relation with metallicity is still marginal.

Resumen. Investigamos la dependencia con la metalicidad, de la relación entre la luminosidad en rayos X y la tasa de formación estelar de las galaxias con formación estelar activa. Compilamos una muestra de observaciones de galaxias cercanas y desarrollamos modelos Monte Carlo de sus poblaciones de binarias de rayos X para interpretarlas. Concluimos que la evidencia en favor de la variación de dicha relación con la metalicidad es aún marginal.

1. Introducción

Aproximadamente $\sim 0,4$ Myr después del Big Bang, la temperatura del Universo descendió por debajo de $\sim 10^4$ K, permitiendo la formación de hidrógeno neutro (HI) a partir del plasma ionizado (Peacock 1999) y la consiguiente propagación libre de la radiación. Sin embargo, hay evidencia de que alrededor de 1 Gyr después del Big Bang el medio intergaláctico se encontraba nuevamente ionizado (Loeb 2010). Las causas y la forma en que se desarrolló el proceso de reionización del Universo aún son tema de debate (e.g., Mirabel et al. 2011). La visión predominante es que la mayor parte de la reionización fue causada por la radiación ultravioleta de las estrellas masivas formadas en las primeras galaxias, aunque recientemente Mirabel et al. (2011) han propuesto que una fracción importante de la reionización podría deberse a la radiación emitida por binarias de rayos X de alta masa (HMXBs) formadas en dichas galaxias.

El punto fuerte del escenario de Mirabel et al. (2011) consiste en tres tendencias sugeridas por las observaciones y modelos actuales de evolución estelar: a) la cantidad de agujeros negros en una población estelar aumentaría al decrecer la metalicidad de la misma; b) la masa de los agujeros negros, y por consiguiente la luminosidad en X de las HMXBs, seguiría la misma tendencia; c) los agujeros negros más masivos se formarían sin impulsos natales importantes, lo que facilitaría la supervivencia de las HMXBs a la explosión de supernova

que forma el objeto compacto (Mirabel et al. 2011, y sus referencias). Estas tendencias implican que la tasa de producción y la luminosidad de las HMXBs en el Universo temprano, cuando la metalicidad era baja, deberían haber sido superiores a las actuales, y por lo tanto estos sistemas podrían haber contribuido con una importante producción de radiación ionizante.

Sin embargo, las tendencias mencionadas aún son tema de debate. Por ello, para establecer más allá de toda duda la influencia de las HMXBs en la reionización del Universo es necesario determinar con precisión la dependencia de la producción y luminosidad de las HMXBs con la metalicidad. Esto puede hacerse a partir de observaciones de galaxias cercanas con formación estelar activa. Grimm et al. (2003) y Mineo et al. (2012) han hallado una relación lineal entre la luminosidad en rayos X de una galaxia y su tasa de formación estelar, que sugiere que el número de HMXBs escala con la masa de nuevas estrellas formadas en la galaxia, independientemente de la metalicidad. Sin embargo, se han reportado posibles variaciones de esta relación en galaxias de baja metalicidad (Kaaret et al. 2011), lo que puede ser un indicio de la dependencia mencionada.

En este trabajo presentamos los resultados preliminares de nuestra investigación para corroborar la hipótesis de la dependencia de la producción de HMXBs con la metalicidad de las poblaciones estelares. Compilamos de la literatura una muestra de galaxias cercanas para las cuales se ha medido su metalicidad, tasa de formación estelar y luminosidad en rayos X, y desarrollamos modelos numéricos de tipo Monte Carlo para determinar estadísticamente si esta hipótesis ajusta mejor las observaciones que la relación lineal de Mineo et al. (2012).

2. Emisión X de galaxias cercanas

Una búsqueda bibliográfica detallada nos permitió construir una muestra de 32 galaxias que abarcan un amplio rango de metalicidades, $7 < 12 + \log(\text{O}/\text{H}) < 9$. Para cada una de estas galaxias compilamos estimaciones de su luminosidad en rayos X (L_X), su tasa de formación estelar (Ψ) y su abundancia de oxígeno $12 + \log(\text{O}/\text{H})$ como indicador de la metalicidad. Los datos fueron tomados de Ghigo et al. (1983), Sage et al. (1992), Stevens & Strickland (1998), Corbin & Vacca (2002), Thuan et al. (2004), Winter et al. (2006), Hirashita et al. (2008), Kaaret et al. (2011) y Mineo et al. (2012). Cabe destacar que las galaxias seleccionadas tienen tasas de formación estelar específicas altas, lo que asegura que las HMXBs dominan la emisión en X. Además, pusimos especial empeño en homogeneizar los datos de los distintos autores, corrigiendo por las diferencias derivadas del uso de distintos métodos de medición. Esto es particularmente importante en el caso de las metalicidades (e.g., Kewley & Dopita 2002) y las tasas de formación estelar (e.g., Kennicutt 1998).

Teniendo en cuenta estas consideraciones, estudiamos la relación L_X/Ψ en función de O/H para la muestra de galaxias (Fig. 1, izq.). A pesar de que la dispersión es alta, los resultados exhiben una tendencia decreciente que sugiere la existencia de una correlación entre estas dos magnitudes. Esta correlación podría deberse a una dependencia real entre ambas variables, como plantean Mirabel et al. (2011, y sus referencias), o bien a efectos de selección o estadísticos.

Implementamos entonces modelos numéricos que tienen en cuenta estos efectos para investigar el origen de la misma.

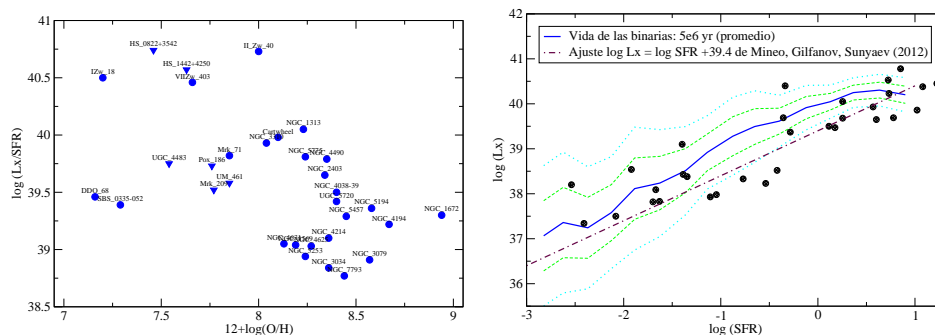


Figura 1. Dependencia de L_X/Ψ con la metalicidad para la muestra de galaxias obtenida (izq.). Relación entre L_X y Ψ para las galaxias (círculos negros), junto con las predicciones de los modelos: media (línea llena azul) e intervalos de confianza de 68 % (línea de trazos verde) y 95 % (línea punteada celeste).

Para analizar si la hipótesis de la dependencia de L_X/Ψ con la metalicidad explica mejor las observaciones que la relación lineal de Mineo et al. (2012), desarrollamos un código numérico de tipo Monte Carlo para simular la población de HMXBs de una galaxia, incluyendo los posibles efectos de selección y estadísticos. A partir de modelos teóricos para la producción de HMXBs, el código calcula el número de HMXBs y la luminosidad en X de las mismas, teniendo en cuenta la metalicidad y tasa de formación estelar de cada galaxia. Para ello usa una función inicial de masa de Salpeter (1955) y los resultados de los modelos de evolución estelar de Georgy et al. (2009) y de síntesis de poblaciones de binarias de Belczynski et al. (2004). Estos últimos incluyen la dependencia de la producción de binarias con la metalicidad. El código adopta además la función de luminosidad de las HMXBs dada por Fabbiano (2006) y tiene como parámetro libre el tiempo de actividad promedio de una HMXB.

Nuestros modelos, que incluyen la dependencia de la producción de binarias con la metalicidad, predicen una relación no lineal entre L_X y Ψ , en contraposición a la relación lineal que exhiben los modelos que no consideran dicha dependencia (Fig. 1, der.). La no linealidad se produce por la correlación existente entre la metalicidad de las galaxias y su tasa de formación estelar. Para altas tasas de formación estelar, nuestro modelo provee un ajuste de las observaciones similar al de Mineo et al. (2012). A bajas tasas de formación estelar (consecuentemente a bajas metalicidades) el modelo con dependencia de la metalicidad es nominalmente mejor que el modelo lineal y supera al mismo en un test de estocasticidad. Sin embargo, la dispersión en las observaciones no permite obtener una conclusión robusta.

3. Conclusiones

Realizamos una recopilación de los datos de luminosidades en rayos X, tasas de formación estelar y metalicidades de una muestra de 32 galaxias cercanas, con el objetivo de analizar la dependencia de la producción de HMXBs con la metalicidad de las poblaciones estelares que les dan origen. Encontramos una tendencia en el cociente L_X/Ψ a disminuir con la metalicidad, lo cual puede ser un indicio de la existencia de dicha dependencia. Para hacer un análisis estadístico del problema, desarrollamos un modelo numérico de tipo Monte Carlo para calcular la cantidad y luminosidad de las HMXBs en una galaxia, basado en los modelos más recientes de evolución estelar y de binarias. Este modelo provee una descripción de las observaciones marginalmente superior al modelo que supone que la dependencia con la metalicidad no existe. Sin embargo, la dispersión de los datos observacionales impide sacar una conclusión más firme. Para resolver este inconveniente, actualmente estamos desarrollando algoritmos estadísticamente más robustos para intentar discernir entre ambos modelos, aún en presencia de una dispersión considerable de los datos. Esto nos permitirá predecir el número de HMXBs en diferentes épocas del Universo y estimar su influencia en la reionización del Universo.

Agradecimientos. Los autores agradecen una Beca de Estímulo a la Investigación Científica otorgada por la AAA a VMD para esta investigación. Este trabajo fue financiado parcialmente por el proyecto PICT 2007-0848 de la ANPCyT.

Referencias

- Belczynski, K., Sadowski, A., Rasio, F. 2004, ApJ, 11, 1068
Corbin, M., Vacca, W. 2002, ApJ, 581, 1039
Fabbiano, G. 2006, ARA&A, 44, 323
Georgy, C., Meynet, G., Walder, R., et al. 2009, A&A, 502, 611
Ghigo, F. D., Wardle, J. F. C., Cohen, N. L. 1983, AJ, 88, 1587
Grimm, H. J., Gilfanov, M., Sunyaev, R. 2003, MNRAS, 339, 793
Hirashita, H., Kaneda, H., Onaka, T., et al. 2008, PASJ, 60, 477
Kaaret, P., Schmitt, J., Gorski, M. 2011, ApJ, 741, 10
Kennicutt, R. 1998, ARA&A, 36, 189
Kewley, L. J., Dopita, M.A. 2002, ApJS, 142, 35
Loeb, A. 2010, "How Did the First Stars and Galaxies Form?", Princeton Univ. Press
Mineo S., Gilfanov M., Sunyaev R., 2012, MNRAS, 419, 2095
Mirabel I.F., Dijkstra M., Laurent P., et al. 2011, A&A, 528, A149
Peacock, J.A. 1999, "Cosmological Physics", Cambridge Univ. Press
Sage, L. J., Salzer, J. J., Loose, H.-H., et al. 1992, A&A, 265, 19
Salpeter, E. E. 1955, ApJ, 121, 161
Stevens, I., Strickland, D. 1998, MNRAS, 294, 523
Thuan, T., Bauer, F., Papaderos, P., et al. 2004, ApJ, 606, 213
Winter, L., Mushotzky, R., Reynolds, C. 2006, ApJ, 649, 730

PRESENTACIÓN MURAL

Compact Stars in R -Squared Gravity

Federico García^{1,2}, Florencia A. Teppa Pannia², Mariana Orellana^{1,2},
Gustavo E. Romero^{1,2}

(1) Instituto Argentino de Radioastronomía CCT La Plata - CONICET,
C.C.5, (1894) Villa Elisa, Buenos Aires, Argentina.

(2) Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Paseo del
Bosque s/n, B1900FWA La Plata, Argentina.

Abstract. Recent progress in testing certain modified-gravity theories has been achieved by the study of the structure of compact objects like Black Holes and Neutron Stars (NSs). In particular, it is possible that the *squared*-gravity generalization of the Lagrangian density, given by the function $f(R) = R + \alpha R^2$, may yield acceptable models for heavier NSs than General Relativity (GR) does.

In the strong gravitational regime, the differences among alternative gravity theories should be enhanced. Because of the complexity of the field equations, perturbative methods are required to approach solutions. In this work, we calculate the structure of both NSs and Quark Stars (Qs) focusing on the behaviour of their interior profiles, compared to those from GR. We find that these profiles depend on high-order derivatives of the Equations of State (EoSs), showing regions where the enclosed mass decreases with the radius in a counter-intuitive way.

Resumen. En los últimos años se han registrado avances en la verificación de teorías de gravedad modificada a través del estudio de la estructura de objetos compactos. En particular, es posible que la generalización *cuadrática* de la densidad lagrangiana, dada por la función $f(R) = R + \alpha R^2$, permita modelar estrellas de neutrones más masivas que las admitidas por la Relatividad General (RG).

En el régimen de campo gravitacional fuerte, las diferencias entre teorías alternativas de la gravedad deberían amplificarse. Debido a la complejidad de las ecuaciones de campo, se requieren métodos perturbativos para aproximar las soluciones. En este trabajo calculamos la estructura de estrellas de neutrones y estrellas de *quarks* enfocándonos en el comportamiento de los perfiles interiores resultantes, y comparándolos con sus equivalentes en RG. Encontramos que estos perfiles dependen de las derivadas de orden superior de la ecuación de estado utilizada, mostrando regiones donde la masa encerrada decrece con el radio, de modo contraintuitivo.

1. Introduction

The appearance of Extended Theories of Gravity was strongly stimulated by the possibilities they might provide to reinterpret the current cosmological data (de Felice & Tsujikawa 2010; Sotiriou & Faraoni 2010) without involving non-standard matter in the energy-momentum tensor. We focus our work on the so-called $f(R)$ -gravity theories, which are based on a modification of the Einstein-Hilbert action: the usual Lagrangian density is generalized replacing the Ricci curvature scalar, R , by a function of it or by a combination of high-order invariants of the curvature tensor (see, for instance, Capozziello & Faraoni 2011).

The simplest choice $f(R) = R + \alpha R^2$, also called “ R -squared” gravity, had been further studied as a viable alternative cosmological model. But in contrast to gravity in the weak-field regime, gravity in the strong-field regime is largely unconstrained by observations (e.g. DeDeo & Psaltis 2003). Under this motivation, we investigate in detail the structure of NSs and QSs in R -squared gravity, using a perturbative approach (Babichev & Langlois 2010).

2. Structure equations in R -squared gravity

Modified TOV equations can be obtained from the gravitational field equations, assuming spherical symmetry and staticity. In the metric formalism, the variation of the action with respect to the metric yields fourth-order differential equations. We adopt the perturbative approach presented in Cooney et al. (2010) to solve them in the case that $f(R) = R + \alpha R^2 = (1 + \beta)R$, where the dimensionless quantity $\beta \equiv \alpha R$ comprises the deviation from GR and the perturbative method is applied as long as $|\beta| \ll 1$.

In this approach, functions in the metric are expanded into a leading term, denoted with subscript 0, plus a corrective one (subscript 1) that is of first order in β . Following Arapoğlu et al. (2011), the hydrodynamic quantities are also defined perturbatively: $\rho = \rho_0 + \beta\rho_1$ and $p = p_0 + \beta p_1$, and the mass is defined assuming that the solution for the metric has the same form as the exterior Schwarzschild solution in GR. With this considerations, and taking into account that ρ_0 and p_0 satisfy Einstein’s equations, the derived modified TOV equations are:

$$\frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 \rho - 2\beta \left[4\pi r^2 \rho_0 - \frac{c^2}{8G} r^2 R_0 + \left(2\pi \rho_0 r^3 - \frac{c^2}{G} r + \frac{3}{2} m_0 \right) \frac{R'_0}{R_0} - r \left(\frac{c^2}{2G} r - m_0 \right) \frac{R''_0}{R_0} \right]$$

$$\frac{dp}{dr} = \frac{c^2 \rho + p}{2Gm - c^2 r} G \left\{ \left(\frac{4\pi}{c^2} r^2 p + \frac{m}{r} \right) - 2\beta \left[\frac{4\pi}{c^2} r^2 p_0 + \frac{c^2}{8G} r^2 R_0 + \left(\frac{2\pi}{c^2} p_0 r^3 + \frac{c^2}{G} r - \frac{3}{2} m_0 \right) \frac{R'_0}{R_0} \right] \right\}$$

where we use the prime for radial derivatives. Here the terms $2\beta [\dots]$ indicate the first order correction. Note that in order to work up to first order in β , the brackets have been evaluated at order zero. The α parameter is constrained to the values reported by Santos (2010), and references therein, which points to $10^8 \text{ cm}^2 < \alpha/3 < 10^{10} \text{ cm}^2$.

2.1. Equations of State and the numerical method

We calculate the mass-radius ($M_\star - R_\star$) relations for NSs, considering two different EoSs: SLY (Haensel & Potekhin 2004) and POLY (Silbar & Reddy

2004). The first one is a realistic EoS that represents the behaviour of nuclear matter at high density, but has a complex analytical representation and the error propagation of its derivatives is out of our knowledge. The second EoS is a simple polytropic approximation, $p \propto \rho^2$, and allows us to study zeroth-order modified gravity effects, separating them from more tricky issues arising from the analytical representation of the realistic EoS. The interior of Qs is represented by a SQM EoS, $p = (c^2\rho - 4B)/3$, assuming a typical value of $B = 60 \text{ MeV fm}^{-3}$ for the MIT bag constant (Glendenning 2000; Degrand et al. 1975).

3. Results and Conclusions

In Fig. 1 we show the mass-radius ($M_\star - R_\star$) relations using SLY, POLY and SQM EoSs, obtained for seven values of the α parameter between -0.2 and $+0.2 \text{ km}^2$, and considering central densities, ρ_c , running from $10^{14.6} \text{ gr cm}^{-3}$ to $10^{15.9} \text{ gr cm}^{-3}$. SLY EoS configurations are more sensitive to the value of α parameter than the others.

In the right-bottom panel of Fig. 1 we show the radial profiles obtained for the density, $\rho(r)$, and mass, $m(r)$, for $\alpha = -0.2, 0.0$ and $+0.2 \text{ km}^2$ with the SLY EoS. Although the density, and hence the pressure, follow rather usual (resembling GR) profiles, the effects of $f(R)$ are reflected in the mass profiles and are evident close to the NS surface (i.e. at $r \sim 10 \text{ km}$, for $\rho_c = 10^{15.4} \text{ gr cm}^{-3}$) where, in a narrow layer ($\Delta r \sim 0.2 \text{ km}$), an unexpected (counter-intuitive) decrease in $m(r)$ appears before ($\alpha > 0$) or after ($\alpha < 0$) a dip (peak) in the profile. In the frame of GR, this effect could only be explained by means of a negative-density fluid, while in $f(R)$ theories, it arises as a natural consequence of the coupled space-time geometry and matter content. On the contrary, adopting a simple polytropic EoS for NSs and Qs, no anomalous behaviour of the internal profiles of the stars is observed. Hence, because these particular effects arrive as a direct consequence of the high-order derivatives of realistic EoSs, it is important to remark that the uncertainties on the analytical representation of the EoS adopted could have an enhanced effect on the $f(R)$ solutions.

Our most important result concerns the detailed study of the internal structure of NSs considering the largest acceptable values for the α parameter (i.e. the stronger perturbation allowed to GR by the actual constraints in R -squared gravity). We find that a combination between the metric behaviour and the high-order derivatives of the realistic EoS leads to a region where the mass enclosed in a spherical region of the star decreases with the radius in a counter-intuitive way.

Acknowledgments. The authors appreciate helpful comments from Prof. Santiago E. Pérez Bergliaffa. M.O. acknowledge support by the Argentine Agency CONICET and ANPCyT.

References

- Arapoğlu S., Deliduman C., Yavuz Ekşi K., 2011, JCAP, 7, 20
 Babichev E., Langlois D., 2010, Physical Review D, 81, 124051
 Capozziello S., Faraoni V., 2011, Beyond Einstein Gravity. A survey of Gravitational Theories for Cosmology and Astrophysics. Springer Science+Business Media

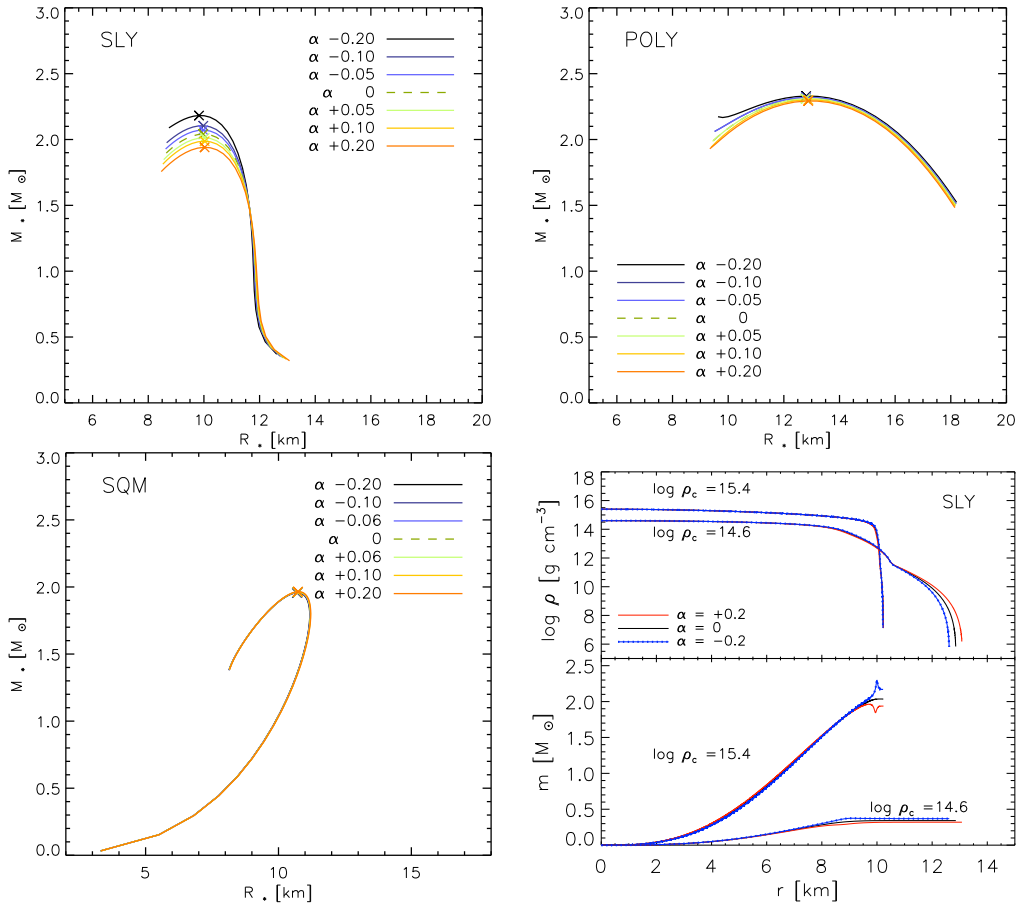


Figure 1. Mass-radius ($M_\star - R_\star$) relations for the three selected EoS. Crosses indicate the maximum mass for each curve, assuming a necessary condition for equilibrium: $dM/d\rho_c > 0$. Internal structure profiles of NSs with SLY EoS are shown in the bottom-right panel.

- Cooney A., Dedeo S., Psaltis D., 2010, *Physical Review D*, 82, 064033
 de Felice A., Tsujikawa S., 2010, *Living Reviews in Relativity*, 13, 3
 DeDeo S., Psaltis D., 2003, *Physical Review Letters*, 90, 141101
 Degrand T., et al., 1975, *Phys.Rev.D*, 12, 2060
 Glendenning N. K., ed. 2000, *Compact stars: nuclear physics, particle physics, and general relativity*
 Haensel P., Potekhin A. Y., 2004, *A&A*, 428, 191
 Santos E., 2010, *Physical Review D*, 81, 064030
 Silbar R. R., Reddy S., 2004, *American Journal of Physics*, 72, 892
 Sotiriou T. P., Faraoni V., 2010, *Reviews of Modern Physics*, 82, 451

PRESENTACIÓN MURAL

Is there a Central Compact Object within G290.1–0.8?

F. García^{1,2}, J.A. Combi^{1,2}, J.F. Albacete-Colombo³, G.E. Romero^{1,2},
F. Bocchino⁴, J. López-Santiago⁵

¹ Instituto Argentino de Radioastronomía (CCT La Plata, CONICET),
C.C.5, (1894) Villa Elisa, Buenos Aires, Argentina.
e-mail: fgarcia@iar-conicet.gov.ar.

² Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional
de La Plata, Paseo del Bosque, B1900FWA La Plata, Argentina.

³ Centro Universitario Regional Zona Atlántica (CURZA), Universidad
Nacional del COMAHUE, Monseñor Esandi y Ayacucho (8500),
Viedma, Argentina.

⁴ INAF-Osservatorio Astronomico di Palermo, Piazza del Parlamento
1, 90134, Palermo, Italy.

⁵ Departamento de Astrofísica y Ciencias de la Atmósfera, Universidad
Complutense de Madrid, E-28040, Madrid, España.

Abstract. We study the central region of the supernova remnant (SNR) G290.1–0.8 in order to search for a possible compact stellar remnant associated to it. Our analysis of *XMM-Newton* and *Chandra* archival observations reveals three point-like sources. Two of them are hard X-ray sources, possibly Active Galactic Nuclei. The third one, located very close to the projected geometrical centre of the SNR, is a bright soft source immersed in a diffuse structure. From the X-ray study we infer that this central source presents soft thermal emission and absence of pulsations and wind nebula. Moreover, we found no counterparts at other wavelengths. These results suggest that this compact X-ray source could be a weakly magnetized central compact object (CCO) possibly associated to the remnant.

Resumen. Estudiamos la región central del remanente de supernova (RSN) G290.1–0.8 buscando un posible remanente estelar compacto asociado a él. Nuestro análisis de observaciones de archivo de los satélites *XMM-Newton* y *Chandra* reveló tres fuentes puntuales. Dos de ellas son fuentes de rayos X duros, posiblemente Núcleos Galácticos Activos. La tercera, que se encuentra muy cerca del centro geométrico proyectado del RSN, es una fuente brillante de rayos X blandos, inmersa en una estructura de emisión difusa. Del estudio en rayos X inferimos que la fuente central presenta emisión térmica blanda, sin pulsaciones ni nebulosa asociada al viento de un púlsar. Tampoco encontramos contrapartes en otras longitudes de onda. Estos resultados sugieren que esta fuente compacta de rayos X podría tratarse de un objeto compacto central (CCO) de campo magnético débil, posiblemente asociado al remanente.

1. Introduction

The class of relatively faint X-ray point sources known as central compact objects (CCOs) in supernova remnants (SNRs) is nowadays well-established. They are apparently isolated neutron stars (NSs) characterized by a steady X-ray flux, thermal X-ray emission, and the absence of optical/radio counterparts and surrounding pulsar wind nebula (PWN) (Pavlov et al. 2004; de Luca 2008). However, the nature of these objects is still unclear. CCOs present thermal X-ray spectra characterized by a blackbody component with temperatures $kT = 0.2 - 0.5$ keV or a very steep power law with index $\Gamma \gtrsim 4$, and X-ray luminosities in the range of $L_X \sim 10^{32} - 10^{34}$ erg s⁻¹. Halpern & Gotthelf (2010) recently suggested that these objects could be NSs weakly magnetized at birth ($B \sim 10^{10}$ G), i.e., a kind of *anti-magnetars*.

In the last years, our group has studied several SNRs, finding two CCO candidates in G344.7-0.1 and G298.8-0.3 (Combi et al. 2010; Sánchez-Ayaso et al. 2012). Following this work, we focused on G290.1-0.8, a SNR firstly identified in radio wavelengths by Kesteven (1968) and later studied in X-rays by Slane et al. (2002) who established the thermal nature of the plasma emission confirming the remnant as a member of the mixed-morphology (MM) class (see Rho & Petre 1998), and estimated its age in 10–20 kyr. Based on an study of the HI line, Reynoso et al. (2006) suggested a distance of 7 kpc to the source.

The location of the compact object left by the supernova explosion that formed G290.1-0.8 is unknown. Two sources were suggested as compact stellar remnants associated to it: PSR J1105-6107 and IGR J11014-6103 (Kaspi et al. 1997; Pavan et al. 2011; Tomsick et al. 2012). The first one is a 60 kyr pulsar, located at 22' away from the SNR centre, and the second is a compact X-ray source, possibly a PWN 12' away. Assuming a SNR age of 20 kyr, and a 7 kpc distance, transverse kick velocities higher than 1200 km s⁻¹ are needed to explain the angular separation in both cases. However, the fastest measured pulsar has a spatial velocity of ~ 1100 km s⁻¹ (Chatterjee et al. 2005).

In this work, we conduct a search within the central region of G290.1-0.8, based on archival data from *Chandra* and *XMM-Newton* looking for a possible compact stellar remnant hidden in the centrally-bright diffuse X-ray emission.

2. Observations and data reduction

The field of G290.1-0.8 has been observed twice by the *XMM-Newton*/EPIC (ObsIDs 0111210201 and 0152570101, of ~ 60 ks exposure) and *Chandra*/ACIS-I cameras (ObsIDs 2754 and 3720, of ~ 30 ks). We reduced *XMM-Newton* data using Science Analysis System SAS version 11.0.0 and the latest calibrations, and *Chandra* data using CIAO (version 4.1.2) and CALDB (version 3.2.2).

3. Results

The high spatial resolution and sensitivity of the X-ray observations allowed us to examine the X-ray morphology of G290.1-0.8 in depth. In the left panel of Figure 1, we show the *Chandra* narrow-band image generated in the soft (0.5–1.2 keV), medium (1.2–1.8 keV) and hard (1.8–2.8 keV) energy bands. The SNR presents a filamentary centrally-bright morphology typical of the MM

class together with two side lobes of harder emission elongated in the NW–SE direction. In the right panel of Figure 1, we zoom-in the central part of the SNR, where three compact X-ray sources can be observed: 2XMMi J110311.1–605450, 2XMMi J110304.8–605336 and 2XMMi J110255.8–605449 (ellipse). The first two are hard X-ray sources, possibly AGNs. The third one, located at the peak of intensity close to $\alpha=11^h02^m56^s.89$, $\delta=-60^\circ54'39''.64$, is softer and presents no optical/IR counterparts. Using WAVDETECT we detected the source in ACIS data at 5σ level, using wavelets 2, 4, 6, 8 and a 10^{-6} threshold. Hereafter, we focus our X-ray study on this region.

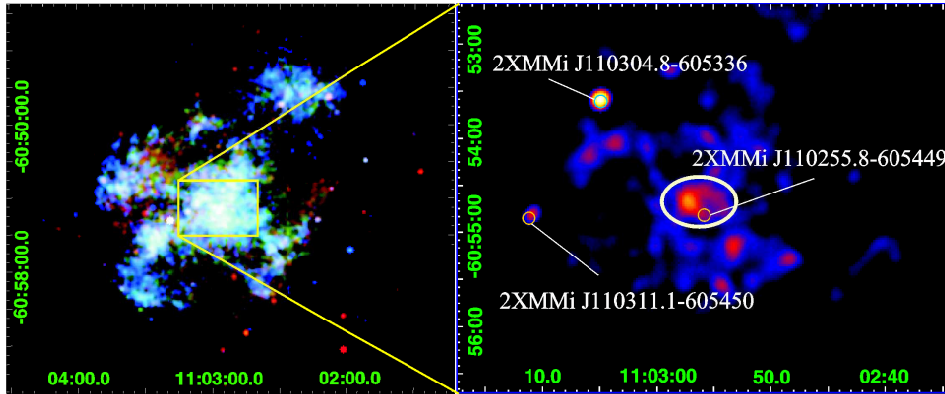


Figure 1. *Left panel:* Chandra image of SNR G290.1–0.8. *Right panel:* Zoom-in of the central region with the three compact X-ray sources identified.

No significant period or variability was found in the data. However, observations were performed in Full-Frame mode, with low time resolution is 2–3 s, which avoids searching for periods shorter than ~ 5 s.

A detailed radio/X-ray study of the SNR was carried out by García et al. (2012), concluding that there is thermal extended emission dominated by ejected material, at $kT = 0.59$ keV (central region) with an absorption column $N_H = 6 \times 10^{21}$ cm $^{-2}$. We extracted the spectrum of the compact source selecting a circular region of $15''$ of radius. For the background, we picked a surrounding annulus to subtract the extended contribution. Fixing the absorption column we fitted MOS data with a blackbody of $kT = 0.23^{+0.11}_{-0.06}$ and $R = 0.75d_{7\text{kpc}}$, at $\chi^2 = 1.07$ with $L_X \sim 10^{32}$ erg s $^{-1}$. We also fitted a power law of index $\Gamma = 4.3$, at $\chi^2 = 1.06$ with $L_X \sim 3 \times 10^{32}$ erg s $^{-1}$ in the 0.5–3.0 keV energy band. Results obtained with ACIS-I were fully consistent: $kT = 0.27^{+0.05}_{-0.04}$, $R = 0.72d_{7\text{kpc}}$ at $\chi^2 = 1.2$ with $L_X \sim 3 \times 10^{32}$ erg s $^{-1}$ and $\Gamma = 3.6$ at $\chi^2 = 1.2$ with $L_X \sim 5 \times 10^{32}$ erg s $^{-1}$.

4. Discussion

Concerning the point-like X-ray source located close to the projected geometrical centre of the SNR, we found: no significant variability, disfavouring an accreting binary origin; soft thermal spectrum that eliminates the possibility of an AGN; lack of optical/IR counterparts, and absence of a surrounding PWN. These properties are similar to those of the so-called CCOs (see Table 1, based on

Halpern & Gotthelf 2010). Hence we suggest that this compact X-ray source could be a weakly magnetized CCO located close to the centre of G290.1–0.8, and possibly associated to it. Long-exposure X-ray observations of the central region of this SNR performed by *Chandra*, at high spatial resolution, are necessary to better understand the nature of this new possible compact object.

CCO	SNR	Age	d	kT	R	$L_{X, \text{bol}}$	Ref.
Confirmed		[kyr]	[kpc]	[keV]	[km]	[erg s ⁻¹]	
RX J0822.0–4300	Puppis A	3.7	2.2	0.21(5)	8.1	6.5×10^{33}	[1]
CXOU J085201.4–461753	G266.1–1.2	1	1	0.404(5)	0.3	2.5×10^{32}	[1]
1E 1207.4–3949	PKS1209–51	7	2.2	0.163(3)	4.6	2.5×10^{33}	[1]
CXOU J160103.1–513353	G330.2+1.0	≥ 3	5	0.48(3)	0.4	1.5×10^{33}	[1]
1WGA J1713.4–3949	G347.3–0.5	1.6	1.3	0.40(1)	2.5	$\sim 1 \times 10^{33}$	[1]
CXOU J185238.6+004020	Kes 79	7	7	0.460(7)	0.7	5.3×10^{33}	[1]
CXOU J232327.9+584842	Cas A	0.33	3.4	0.40(1)	0.9	4.7×10^{33}	[1]
CCO Candidates							
XMMU J172054.5–372652	G350.1–0.3	0.9	4.5	0.50(1)	1.6	3.4×10^{33}	[1]
XMMU J173203.3–344518	G353.6–0.7	~ 27	3.2	0.5	2.0	1.0×10^{34}	[1]
CXOU J181852.0–150213	G15.9+0.2	1–3	8.5	0.4(1)	...	$\sim 1 \times 10^{33}$	[1]
CXOU J170357.8–414302	G344.7–0.1	6.5	14	~ 0.36	...	1.6×10^{33}	[2]
2XMMi J115836.1–623516	G298.8–0.3	10	9.6	1.0×10^{33}	[3]
This source	G290.1–0.8	10–20	7	$0.23^{+0.11}_{-0.06}$	0.7	$\lesssim 3 \times 10^{32}$	

[1]Halpern & Gotthelf (2010); [2]Combi et al. (2010); [3]Sánchez-Ayaso et al. (2012).

Table 1. Properties of known CCOs and CCO candidates in SNRs.

Acknowledgements. The authors acknowledge support by DGI of the Spanish Ministerio de Educación y Ciencia under grants AYA2010-21782-C03-03, FEDER funds, Plan Andaluz de Investigación Desarrollo e Innovación (PAIDI) of Junta de Andalucía as research group FQM-322 and the excellence fund FQM-5418. G.E.R., J.A.C. and J.F.A.C. are researchers of CONICET. J.F.A.C was supported by grant PIP 114-2011-0100285 (CONICET). J.A.C and G.E.R. were supported by grant PICT 07-00848 BID 1728/OC-AR (ANPCyT) and PIP 2010-0078 (CONICET). J.L.S. and G.E.R. acknowledges support by the Spanish Ministerio de Innovación y Tecnología under grants AYA2008-06423-C03-03 and AYA2010-21782-C03-01. F.B. acknowledges partial support from ASI-INAF agreement n. I/009/10/0.

References

- Chatterjee, S., Vlemmings, W. H. T., Briskin, W. F., et al. 2005, *ApJ*, 630, L61
Combi, J. A., Albacete Colombo, J. F., López-Santiago, J., et al. 2010, *A&A*, 522, A50
de Luca, A. 2008, 40 Yrs of Pulsars: Millisecond Pulsars, Magnetars and More, 983, 311
García, F., Combi, J. A., Albacete-Colombo, J. F., et al. 2012, *A&A*, 546, A91
Halpern, J. P., & Gotthelf, E. V. 2010, *ApJ*, 709, 436
Kaspi, V. M., Bailes, M., Manchester, R. N., et al. 1997, *ApJ*, 485, 820
Kesteven, M. J. L. 1968, *Australian Journal of Physics*, 21, 739
Pavan, L., Bozzo, E., Pühlhofer, G., et al. 2011, *A&A*, 533, A74
Pavlov, G., Sanwal, D., & Teter, M. 2004, *Young NSs & Their Environments*, 218, 239
Reynoso, E. M., Johnston, S., Green, A. J., & Koribalski, B. S. 2006, *MNRAS*, 369, 416
Rho, J., & Petre, R. 1998, *ApJ*, 503, L167
Sánchez-Ayaso, E., Combi, J.A., Albacete Colombo, J.F., et al. 2012, *Ap&SS*, 337, 573
Slane, P., Smith, R. K., Hughes, J. P., & Petre, R. 2002, *ApJ*, 564, 284
Tomsick, J. A., Bodaghee, A., Rodriguez, J., et al. 2012, *ApJ*, 750, L39

PRESENTACIÓN MURAL

Optical observations of Northern Hemisphere Blazars: Results from a long campaign

Marchesini, E. J.¹, Zibecchi, L.¹, Andruchow, I.^{1,2}, Cellone, S. A.^{1,2},
Combi, J. A.³, Romero, G. E.^{2,3}, Martí, J.⁴, Luque-Escamilla, P.⁴,
Muñoz-Arjonilla⁴, A. J. and Sánchez-Sutil, J. R.⁴

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

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

(3) *Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR) - CONICET, Villa Elisa, Argentina.*

(4) *Departamento de Física (EPS), Universidad de Jaén, Jaén, España.*

Abstract. In this work, results from an optical flux monitoring campaign (V and R filters) of northern hemisphere blazars are presented. The observations were made using the 1.52m telescope at the Calar Alto Observatory, Spain, during 2006 and 2007. A total of 10 objects were followed in different observing runs. Significant intranight (hour-based scale) variability was not detected in any object of this sample. However, internight (day-based scale) variability was indeed detected in some of the sources.

Resumen. En este trabajo se presentan los resultados de una campaña de monitoreo del flujo óptico (bandas V y R) de blazares del hemisferio norte. La misma fue llevada a cabo utilizando el telescopio de 1.52 metros del observatorio de Calar Alto, España, durante los años 2006 y 2007, contando con un total de 10 objetos observados. En conjunto, los objetos de la muestra observada no presentan variabilidad significativa intranoche (escalas temporales de horas); sin embargo, sí se ha detectado variabilidad internoche (escala de días) en algunas de las fuentes.

1. Introduction

Blazars are one of many kinds of Active Galactic Nuclei (AGN), whose jets have an inclination of, at most, 10 degrees from the line of sight. These objects are characteristically variable and, in particular, some present *microvariability*, a phenomenon of rapid changes in flux over timescales of less than a night (e.g. Miller et al. 1989; Carini et al. 1990, 1992). These variations in flux were detected across the entire electromagnetic spectrum, from radio wavelengths to high energies (γ and X rays).

Every source studied in the present work (catalogued as blazars in Massaro et al. 2009) was detected in X-rays (e.g. Giommi et al. 2012; Cusumano et al.

2010) by different satellites, as well as in GeV energies by Fermi LAT (Fermi Large Area Telescope) (Abdo et al. 2010a). According to Abdo et al. (2010b), almost all these sources show a spectral energy distribution (SED) of the LSP class (Low Synchrotron Peak blazar), with the exception of PKS 0048-090, classified as ISP (Intermediate Synchrotron Peak blazar). Among the sources reported here, PKS 1510-089 was the only one detected at very high energies (TeV) (e.g. D’Ammando et al. 2009).

Object	Type	$\alpha_{J2000.0}$	$\delta_{J2000.0}$	m_{NED}	z
PKS 0048-097	BL-Lac	00:50:41.3	-09:29:05	17.4	0.634
PKS 0754+100	BL-Lac	07:57:06.6	+09:56:35	14.5	0.266
[HB89] 0827+243	Blazar(LPQ)	08:30:52.1	+24:11:00	17.2	0.940
PKS 0851+202	BL-Lac	08:54:48.8	+20:06:31	14.0	0.306
PKS 1253-05	BL-Lac(HPQ)	12:56:11.1	-05:47:22	15.2	0.536
PKS 1510-089	QSO(HP)	15:12:50.5	-09:06:00	18.2	0.360
PKS 1749+096	Uncert(LSP)	17:51:32.8	+09:39:01	16.8	0.320
PKS 2230+11	FSRQ(LSP)	22:32:36.4	+11:43:50	17.3	1.037
PKS 2251+15	FSRQ(LSP)	22:53:57.7	+16:08:53	16.1	0.859

Table 1. Data for the whole sample.

We have now finished the analysis of the whole sample presented in Andruchow et al. (2008), presenting results on the variation of the optical flux (R and V bands) for PKS 1749+096, PKS 0851+202, PKS 1510-089, [HB89] 0827+243, PKS 0048-090, and PKS 0754+100. The complete list of sources included in the campaign is given in Table 1 (the objects reported here are emphasized), where column 1 is the source name, column 2 is the classification, position is given in columns 3 and 4, and visual magnitude and redshift are presented in columns 5 and 6, respectively.

2. Observations and data reduction

The observations cover a span from March 2006 to April 2007. The images were taken in the V and R Johnson-Cousins filters; using the 1.52 m telescope (no longer operating) at the Calar Alto Observatory in Spain which had an equipment composed equipped with a 1024×1024 px CCD camera, with a field of view (FOV) of 6.9×6.9 arcmin, and a pixel scale of 0.40 arcsec/px. From the original observed sample of 10 blazars, 6 are presented in this work, 3 were already presented (Andruchow et al. 2008), while the observations of PKS 1222+041 were discarded due to technical issues.

Bias and flat corrections were applied using the IRAF¹ reduction package. Photometry was made using the APPHOT package with aperture diameters of 10 px for almost all the objects reported here and 12 px for [HB89] 0827+243. Seeing conditions covered a range between 2.3 arcsec and 3.7 arcsec, and

¹IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatories, which are operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under cooperative agreement with the National Science Foundation.

integration times ranged from 100 to 840 seconds. It is important to mention that several technical problems were present in all the observing runs making the images hard to work with. In many cases, data could not be recovered at all.

As usual, two field stars were chosen to make the differential photometry, one as a comparison star and the other as a control star. The variability criterion adopted was the one used by Jang & Miller (1997), Romero et al. (1999), etc. The C parameter, defined as a ratio between the standard deviations from the object differential light curve and the control star differential light curve, was calculated. If the calculated value of C is such that $C \geq 2.576$, the source is variable with a 99% confidence level. The Γ factor was also used as a statistical weight (Howell et al. 1988).

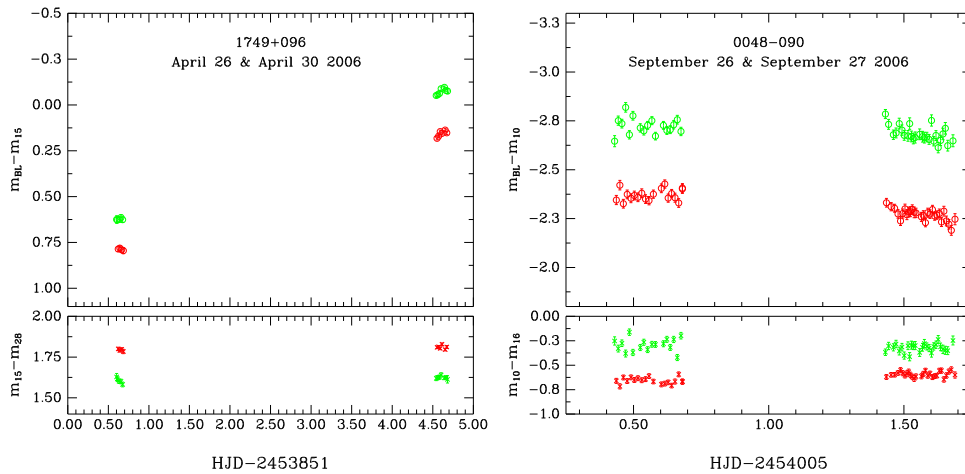


Figure 1. Differential light curve examples for the whole campaign. Right: the case for PKS 1749+096; left: PKS 0048-090. Top panels: blazar-comparison star; bottom panels: control-comparison. In red the R filter, in green, the V filter. While the light curves for PKS 1749+096 show internight variability, the light curves for PKS 0048-090 show no micro- nor internight variability.

3. Results

Variability results are presented in Table 2. The first column is the object name, the second one the date, column 3 (7) is the observational dispersion σ for the V (R) filter obtained from the standard deviation of the control-comparison differential light-curve, column 4 (8) indicates whether the object turned out to be variable or not, and columns 5 and 6 (9 and 10) show the confidence parameter (C) and corrective factor (Γ), respectively.

None of the objects in this sample presented significant intranight variability, although some internight variability with small amplitude was detected in 3 objects (PKS 1510-089, PKS 0851+202, [HB89] 0827+243).

Object	UT Date	σ_V	Variable?	C_V	Γ_V	σ_R	Variable?	C_R	Γ_R
0048-090	26/09/06	0.050	NV	01.19	0.74	0.029	NV	01.03	0.89
	27/09/06	0.030	NV	01.21	0.73	0.046	NV	01.14	0.88
	All nights	0.040	NV	01.36	0.73	0.040	NV	01.46	0.89
0754+100	24/03/06	0.024	NV	02.09	1.04	0.024	NV	01.51	0.99
0827+243	20/03/07	0.022	NV	00.77	1.18	0.010	NV	02.34	1.21
	22/03/07	0.013	NV	00.95	1.12	0.009	NV	01.15	1.14
	23/03/07	0.016	NV	01.21	1.08	0.013	NV	01.78	1.12
	All nights	0.016	NV	02.46	1.10	0.013	V	02.62	1.13
0851+202	28/03/06	0.006	NV	02.18	0.98	0.007	NV	02.41	0.93
	29/03/06	0.007	NV	01.65	0.98	0.007	NV	02.27	0.91
	All nights	0.007	NV	02.51	0.99	0.007	V	02.93	0.98
1510-089	03/06/06	0.009	NV	01.13	1.02	0.025	NV	00.70	1.03
	04/06/06	0.007	NV	02.50	0.97	0.018	NV	00.94	0.98
	All nights	0.009	V	03.87	0.97	0.021	NV	01.78	1.02
1749+096	26/04/06	0.018	NV	00.30	1.00	0.007	NV	01.57	0.99
	30/04/06	0.006	V	02.93	0.68	0.007	NV	02.13	0.67
	All nights	0.011	V	31.84	0.73	0.009	V	37.57	0.69

Table 2. Variability results. C : confidence factor. Γ : corrective factor.

On the other hand, results for PKS 1749+096 indicate a mild microvariability during the second night in the V band, and, more importantly, a clear internight variability. These results show that the optical flux of the blazar increased along almost 5 days by ~ 0.7 mag; thus being the most notable result in this whole campaign. In Fig. 1, the light curve for PKS 1749+096 is shown at the left, together with the light curve for PKS 0048-090 at the right.

Considering the objects reported here and the ones in Andruchow et al. (2008), only 1 object presented microvariability in the V filter ($\sim 5\%$ of the sample) and 2 in the R filter. But, if internight variations are included in the analysis, the percentages rise to $\sim 55\%$ and $\sim 67\%$ for the V and R filters respectively.

References

- Abdo A. A., et al., 2010, ApJ, 715, 429
 Abdo A. A., et al., 2010, ApJ, 722, 520
 Andruchow I., et al., 2008, Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina, 51, 317
 Carini M. T., Miller H. R., Goodrich B. D., 1990, AJ, 100, 347
 Carini M. T., et al., 1992, AJ, 104, 15
 Cusumano G., et al., 2010, A&A, 524, A64
 D’Ammando F., et al., 2009, A&A, 508, 181
 Giommi P., et al., 2012, A&A, 541, A160
 Howell S. B., Warnock III A., Mitchell K. J., 1988, AJ, 95, 247
 Jang M., Miller H. R., 1997, AJ, 114, 565
 Massaro E., et al., 2009, A&A, 495, 691
 Miller H. R., Carini M. T., Goodrich B. D., 1989, Nat, 337, 627
 Romero G. E., Cellone S. A., Combi J. A., 1999, A&AS, 135, 477

PRESENTACIÓN MURAL

The Cherenkov Telescope Array: status and perspectives

M. C. Medina¹, M. Orellana¹ & G. E. Romero¹

(1) *Instituto Argentino de Radioastronomía (CONICET)*

Abstract. The progress of the ground-based γ -ray Astronomy in the last 10 years (mainly due to instruments such as H.E.S.S., MAGIC and VERITAS) has inspired the scientific community to go for the next step in the evolution of the ground-based Imaging Atmospheric Cherenkov Technique (IACT). CTA has been conceived as an array of Cherenkov telescopes working as an open observatory, covering a wide energy range (~ 30 GeV to 100 TeV), with an enhanced sensitivity and improved spatial, temporal and energy resolution. The design phase of CTA has been completed and the project is in the middle of its preparatory phase. The begin of the construction is foreseen for 2014. In this paper we describe the status of the project, the technical challenges and we give an insight on the involved physics.

Resumen. El avance de la Astronomía de rayos γ desde Tierra en los últimos 10 años (principalmente gracias a instrumentos como H.E.S.S., MAGIC y VERITAS) ha inspirado a la comunidad científica para dar el próximo paso en la evolución de la Técnica de detección del Cherenkov atmosférico (IACT). CTA ha sido concebido como un arreglo de telescopios Cherenkov para cubrir un amplio rango de energías con una sensibilidad y resolución angular y energética muy superior a la de los instrumentos actuales. La etapa de diseño de CTA ha sido completada y el proyecto se encuentra en la etapa de “preparación” antes del comienzo de la construcción, planificada para 2014. En este trabajo se describe el status del proyecto y de los desafíos tecnológicos que se presentan además de una breve introducción a la física involucrada.

1. Introduction

Very-high energy (VHE) γ -rays are produced in non thermal processes in the universe, namely in galactic objects like pulsars, pulsar-wind nebulae (PWNe), supernova remnants (SNR), microquasars, etc . Among the extragalactic VHE γ -rays sources are active galactic nuclei (AGN), Gamma-Rays Bursts (GRB) and starburst galaxies.

Ground-based γ -ray astronomy has already demonstrated to be a mature scientific technique to probe non-thermal phenomena in the universe. Upon reaching the Earth’s atmosphere, VHE γ -rays interact with atmospheric nuclei and generate electromagnetic showers. The charged secondary particles, mostly electrons and positrons, move with ultra-relativistic speed and emit Cherenkov

light. This radiation is mainly concentrated in the near UV and optical band and is collected by telescopes mirrors and focused onto multi-pixel cameras that record the shower images.

This field has been impulsed by the Whipple Collaboration, which discovered the first source of TeV γ -rays (the Crab Nebula) in 1989. Since then, results from the latest generations of telescopes have revealed a rich sky with different objects emitting VHE γ -rays (Buckley et al. 2008). More than 100 sources at TeV are known so far, detected with the ground-based instruments as H.E.S.S.¹, MAGIC² and VERITAS³.

In the GeV domain, the Fermi/*LAT*, has discovered more than 1800 bright sources (20 MeV to 100 GeV) during the first 3 years of operation (Nolan et al. 2012).

2. CTA: a new science infrastructure

CTA is formed by two large arrays of Cherenkov telescopes of different sizes, based on proven technology and deployed on an unprecedented scale. See the left panel of Fig.1 for an artistic view of the array configuration. It was conceived as a new facility, with capabilities well beyond the existing instruments and their possible upgrades.

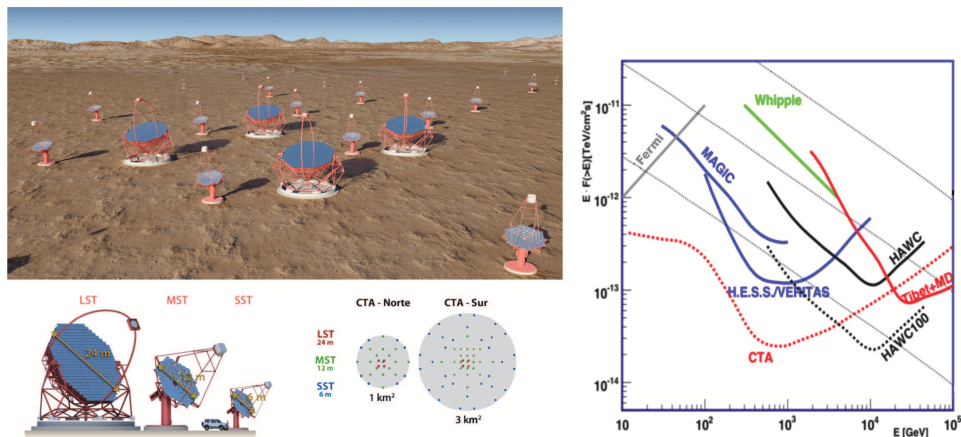


Figure 1. *Left:* Possible layout of the composite CTA Observatory. *Right:* Integral sensitivity for a Crab-like spectrum for several current IACT and expected for CTA (5σ , 50 h) and Fermi/*LAT* (5σ , 1 yr).

This project unites the main research groups in this field in a common strategy. The Consortium is composed nowadays of 25 countries and more than 100 institutions are implicated. CTA will, for the first time in this field, provide open access via targeted observation proposals and generate large amounts of

¹<http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/>

²<http://magic.mppmu.mpg.de/>

³<http://veritas.sao.arizona.edu/>

public data, accessible using Virtual Observatory tools. CTA aims to become a milestone in a networked multi-wavelength exploration of the high-energy non-thermal universe.

2.1. Science motivation

CTA science prospectives are wide (for more detailed discussion see Actis et al. 2011 and Aharonian et al. 2008), but they are based on three cornerstones:

The origin of cosmic rays (CR) and their role in the Universe. Is commonly said that CR are accelerated in shocks generated by supernova explosions. γ -ray emission is detected in several SNR but the nature of the underlying processes is not yet wholly understood. A deep CTA survey of the Galactic plane should unveil a handful of PeVatrons (not yet discovered) and of other types of CR accelerators candidates as PWNe, pulsars and binaries. The impact of the accelerated particles on their environment will be studied as CTA will enable detailed mappings of VHE emission around potential CR accelerators (Acero et al. 2013).

The nature of particle acceleration around black holes (BH), in particular inside objects as AGN. CTA will be able to detect a large number of these objects enabling population studies. It will be also possible to probe variability time scales well below minutes, putting constraints on acceleration and cooling times in these types of sources. A detailed study of the Extragalactic background light, and the emission from galaxy clusters and Gamma Ray Burst will be also possible by means of CTA (Sol et al. 2013).

Physics beyond the horizon. It is difficult to speculate about the unknown, and definitely we cannot accurately predict how much CTA will unveil about any physics that is beyond our standard model of the world. γ -rays, however, hold the potential to reveal properties of the elementary particles that make up our Universe because photonic signatures of particle interactions, decays and annihilations show up in this energy range (Martinez 2009, Bertone 2010).

2.2. An instrument of “unprecedented” performance

This observatory aims to provide full-sky view, from a southern and a northern site and to have the following characteristics:

- A sensitivity 10 times greater than any existing instrument. It will allow detection and in-depth study of large samples of known sources and it will be also sensitive to new phenomena. See the right panel of Fig.1.
- Coverage of three to four orders of magnitude in energy range, for distinguish between an hadronic or leptonic origin of VHE emission in different scenarios.
- Angular resolution in the arc-minute range, which is $5 \times$ better than the typical values for current instruments.
- Time resolution of less than minute, for resolving flaring and variable emission.
- Wide range of configurations for observation, for the study of individual objects with high sensitivity, and the simultaneous monitoring of tens of flaring objects.
- Survey capability dramatically enhanced. For the first time, a full-sky survey at high sensitivity will be possible.

2.3. Technical Challenges

Three sizes of telescopes will be placed in different configurations and covering areas related to the desired sensitivity (see the left panel of Fig. 1: SST –

Small size telescopes of 5-8m diameter–; MST –Medium size telescopes of 10-12m diameter–; and LST –Large size telescopes of 20-30m diameter–.

Few LSTs should observe the sub-100 GeV photons thanks to their large reflective area. They will have a parabolic shape to avoid the intrinsic optical aberrations and will have limited Field of View (4° or 5°). This means the technical challenge of displacing the camera at more than 28 m from the reflector. Several tens of MSTs will perform the bulk TeV search. Different designs are currently under study and the construction of the first prototype is ongoing. Finally, various tens of SSTs will complete the array to perform the super-TeV search. They shall be simple in construction and should have moderate cost. A dual mirror telescope design is under study (Guarino et al. 2009). These telescopes are going to be distributed covering a multi-km² area.

A major effort is currently focused on the telescope design, the mirror facets development and the electronic and focal plane instrumentation. Different projects for SSTs, MSTs and LSTs are under design at several institutes to stimulate competition and technological development. Mirrors constitute an important challenge because they contribute to a considerable part of the costs. The focal plane instrumentation also represents a challenge in technology and cost. The efficiency of the collection of Cherenkov photons and their conversion to photoelectrons in the photosensor must be improved. Finally, enlarging the energy range requires appropriate electronics with a sufficiently large dynamic range.

3. Summary

The CTA observatory is the logical next step in the exploration of the high-energy Universe and will promote VHE observations to a public tool for modern astronomy. CTA will explore the VHE domain from several tens of GeV up to more than 10 TeV with unprecedented sensitivity and angular resolution, enabling a comprehensive understanding of cosmic particle acceleration physics at various scales, distances and time scales. CTA is passing through the preparatory phase for the construction and operation, dedicated to the development and prototyping. In about 5 years from now, CTA will produce its first results starting the next era on the VHE γ -rays astronomy.

Acknowledgments. We gratefully acknowledge support from the agencies and organizations listed in this page: <http://www.cta-observatory.org/?q=node/22>

References

- Acero F., et al., 2013, *Astroparticle Physics*, 43, 276
- Actis M., et al., 2011, *Experimental Astronomy*, 32, 193
- Aharonian F., et al., 2008, *Reports on Progress in Physics*, 71, 096901
- Bertone G., 2010, *Particle Dark Matter : Observations, Models and Searches*. Cambridge University Press
- Buckley J., et al., 2008, ArXiv e-prints
- Guarino V. et al. 2009, in APS Meeting, “The Advanced Gamma-ray Imaging System”
- Martinez M., 2009, *Journal of Physics Conference Series*, 171, 012013
- Nolan P. L., et al., 2012, *ApJS*, 199, 31
- Sol H., et al., 2013, *Astroparticle Physics*, 43, 215

PRESENTACIÓN ORAL

Detección de la estrella simbiótica Hen 2-87 en rayos X con XMM-Newton

N.E. Nuñez^{1,2}, G.J.M. Luna³

(1) Instituto de Ciencias Astronómicas de la Tierra y el Espacio (CONICET-UNSJ), (2) Depto. de Geofísica y Astronomía (FCEfyN-UNSJ)
(3) Instituto de Astronomía y Física del Espacio (CONICET)

Abstract. Symbiotic stars are interacting binary systems, where accretion, most of the times, occurs onto a white dwarf. Until recently only a couple of dozens of symbiotics were known to be X-ray emitters, with most of the emission having energies of less than about 2.00 keV. In the last decade, with the launch of modern X-ray satellites such as XMM-Newton, Chandra and Swift, the number of known symbiotics with X-ray emission almost doubled. Here we present the detection of Hen 2-87 at soft X-rays energies (0.30-5.00 keV), a system that had not been previously detected at high energies. The X-ray emission is due to optically thin thermal emission, with no detectable variability on short time scales, suggesting that it is originated in a region where the winds from the white dwarf and the red giant collide. This new finding adds another member to the growing class of symbiotic stars as X-ray sources.

Resumen. Las estrellas simbióticas son sistemas binarios interactuantes, en los que ocurre acreción en una enana blanca. Hasta hace algunos años sólo se conocía una veintena de sistemas con emisión en rayos X predominantemente *soft* (0.15-2.40 keV). En las últimas décadas, sin embargo, los satélites XMM-Newton, Chandra y Swift permitieron duplicar la cantidad de sistemas simbióticos conocidos como fuentes de rayos X. En este trabajo presentamos la detección en rayos X del sistema simbiótico Hen 2-87 en la banda de energía de 0.30-5.00 keV. La presencia de emisión térmica con múltiples temperaturas y la falta de variabilidad en escalas de tiempo de algunos minutos sugiere que dicha emisión se originaría en una región extendida, ya sea donde los vientos de la enana blanca y la gigante roja colisionan o bien en la corona extendida del disco de acreción. Además, la fuente muestra variaciones de su luminosidad en 3 observaciones (separadas por un intervalo de 1 año) que indican la ocurrencia de fenómenos eruptivos en el sistema. Estos resultados serán discutidos considerando a este tipo de sistema como miembro de una nueva población significativa de binarias con emisión en rayos X.

1. Introducción

En un sistema simbiótico, una fuente compacta, usualmente una enana blanca acreta material del viento de la compañera gigante roja mientras que la intensa radiación del campo UV de la enana blanca ioniza la nebulosa que envuelve al sistema. Estos objetos son identificados por sus intensas líneas de emisión en el óptico y UV de H, He, [OIII] entre otros. El c talo go más reciente de Belczyński et al. (2000) lista 218 simbióticas con 30 de ellas clasificadas como probables. De los resultados obtenidos en recientes estudios como el de Luna et al. (2013), se desprende que 42 simbióticas son fuentes de rayos X. En aproximadamente 25 % de estas fuentes, el espectro en rayos X *soft* ($E < 2.00$ keV) es debido a emisión térmica de un plasma ópticamente fino, con temperaturas del orden de 1 keV. Además, en estas fuentes *soft*, la absorción fotoeléctrica, que modifica el espectro en rayos X, es pequeña, dentro de los escenarios que pueden explicar los espectros observados en rayos X *soft*. M ierset et al. (1997) y Mukai et al. (1997) proponen que existe una región en la que el viento rápido y tenue de la enana blanca choca con el viento lento y denso de la gigante roja produciendo una interfaz de choque que alcanza temperaturas de unos millones de grados Kelvin, siendo una fuente de rayos X *soft*.

2. Observaciones

A través de la correlación del c talo go de estrellas simbióticas de Belczyński et al. (2000) con la base de datos de rayos X del HEASARC¹, detectamos a Hen 2-87 en 3 observaciones del sistema W47 realizadas por el satélite XMM-Newton. Hen 2-87 está localizada a 10.35' del eje óptico, en la región más externa del detector. La primera observación ( poca 1) se obtuvo el 03/07/2002, con un tiempo de exposición de 53046 s, la segunda observación ( poca 2) fue tomada el 26/08/2002 con un tiempo de exposición de 54730 s y la tercera observación ( poca 3) es del 21/01/2003 con tiempo de exposición de 48015 s. Durante las 3 observaciones se utilizó la cámara EPIC en modo *full frame*. Con el propósito de obtener una mejor calidad en la reducción de los datos, reprocesamos todas las observaciones usando las herramientas `emproc` y `epproc`, aplicando las calibraciones más actuales. Los espectros de la fuente y las curvas de luz fueron extraídos de una región circular de 32'' (640 píxeles) de radio centrado en las coordenadas de Hen 2-87 obtenidas de SIMBAD²: $\alpha = 12^{\text{h}} 45^{\text{m}} 47.03^{\text{s}}$ y $\delta = -63^{\circ} 00' 35.7''$. Como la fuente está localizada cerca del borde del detector, para extraer el espectro y las curvas de luz del background usamos un círculo con 70'' de radio a un lado de la fuente. Las matrices de respuesta fueron creadas con las tareas de `arfgen` y `rmfgen` de SAS³. Modelamos los espectros usando XSPEC⁴. Para determinar los errores de los parámetros de los modelos espectrales ajustados, debido al bajo número de fotones detectados, utilizamos la estadística C (Cash 1979) en vez de la comunmente usada χ^2 .

¹<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/archive.html>

²<http://simbad.u-strasbg.fr/>

³http://xmm.esac.esa.int/sas/current/sas_news.shtml

⁴<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xanadu/xspec/>

3. Resultados

Análisis espectral: Los espectros de las 3 observaciones mostraron evidencias de la presencia de líneas espectrales no resueltas en la región entre 1.00-3.00 keV, lo que nos sugiere que un plasma térmico ópticamente fino puede utilizarse para describir la emisión observada. El método empleado fue ajustar el espectro que posee el mayor número de cuentas (época 3) con un plasma absorbido de temperatura variable (`wabs` × `mekal`). Los residuos del ajuste de este modelo mostraron que el mismo no es apropiado para describir el espectro observado, sobre todo en la región en torno a 1.30 keV. Luego sumamos una segunda componente térmica para ajustar esta región. Mostramos el ajuste resultante y los residuos en la Fig. 1. Una vez que seleccionamos el modelo apropiado se lo aplicamos a las demás observaciones (épocas 1 y 2). Puede observarse, principalmente en época 1, líneas de Ne X en torno a 1.0 keV y de Mg XI alrededor de 1.3 keV; sin embargo no podemos resolverlas individualmente con la resolución espectral disponible. Calculamos los errores con un 90 % de confianza y mostramos los valores en la Tabla 1.

Análisis temporal: Usando las curvas de luz de la fuente y agrupándolas en bins de 100 y 300 segundos, calculamos la desviación standard de cada curva y la comparamos con la desviación standard esperada por la estadística de Poisson. La relación entre las desviaciones es un indicador de la variabilidad intrínseca de la fuente, conocida como *flickering*. Cuando las desviaciones calculada y esperada son comparables, la fuente no es variable en la escala de tiempo analizada. Por el contrario, valores mayores que 1, indican que la fuente puede ser intrínsecamente variable en la escala de tiempo analizada. El análisis realizado no mostró variaciones en las escalas de tiempo analizadas.

Época	kT_1 (keV)	kT_2 (keV)	n_H (10^{22} cm $^{-2}$)
1	$0.24^{+0.07}_{-0.13}$	$0.80^{+0.65}_{-0.26}$	$1.63^{+0.23}_{-0.23}$
2	$0.18^{+0.06}_{-0.04}$	$0.92^{+0.47}_{-0.31}$	$1.79^{+0.26}_{-0.25}$
3	$0.25^{+0.05}_{-0.02}$	$1.61^{+0.33}_{-0.33}$	$1.62^{+0.13}_{-0.14}$

Tabla 1. Paramétros obtenidos del ajuste de los espectros en las 3 épocas

4. Discusión y conclusiones

Utilizando datos de HEASARC y del catálogo de estrellas simbióticas de Belczyński et al. (2000) detectamos, por primera vez, emisión en rayos X del sistema simbiótico Hen 2-87. El espectro es *soft*, y puede ser ajustado con la combinación de 2 plasmas térmicos ópticamente finos con temperaturas en el rango de 0.24-1.60 keV. Los resultados del ajuste indican que un posible origen para la fuente de rayos X es la región de colisión de vientos de las componentes del sistema. El valor de la absorción, relativamente bajo comparado con otros sistemas simbióticos con emisión en rayos X (Kennea et al. 2009), indica que la misma se produce en las regiones más externas y menos densas de la nebulosa, sugiriendo también que la emisión no se origina en las regiones más internas del

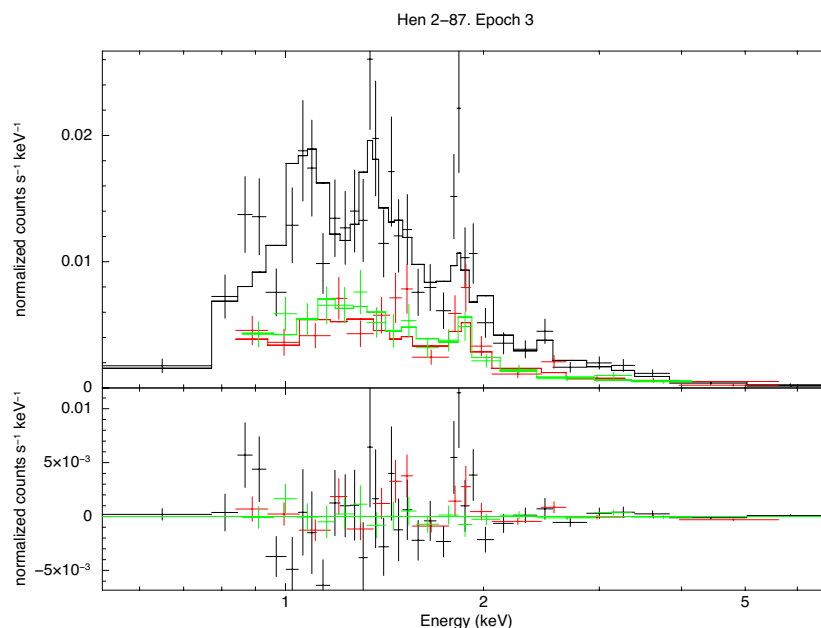


Figura 1. Espectros de Hen 2-87 obtenidos con el satélite XMM-Newton. Los datos del detector PN se indican en negro, MOS 1 en rojo y MOS 2 en verde. El modelo ajustado es la línea continua por encima de los datos (cruces). El panel inferior muestra los residuos del ajuste.

sistema, como por ejemplo el disco de acreción alrededor de la enana blanca. La ausencia de variabilidad rápida en las curvas de luz, esperada cuando la radiación se origina en un disco de acreción, también sugiere que la emisión se origina en una región extensa, como la región de colisión de vientos aquí propuesta. El análisis realizado nos sugiere que Hen 2-87 es un nuevo miembro del grupo de simbióticas con tipo espectral β . al igual que RX Pup, CH Cyg, V1329 Cyg (Luna et al. 2006, Mukai et al. 2007, Stute et al. 2011), los cuales son clasificados como tipo β en el reciente esquema de clasificación espectral propuesto por Luna et al. (2013, enviado).

Agradecimientos: N.E. Nuñez agradece a CONICET por su beca Posdoctoral.

Referencias

- Belczyński, K. et al. 2000, A&AS, 146, 407.
 Cash, W. 1979, ApJ, 228, 939.
 Kenyon, S.J. 1986, The symbiotic stars. Cambridge University Press, 295 p.
 Mukai, K. et al. 2007, PASJ, 59S, 177.
 Mürset et al. 1997, A&A, 319, 201.
 Luna, G.J.M. et al. 2006, Ap&SS, 304, 283.
 Stute, M. et al. 2011, ApJ, 731, 12

PRESENTACIÓN ORAL

Black holes and accretion in strong $f(R)$ gravity

D. Pérez¹, G.E. Romero^{1,2} & S.E. Perez Bergliaffa³

(1) Instituto Argentino de Radioastronomía, Camino Gral. Belgrano
Km 40, C.C.5, (1984) Villa Elisa, Bs. As., Argentina

(2) Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP,
Paseo del Bosque s/n, CP (1900), La Plata, Bs. As., Argentina

(3) Departamento de Física Teórica, Instituto de Física, Universidade do
Estado do Rio de Janeiro, Rua São Francisco Xavier 524, Maracanã
Rio de Janeiro - RJ, Brasil, CEP: 20550-900

Abstract. We discuss the characteristics of rotating black holes in modified theories of gravity. We present relativistic accretion disk models for matter falling into the black holes and elaborate about possible tests of gravity in the strong regime based on X-ray observations of systems like Cygnus X-1.

Resumen. En este trabajo discutimos las características de agujeros negros rotantes en teorías modificadas de la gravedad. Presentamos modelos relativistas de acreción de materia sobre estos objetos que permitirían testear teorías de la gravedad en régimen de campo fuerte mediante observaciones en rayos X de sistemas tales como Cygnus X-1.

1. Introduction

The so-called $f(R)$ theories of gravity (e.g. Capozziello and Faraoni 2010) form an extension class of General Relativity (GR) where the Lagrangian of the Hilbert-Einstein action, given by:

$$S[g] = \frac{c^3}{16\pi G} \int R \sqrt{-g} d^4x, \quad (1)$$

is generalized to:

$$S[g] = \frac{c^3}{16\pi G} \int (R + f(R)) \sqrt{-g} d^4x, \quad (2)$$

where g is the determinant of the metric tensor, and $f(R)$ is an arbitrary function of the Ricci scalar.

Although the present revival of $f(R)$ theories is mainly due to their use in the description of phenomena that take place for low values of the Riemann curvature, these theories have also been applied to gravity in the opposite regime. As there is no direct evidence of the behaviour of the gravitational field for very large values of the curvature, the early universe and compact objects offer

the possibility to find deviations from GR. Few exact solutions that represent black holes are known in $f(R)$ gravity. Those with constant curvature have the particular interesting feature that can be used to mimic the effects of a cosmological constant in GR.

In this work we investigate the temperature and the spectral energy distributions of relativistic accretion disks (Page & Thorne 1974) around $f(R)$ -Kerr black holes of constant Ricci curvature (Carter 1973, Cembranos et al. 2011) and compare the results obtained with current X-ray observations of Cygnus X-1.

2. Accretion onto $f(R)$ -Kerr black holes

In a previous work we have studied the existence of stable circular orbits in $f(R)$ -Kerr space time for different values of the Ricci scalar (Pérez et al. 2012). Our results showed that stable circular orbits are possible for $R_0^1 \in (-1.3 \times 10^{-1}, 1.45 \times 10^{-1})$. If we adopt for the innermost stable circular orbit $r_{\text{isco}} = 1.4545 r_g^2$, the outer edge of the disk is approximately $16 r_g^3$. For positive values of the Ricci scalar, stable circular orbits are possible within a maximum radius. If $R_0 > 6.67 \times 10^{-4}$ then $r_{\text{out}} < 16 r_g$. We will calculate the temperature and luminosity of accretion disks for $R_0 \in [-1.25 \times 10^{-1}, 6.67 \times 10^{-4}]$.

We calculate numerically the temperature and luminosity distributions taking into account the corrections coming from the gravitational redshift. For negative values of the Ricci scalar the results are displayed in Figures 1, 2 and Table 1. The temperature of the disk increases for smaller values of R_0 . The ratio of the maximum temperature between the GR and $f(R)$ cases, with $R_0 = -1.25 \times 10^{-1}$, is 1.20. The peak of the emission rises a factor of 2, and the corresponding energy is shifted towards higher energies. For $R_0 > 0$, we show in Table 2 the values of the location of the last stable circular orbit, maximum temperature, luminosity, and the energy of the peak of the emission. In this case, the differences between $f(R)$ -Kerr black holes and Kerr black holes in GR are minor.

3. Discussion and conclusions

The results presented in the last section can be compared with current observational data to derive some constraints on a given $f(R)$ theory. We shall consider Cygnus X-1 as a test object, which is the most intensively studied black hole binary system in the Galaxy. A series of recent high-quality papers (Reid et al. 2011, Orosz et al. 2011, Gou et al. 2011) have provided an unprecedented set of accurate measurements of the distance, the black hole mass, spin parameter a , and the orbital inclination of this source. This opens the possibility to

¹Here R_0 is an adimensional quantity and is defined as $R_0 \equiv R_0 r_g^2$, where $r_g = GM/c^2$.

²Differences with GR appear at a level of 10^{-5} .

³We adopt for the radius of the outer edge of the disk (Dove et al. 1997) $r_{\text{out}} = 11 r_{\text{isco}}$, where r_{isco} is the radius of the innermost stable circular orbit.

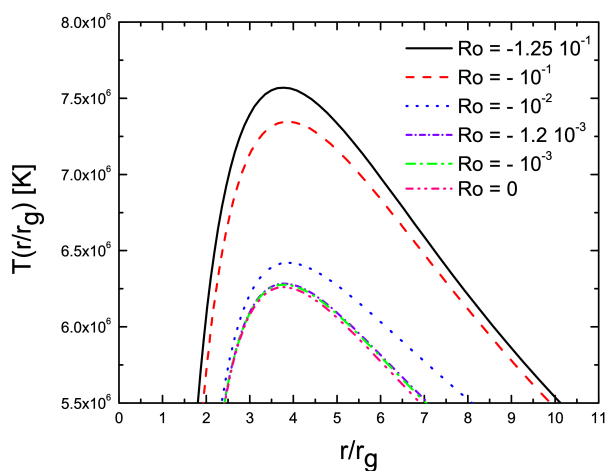


Figure 1. Plot of the temperature as a function of the radial coordinate for some values of $R_0 < 0$ of a $f(R)$ -Kerr black hole of angular momentum $a = 0.99$, corrected by gravitational redshift.

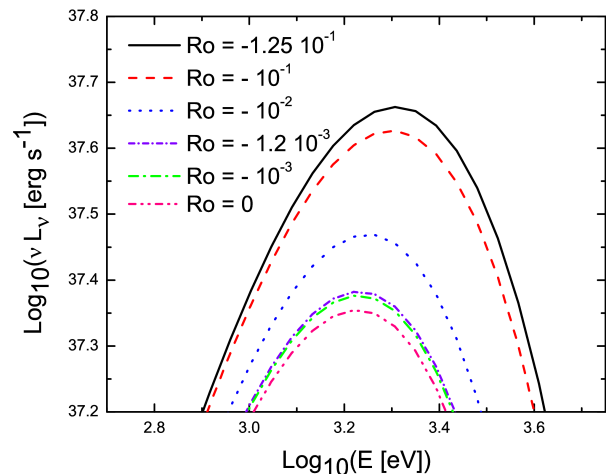


Figure 2. Plot of the luminosity as a function of the energy for some values of $R_0 < 0$, for a $f(R)$ -Kerr black hole of angular momentum $a = 0.99$.

$f(R)$ -Kerr	$R_0 = 0$	$R_0 = -10^{-3}$	$R_0 = -1.2 \times 10^{-3}$
r_{isco}/r_g	1.4545	1.4523	1.4518
$r_{T_{\text{max}}}/r_g$	3.79	3.79	3.79
T_{max}	0.539 keV	0.54119 keV	0.54148 keV
E_{max}	1659.4 eV	1659.4 eV	1659.4 eV
$L(E_{\text{max}})$	$2.26 \times 10^{37} \text{erg s}^{-1}$	$2.38 \times 10^{37} \text{erg s}^{-1}$	$2.41 \times 10^{37} \text{erg s}^{-1}$
$f(R)$ -Kerr	$R_0 = -10^{-2}$	$R_0 = -10^{-1}$	$R_0 = -1.25 \times 10^{-1}$
r_{isco}/r_g	1.4325	1.2017	1.0419
$r_{T_{\text{max}}}/r_g$	3.85	3.85	3.78
T_{max}	0.553 keV	0.663 keV	0.652 keV
E_{max}	1833.52 eV	2025.9 eV	2025.9 eV
$L(E_{\text{max}})$	$2.94 \times 10^{37} \text{erg s}^{-1}$	$4.23 \times 10^{37} \text{erg s}^{-1}$	$4.60 \times 10^{37} \text{erg s}^{-1}$

Table 1. Location of the last stable circular orbit and maximum temperature, maximum temperature, luminosity, and energy of the peak of the emission for an accretion disk around a $f(R)$ -Kerr black hole with $R_0 < 0$ and $a = 0.99$.

$f(R)$ -Kerr	$R_0 = 0$	$R_0 = 10^{-4}$	$R_0 = 6.67 \times 10^{-4}$
r_{isco}/r_g	1.4545	1.4547	1.4559
$r_{T_{\text{max}}}/r_g$	3.79	3.79	3.79
T_{max}	0.53942 keV	0.53927 keV	0.53843 keV
E_{max}	1659.4 eV	1659.4 eV	1659.4 eV
$L(E_{\text{max}})$	2.26×10^{37} erg s $^{-1}$	2.25×10^{37} erg s $^{-1}$	2.09×10^{37} erg s $^{-1}$

Table 2. Values of the location of the last stable circular orbit, location in the radial coordinate of the maximum temperature, maximum temperature and luminosity, and the energy of the peak of the emission for an accretion disk around a $f(R)$ -Kerr black hole with $R_0 > 0$ and $a = 0.99$.

constrain modified theories of gravity with rather local precision observations of astrophysical objects in the Galaxy.

The accretion rate and the spin parameter of the hole are $\sim 0.472 \times 10^{19}$ g s $^{-1}$ and 0.99, respectively, according to estimates from a Kerr plus black-body disk model (Gou et al. 2011). These GR models yield a spectral energy distribution with a maximum at $E_{\text{max}} \sim 1.6$ keV. On the contrary, $f(R)$ -models with negative curvature correspond to a low maximum temperature, lower even than what is expected for the (unrealistic) case of a Schwarzschild black hole. Therefore, we can presume that a fit of $f(R)$ -Kerr models to the data would also prefer high values of maximum temperature, i.e., ones with non-negative curvature. Models with accretion rates and spin close to those obtained by Gou et al. (2011) and small positive curvature seem viable, something that is consistent with an asymptotic behaviour corresponding to a de Sitter space-time endowed with a small and positive value of the cosmological constant.

Deep X-ray studies with *Chandra* satellite might impose more restrictive limits, especially if independent constraints onto the accretion rate become available.

Acknowledgments. BH astrophysics with G.E. Romero is supported by grant PIP 2010/0078 (CONICET). Additional funds comes from Ministerio de Educación y Ciencia (Spain) through grant AYA 2010-21782-C03-01.

References

- Capozziello S. & Faraoni V. 2010, *Beyond Einstein Gravity. A survey of Gravitational Theories for Cosmology and Astrophysics*, (Springer, Dordrecht-Heidelberg-London-New York)
- Carter, B. 1973, in *Les Astres Occlus* ed. C. DeWitt and B. DeWitt (New York, Gordon & Breach)
- Cembranos, J. A. R., de la Cruz-Dombriz, A., & Jimeno Romero, P., 2011 arXiv:1109.4519v1
- Dove, J. B., Wilms, J., Maisack, M., & Begelman, M. 1997, *ApJ* 487, 759
- Gou L. et al. 2011, *ApJ* 742, 85
- Orosz, J. A. et al., 2011 *ApJ* 742, 84
- Page, D. N. & Thorne, K. S. 1974 *ApJ* 191, 499
- Pérez D., Romero G.E. & Perez Bergliaffa, S.E. 2012, *A&A* in press. DOI: 10.1051/0004-6361/201220378
- Reid, M. J. et al. 2011, *ApJ* 742, 83

PRESENTACIÓN ORAL

A Cosmographic Approach to the Redshift Drift in FLRW Models

Florencia A. Teppa Pannia^{1,*} & Santiago E. Perez Bergliaffa^{2,†}

(1) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata, Paseo del Bosque s/n, CP:B1900BXF, Argentina.*

(2) *Departamento de Física Teórica, Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Rua São Francisco Xavier 524, RJ, CEP: 20550-900, Brasil.*

(*) *fteppa@fcaglp.unlp.edu.ar*

(†) *sepbergliaffa@gmail.com*

Abstract. In this contribution we study the evolution of the time derivative of the cosmological redshift z , the so-called redshift drift, in homogeneous and isotropic cosmological models. We shall use a cosmographic approach, in which observable quantities are expressed as a power series in z , with the coefficients depending on the derivatives of the scale factor $a(t)$ evaluated today. We show that, for $z \ll 1$ the resultant cosmographic expression for the redshift drift is in good agreement with the one that follows from the dynamic of Λ CDM model. Since the cosmographic description is independent of the subjacent dynamics for the geometry, our expression for the redshift drift can be used to constrain alternative theories of gravity through the comparison between cosmographic and dynamic approaches. As an example, our result is used to limit the space of free parameters of the $f(R)$ theory proposed by Linder (2009).

Resumen. En este trabajo estudiamos la variación temporal del corrimiento al rojo cosmológico, conocida como *redshift drift*, para el caso de modelos cosmológicos homogéneos e isotrópicos. Utilizamos una aproximación cosmográfica, en la que las cantidades observables son expresadas en series de potencias del corrimiento al rojo cosmológico z . Los coeficientes de dichos desarrollos se expresan en términos de las derivadas temporales del factor de escala $a(t)$ evaluadas hoy. Encontramos que, para valores $z \ll 1$, la expresión cosmográfica del *redshift drift* presenta un buen acuerdo con la predicha por la dinámica del modelo Λ CDM. La aproximación cosmográfica es independiente de la dinámica que sigue el factor de escala cosmológico en su evolución temporal. Por este motivo, la expresión encontrada para el *redshift drift* puede utilizarse para estudiar otros modelos cosmológicos homogéneos e isotrópicos, comparando las expresiones cinemática y dinámica de esta cantidad. Como ejemplo, analizamos el modelo de gravedad exponencial, propuesto por Linder (2009) en el contexto de teorías de gravedad $f(R)$, y encontramos nuevas restricciones sobre su espacio de parámetros libres.

1. Cosmography and the Redshift Drift

Cosmography is a mathematical framework for the description of the Universe, based entirely on the Cosmological Principle and on those parts of General Relativity that follow directly from the Principle of Equivalence (Weinberg 1972). In this work we shall apply a cosmographic approach to study the redshift drift in homogeneous and isotropic cosmological models. Since the cosmographic approach is inherently kinematic, in the sense that it is independent of the dynamics obeyed by the scale factor $a(t)$, this approach allows us to extract information relevant for modern cosmology from symmetry principles and direct observations.

The redshift drift ($\Delta z/\Delta t$) is defined as the time variation of the cosmological redshift caused by the expansion of the Universe. Let us sketch the calculation that leads to its expression in any FLRW model. The redshift of a photon emitted by a source at $t = t_s$ and reaching the observer at $t = t_o$ is

$$z_s(t_s) = \frac{a(t_o)}{a(t_s)} - 1. \quad (1)$$

The variation of the redshift is obtained by comparing this expression with the one corresponding to a photon emitted at $t = t_s + \Delta t_s$. To first order in Δt_o and Δt_s we get (Loeb 1998)

$$\frac{\Delta z}{\Delta t_o} = \left[\frac{\dot{a}(t_o) - \dot{a}(t_s)}{a(t_s)} \right]. \quad (2)$$

As mentioned before, we would like to pursue here an approach based in the concept of cosmography (see for instance Visser (2005)), which consists in constraining the history of the scale factor (and a posteriori, of quantities defined in terms of $a(t)$) from observational data, without using the dynamics obeyed by the metric. The series development of the scale factor based on t_0 is given by

$$a(t) = a_0 \left[1 + H_0(t - t_0) - \frac{1}{2}q_0 H_0^2(t - t_0)^2 + \frac{1}{3!}j_0 H_0^3(t - t_0)^3 + \dots \right], \quad (3)$$

where the so-called kinematical parameters are defined by $H \equiv \frac{\dot{a}}{a}$, $q \equiv -\frac{1}{H^2} \frac{\ddot{a}}{a}$, $j \equiv \frac{1}{H^3} \frac{\dddot{a}}{a}$ and $s \equiv \frac{1}{H^4} \frac{\text{quaterdot}{a}}{a}$.

In order to use Eq. (3) for the calculation of the redshift drift, we need to express t_s in terms of known quantities. This can be done through the physical distance travelled by a photon emitted at t_s and observed at t_0 , given by $D = c \int dt = c(t_0 - t_s)$. Eq. (1) is used to find $z(D)$, which can be inverted to get $D(z)$ (Visser 2005). We finally obtain from Eq. (2)

$$\frac{\Delta z_s}{\Delta t_o} = -H_0 q_0 z + \frac{1}{2} H_0 (q_0^2 - j_0) z^2 + \frac{1}{2} H_0 \left[\frac{1}{3} (s_0 + 4q_0 j_0) + j_0 - q_0^2 - q_0^3 \right] z^3. \quad (4)$$

This expression gives the development of the redshift drift up to the third order in the redshift of a source in terms of the kinematical parameters.

Since this cosmographic approach is independent of the dynamics obeyed by the scale factor, it can be used to test different homogeneous and isotropic

cosmological models. As a first application we shall compare our result with that coming from the dynamic of Λ CDM model. Using the Friedmann equation, expression (2) can be written as (see for instance Loeb (1998))

$$(\Delta z/\Delta t_0) = H_0[(1+z) - (\Omega_{m,0}(1+z)^3 + \Omega_{r,0}(1+z)^4 + \Omega_{\Lambda,0})^{1/2}]. \quad (5)$$

We plot in Fig. 1 both the kinematical (Eq. (4)) and the dynamic (Eq. (5)) curves up to second order in powers of z , with $H_0 = 74.2 \pm 3.6$ km/s/Mpc (Riess et al. 2009), $q_0 = -0.669 \pm 0.052$, $j_0 = 0.284 \pm 0.151$ (Capozziello et al. 2011), $\Omega_{\Lambda,0} = 0.725 \pm 0.016$ and $\Omega_{m,0} = 0.2736 \pm 0.0073$ (Komatsu et al. 2011). Dotted lines represent the error propagation arising from the values of the parameters H_0 , q_0 , j_0 , $\Omega_{\Lambda,0}$ and $\Omega_{m,0}$. It is seen that there is good agreement for $z < 0.15$ ¹.

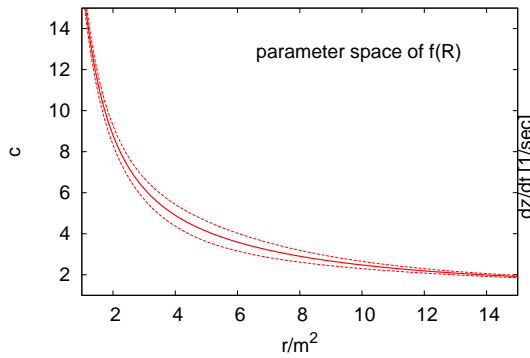


Figure 1. Comparison between cosmographic approach to the redshift drift and the curve predicted by Λ CDM model.

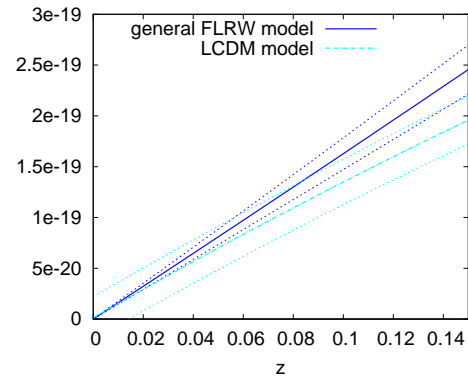


Figure 2. Constraint given by the cosmographic approach to the redshift drift in the case the parameter r is normalized by $m^2 \equiv \rho(a)a^3/3$.

2. The Redshift Drift in $f(R)$ Theories

The cosmographic approach of the redshift drift can also be used to set limits on alternative theories of gravity. For a given $f(R)$, the equation of motion that follows from the variation of the action $S = \int d^4x \sqrt{-g} [f(R) + \mathcal{L}_m]$ w.r.t. the metric, in the case of the FLRW metric and considering a pressureless cosmological fluid, is

$$3f_R H^2 - \frac{1}{2}(f_R R - f) + 3\dot{R}H f_{RR} - \rho_m = 0, \quad (6)$$

where $R = 6(2H^2 + \dot{H})$, $H \equiv \dot{a}/a$, $\dot{} \equiv d/dt$ and $8\pi G = 1$ (see for instance, Kerner (1982)). Working with Eq. (6), the redshift drift of a source can be expressed in terms of $f(R)$ and its derivatives as

$$\frac{\Delta z}{\Delta t_0}(z) = (z+1)H_0 + \frac{1}{6} \frac{f(R) - R(t)f_R(R) + 6H(z)^2 f_R(R) - 2\rho_m}{\dot{R}(t)f_{RR}(R)}. \quad (7)$$

¹Note that to include higher order terms of Eq. (4) the values of higher order derivatives of the scale factor are required. These cause a larger error due to observational limitations.

Expanding Eq. (7) in powers of z and using the definition of the kinematical parameters, the redshift drift up to first order in z results

$$\frac{\Delta z_s}{\Delta t_0}(z) = g(H_0, q_0, j_0, s_0, \rho_{m0}, f_0, f'_0, f''_0, f'''_0)z + \mathcal{O}(z^2). \quad (8)$$

Comparing this expression with the linear term of equation (4) we find an explicit relation between $f(R)$ and its derivatives and the kinematical parameters at present epoch.

2.1. Example: Exponential Gravity

Let us work with a particular choice of $f(R)$ proposed by Linder (2009)

$$f(R) = R - cr(1 - \exp(-R/r)),$$

where c and r are both positive parameters of the model². In Figure 2 we show the relation between parameters c and r obtained from Eqs. (8) and (4) up to first order in z , where dotted lines represent the error propagation arising from the values of the kinematical parameters. This function constrains the parameter space and provides an innovative way to study the model in all curvature regimes.

3. Discussion

The cosmographic approach for cosmological observables is a useful tool to investigate how much of modern cosmology can be extracted from symmetry principles and direct observation, without assumed any particular evolution for the scale factor. All cosmological models based in the FLRW metric must satisfy the restrictions imposed by cosmological observables constructed following the cosmographic approach, independently of the dynamics obeyed by the geometry.

We have showed that the cosmographic approach to the redshift drift constrains the parameter space of the $f(R)$ -gravity theory proposed by Linder (2009) and, unlike previous works, this result is not restricted to high curvature regimes. In Teppa Pannia & Perez Bergliaffa (2012) (in preparation) we will present further details of this work.

References

- Capozziello S., Lazkoz R., Salzano V., 2011, Phys.Rev.D, 84, 124061
 Kerner R., 1982, General Relativity and Gravitation, 14, 453
 Komatsu E., et al., 2011, ApJS, 192, 18
 Linder E. V., 2009, Phys.Rev.D, 80, 123528
 Loeb A., 1998, ApJ, 499, L111
 Riess A. G., et al., 2009, ApJ, 699, 539
 Teppa Pannia F. A., Perez Bergliaffa S. E., 2012, In preparation
 Visser M., 2005, General Relativity and Gravitation, 37, 1541
 Weinberg S., 1972, Gravitation and Cosmology: Principles and Applications of the General Theory of Relativity

²In the high curvature regime, the product cr can be expressed explicitly in terms of the dimensionless matter density today Ω_m (Linder 2009). However, we shall treat here a more general case, in which c and r are considered independent quantities.

Parte VII

Historia, Divulgación y Enseñanza de la Astronomía

PRESENTACIÓN MURAL

Estadísticas de visitas en portales web institucionales como indicador de respuesta del público a propuestas de divulgación

M. Lares

Instituto de Astronomía Teórica y Experimental
Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba

Abstract. The presence of institutions on the internet is nowadays very important to strengthen communication channels, both internal and with the general public. The Córdoba Observatory has several web portals, including the official web page, a blog and presence on several social networks. These are one of the fundamental pillars for outreach activities, and serve as communication channel for events and scientific, academic, and outreach news. They are also a source of information for the staff, as well as data related to the Observatory internal organization and scientific production. Several statistical studies are presented, based on data taken from the visits to the official web pages. I comment on some aspects of the role of web pages as a source of consultation and as a quick response to information needs.

Resumen. La presencia de las instituciones en Internet es hoy en día de fundamental importancia para fortalecer la comunicación, tanto interna como con el público en general. El Observatorio Astronómico de Córdoba mantiene actualmente varios portales web que incluyen la página institucional, el blog de noticias y los portales en redes sociales. Éstos constituyen uno de los pilares de las actividades de difusión y sirven como canal de comunicación de eventos y noticias científicas, académicas y de extensión. Son también fuente de información y consultas referidas, por ejemplo, a la organización interna y a la producción científica. Se presentan estudios estadísticos realizados en base al análisis de visitas a la página web institucional. Se destaca la importancia de las páginas como herramienta de respuesta a la necesidades de información.

1. Introducción

Se presenta un resumen de las estadísticas de visitas a la página web oficial del Observatorio Astronómico de Córdoba ¹. Las páginas web de las instituciones son importantes herramientas de comunicación con el público y el medio ideal para coordinar actividades institucionales y almacenar información de uso interno. El

¹www.oac.uncor.edu

seguimiento de las estadísticas de visitas permite mantener un registro de los intereses y necesidades de las personas que visitan la página y ajustar políticas de difusión acordes a las expectativas del público.

La obtención de los datos referidos a las visitas se realizó utilizando el software PHPMYVISITES ², instalado en el servidor de la página web en el Observatorio Astronómico de Córdoba. Mediante un código incorporado en cada página, este software permite contar la cantidad de veces que una página es visitada y permite además recabar información referida por ejemplo al origen de la visita (país, proveedor de internet), la frecuencia de visitas desde esa dirección, el horario y duración de la visita y la configuración del sistema. El recuento de visitas se hace por cada día, y no es posible (mediante la interface gráfica disponible) obtener la información completa de cada visita individual. La toma de datos abarca desde Julio de 2010 hasta Agosto de 2012. Debido a una falla en la configuración del software, se perdieron los datos entre el 8 de marzo y el 25 de abril de 2012.

El número medio de visitas en todo el período estudiado (equivalente a unos 24 meses) es de 120 visitas por día en todas las páginas del portal. Hay 36 eventos con más visitas que el percentil 95 de la distribución total, que en general corresponden a fechas aisladas y coinciden con eventos de interés general.

2. Análisis

Dado que la página contiene información de interés institucional, una parte importante de las visitas son internas, es decir, accesos realizados por el personal del Observatorio. En todo el período analizado, los accesos desde Argentina son aproximadamente un 65 % del total, mientras que los accesos desde la red de la Universidad Nacional de Córdoba no superan el 20 %. Además, siendo que muchas visitas acceden a páginas como “historia”, “cómo llegar” o “visitas”, es posible decir que un 80 % de las visitas corresponden al público en general, de las cuales casi un 40 % son de otros países.

En cuanto a las variaciones temporales en la cantidad de visitas, se puede apreciar que los días de semana hay una mayor afluencia de visitas que los fines de semana. También se aprecian variaciones temporales, que mediante un análisis de Fourier revelan la existencia de una componente periódica de aproximadamente 6 meses y una componente de baja frecuencia que no coincide con el período anual, aunque es necesario recabar datos por más tiempo para entender la naturaleza de esta variación y confirmar si es una característica periódica.

Se observa que el número de visitas presenta cierto ruido, pero es posible identificar claramente fechas con aumentos extraordinarios de visitas. Correlacionando las fluctuaciones de visitas con los eventos de interés general e institucional conocidos, es posible detectar algunas correlaciones interesantes (Fig 1, arriba). Se observan dos picos puntuales en la distribución, uno de ellos corresponde a la fecha de un eclipse total de Luna. Ese día la página más visitada fue *difusión/eventos*, sin embargo no se encontraba allí ninguna información al respecto. No se identificó otro evento astronómico relacionado con el primer

²<http://www.phpmyvisites.us/>

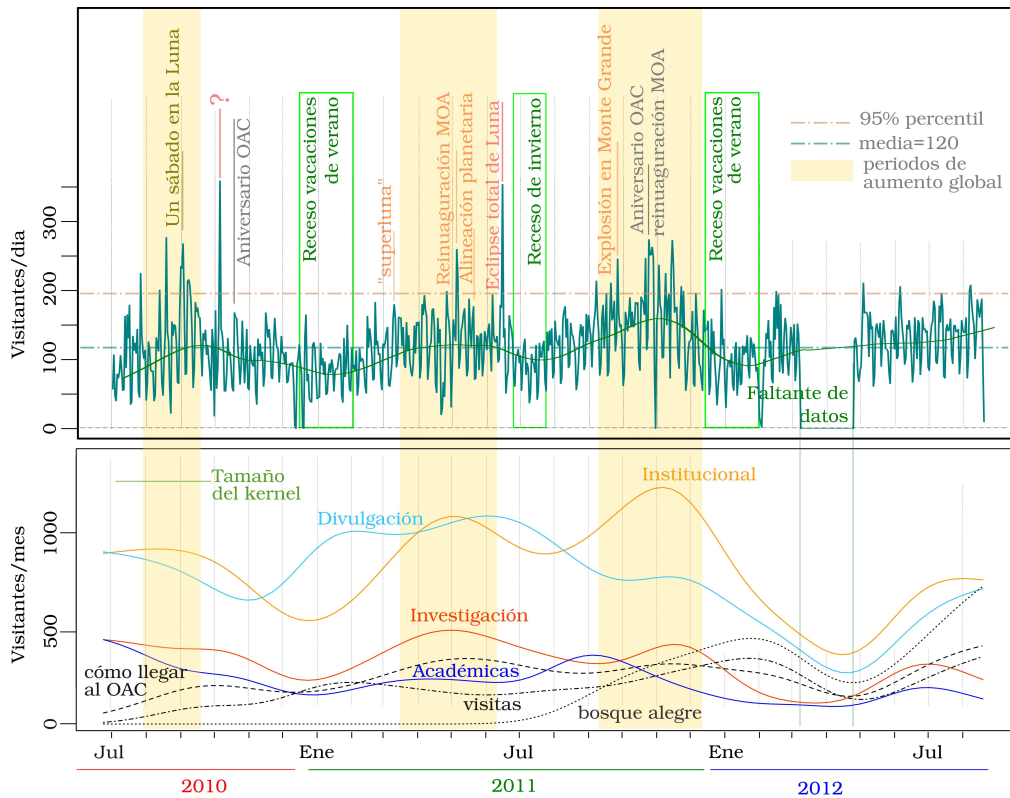


Figura 1. (arriba) Evolución temporal del número de visitas al sitio. Se marcan algunas fechas sobresalientes en la afluencia de conecciones y algunos eventos identificados que coinciden con los mismos. Se muestra también un ajuste polinomial a los datos. (abajo) Los recuentos de visitas a los menús principales siguen la tendencia general de las visitas totales. Se observa un incremento de visitas a páginas relacionadas con información sobre visitas al Observatorio y a la EABA en épocas en que disminuyen las visitas a los menús principales (por ej. Ene/Feb 2011 y Feb/Mar 2012). Las curvas resultan de aplicar un suavizado a los datos mensuales con una ventana de 3 meses de ancho.

máximo (5 Oct 2010). Esta fecha, sin embargo, es la única en la cual el número de visitas de otro país (EEUU) es mayor al número de visitas de Argentina. Se identifican además otros máximos relacionados con eventos de la institución (aniversarios, inauguraciones o días de puertas abiertas) o eventos astronómicos (posiciones particulares de la Luna o alineación planetaria). Cabe destacar el máximo producido el 26 de setiembre de 2011, día en que se produjo una explosión en Monte Grande, partido de Echeverría, Buenos Aires, que algunos medios de información atribuyeron a la posible caída de un meteorito. Podría señalarse que en los períodos de vacaciones se encuentra una disminución en el número de visitas (Fig 1, abajo) y que las páginas más visitadas en esos períodos están relacionadas con visitas y actividades de difusión. En cuanto al origen de las visitas, 40 % proviene de buscadores y 50 % de accesos directos (por ejemplo escribiendo la dirección en la barra de dirección o a través de bookmarks).

Aproximadamente un 10% del flujo proviene de otros sitios de internet, de los cuales entre un 20% y 30% corresponde a las redes sociales que mantiene el Observatorio.

3. Conclusiones

El análisis de las estadísticas de visitas a páginas web es una herramienta sumamente útil para conocer el interés del público sobre las actividades llevadas a cabo por una institución. Por otra parte, indica cuáles son las noticias astronómicas de mayor impacto y si este impacto está vinculado con la cobertura dada en los medios de comunicación masiva. Se enumeran a continuación las conclusiones de este trabajo y se sugieren algunas acciones posibles para incrementar la visibilidad de la astronomía.

A partir de los datos de visitas totales, se detectaron componentes periódicas con escalas del orden de los 6 meses que están en fase con el calendario lectivo anual, con mínimos en los períodos de receso de invierno y verano. Se detectan, además, picos de visitas a la página que concuerdan con eventos astronómicos extraordinarios y con las actividades del Observatorio. El evento que generó mayor flujo de visitantes fue el eclipse total de Luna del día 15 de junio de 2011. Otros eventos que generaron gran interés coincidieron con la existencia de configuraciones astronómicas poco usuales como alineaciones planetarias o posiciones particulares de la Luna. Los eventos generados por el Observatorio, o sea actividades institucionales como aniversarios e inauguraciones, tienen una respuesta leve en cuanto a visitas a la página web si no están acompañados por la debida difusión en los medios de comunicación locales. Además, las noticias difundidas en los medios de comunicación masivos son las que generan mayor impacto en el número de visitas. Esto destaca la conveniencia de que la institución haga llegar a los medios masivos de comunicación información de manera temprana para responder a las inquietudes generadas por eventos astronómicos, así como también, sobre las actividades que realiza para el público. Las redes sociales son un complemento muy importante, aunque posiblemente las personas que no usan estos portales recurren en primera instancia a la página web oficial.

A pesar de que una parte importante de visitas a la página web son de origen interno (como puede inferirse a partir de los horarios de las visitas o del servidor de origen), se detecta un gran flujo de visitas del público. Como caso particular, el mayor ingreso de consultas sobre horarios de atención de visitas se da el fin de semana, mientras que el público se recibe en el Observatorio solamente los días viernes. Esta información es útil para diagramar los horarios de atención al público y sugiere que la realización de actividades en días no laborales podría favorecer un aumento en la afluencia de público.

PRESENTACIÓN MURAL

Percepción del tamaño de la Luna

M. Lares^{1,2}

(1) *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental*

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

Abstract. When Lunar astronomical phenomena are communicated to the general public, changes in the Lunar disc size are usually bring out. However, the perception of such change is different to the change itself. In this work a quantification of the sensation of change in the area is proposed, based on results from cognitive sciences.

Resumen. En la comunicación de fenómenos astronómicos relacionados con la Luna, es común mencionar datos cuantitativos respecto de cambios en el tamaño del disco Lunar. Sin embargo, la percepción de dichos cambios es diferente al cambio numérico. En este trabajo se propone una forma de cuantificar la sensación de cambio de área en base a resultados de ciencias cognitivas.

1. Introducción

La relación entre sensaciones y estímulos es uno de los problemas más antiguos de la física. Existen relaciones empíricas entre ambas, pero su descripción teórica es actualmente objeto de debate en una rama de las ciencias cognitivas denominada psicofísica (e.g. Stevens 2008). La misma se desarrolló a partir de fines del siglo XVIII, aunque mucho antes existieron trabajos que resaltaban la riqueza de la experiencia sensitiva. Dado que las distintas sensaciones varían en intensidad, surge la necesidad de cuantificar las mismas (y la pregunta de si es tal cosa posible), sobre todo porque este proceso tiene una relación directa con la comunicación de experiencias sensibles. La astronomía utiliza resultados de este tipo, siendo el ejemplo más notable la Ley de Pogson, que relaciona el brillo (estímulo) con la sensación de luminosidad observada, mediante una expresión logarítmica. Mientras que esta ley y muchas otras relaciones propuestas para describir la variación de sensaciones, provienen de una relación logarítmica, existen numerosos trabajos experimentales que sostienen que dichas relaciones no son logarítmicas, sino leyes de potencia (Duncan 2002; Stevens 2008; Ragnar & Luce 2006). También se ha sugerido que ambas leyes son consistentes si se tiene en cuenta que según el procedimiento experimental procesan distinto tipo de información (Wasserman et al. 1979), o incluso que estos experimentos pueden estar sujetos a sesgos experimentales (Bolton & Bass 2008).

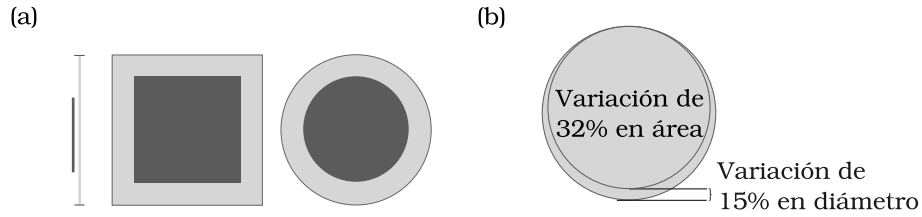


Figura 1. (a) En el primer caso, uno de los segmentos tiene el doble de longitud que el otro. En los casos del cuadrado y del círculo, la figura interior tiene la mitad de área que la figura exterior. Distinguir diferencias de áreas es más difícil que distinguir diferencias de longitud. (b) La variación porcentual del diámetro de un círculo es diferente de la variación porcentual del área.

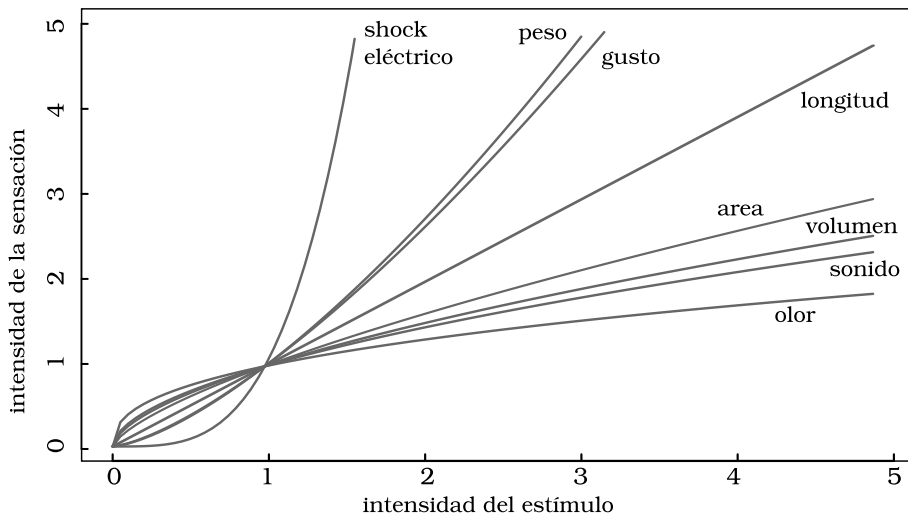


Figura 2. Ejemplos de la ley de Stevens aplicada a diferentes sensaciones (como gusto, intensidad de sonido, sensación al levantar peso usando la fuerza muscular, etc.) El gráfico está presentado en escala arbitraria.

2. El disco lunar como percepción de área

El caso del tamaño del disco lunar es un ejemplo en el cual es necesario comunicar un fenómeno que debe ser percibido por el público. Esta situación se da por ejemplo cuando la Luna se ubica en el Apogeo o Perigeo, con el consiguiente cambio en el tamaño angular del diámetro de la Luna vista desde la superficie de la Tierra. Los medios de comunicación masivos dan amplia cobertura a este hecho (como ocurrió por ejemplo el 3 de mayo de 2012), lo cual genera numerosas consultas a centros de investigación y difusión, requiriendo precisiones respecto del cambio apreciado en el tamaño del disco lunar. En general, se informa sobre el cambio en el tamaño angular, cuando lo que se percibe es el área del mismo. Ahora bien, el cambio en el área es mayor que el cambio en el diámetro, pero la experiencia cognitiva dificulta la detección del mismo (Fig. 1). Si se tienen en cuenta las leyes que relacionan el estímulo (área) con la sensación (percepción del área), se encuentra que la percepción del cambio del tamaño del disco es mucho

menor que el esperado (Saap & Gillan 2004; Doi et al. 2011), teniendo en cuenta que puede referirse al cambio matemático del área. Convergen además otros efectos, como "la ilusión de la Luna" (Radford 1870; Kaufman & Kaufman 2000; Toskovic 2009) o el hecho de que hay que comparar dos observaciones separadas en el tiempo haciendo uso solamente de la memoria. Esta situación conlleva a veces a cierta decepción, o a la generación de desconfianza en la información suministrada por profesionales. Por otro lado, eventos de este tipo constituyen una buena oportunidad para atraer al público a los centros de difusión de la Astronomía, acompañarlos en la experiencia de observación y atender dudas y consultas.

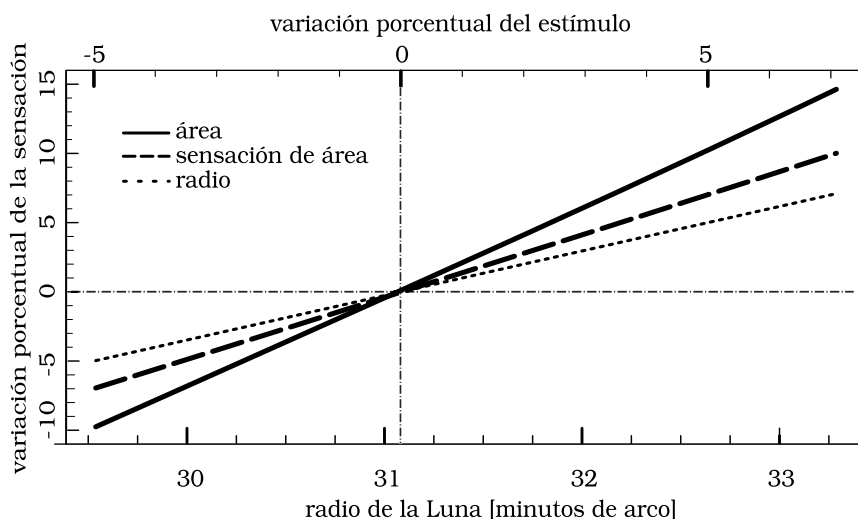


Figura 3. Aplicación de la ley de Stevens a la percepción del área del disco Lunar. En el gráfico se puede ver el ángulo que subtende el diámetro de la Luna vista desde la Tierra, entre el mínimo y el máximo producidos por las distintas posiciones en la órbita. El área matemática crece aproximadamente un 25% entre el mínimo y el máximo (que pueden estar separados por varios años). La percepción del cambio del área es menor que el cambio calculado de área, pero mayor que el correspondiente al diámetro. Las líneas de trazos amarillos representan el tamaño medio del disco de la Luna

3. Aplicación del modelo sensorial

Una de las relaciones propuestas para vincular un estímulo I con una percepción o sensación S , es la ley de Stevens (Stevens 1961), que establece que $S = kI^\alpha$. El exponente α se determina empíricamente y depende del tipo de estímulo y de las condiciones del experimento (Fig. 2), k es una constante de proporcionalidad. Por ejemplo, si se trata de la percepción de longitudes, el exponente es igual a 1 (es decir, si un segmento aumenta su longitud al doble, al ser observado se percibe efectivamente el doble de longitud). Si se trata de levantar pesos, se tiene que $\alpha \approx 1,4$, y para el caso de la percepción de áreas, el valor experimental es $\alpha \approx 0,7$ (Longjas et al. 2011), aunque el mismo depende levemente de la

forma de la figura (Mates et al. 1992), siendo el área de las figuras circulares subestimada respecto del área de figuras cuadradas (Di Maio & Lansky 1990).

En la Figura 3 se muestra la variación porcentual de la sensación (asociada al área o a la longitud del diámetro de la Luna) como función de la variación porcentual matemática del diámetro. Como el exponente de la ley de Stevens asociado a la estimación de distancias es igual a 1, la variación del diámetro se percibe de manera lineal. Por otro lado, la variación porcentual del área es distinta y también la variación porcentual de la estimación o sensación de área. Debido a que el coeficiente de la ley de Stevens es 0.7 para el área, por más que la variación porcentual máxima sea de 25 %, la variación percibida es menor, de aproximadamente 17 %. Debe tenerse en cuenta, además, que si las variaciones son pequeñas (como ocurre entre un día y el siguiente para el disco Lunar), el cambio es imperceptible. Esto se debe a que existe un umbral mínimo que puede ser detectado ante cambios pequeños del estímulo (Sanders & Jastrow 1984).

4. Conclusiones

Al percibir el tamaño de la Luna, el área es más importante que el diámetro angular. Sin embargo, al reportar cambios en el tamaño de la Luna es común utilizar variaciones del diámetro. Esto lleva a valores diferentes de los que resultan de la percepción del disco Lunar y genera falsas expectativas en el público. Se propone la utilización del tamaño percibido para informar sobre cambios en el tamaño del disco Lunar, por ejemplo en eventos tales como apogeo y perigeo, acompañados de la advertencia de que la variación del tamaño es apenas perceptible por el ser humano.

Referencias

- Bolton M. L., Bass E. J., 2008, Proceedings of the Sixth NASA Langley Formal Methods Workshop, 6, 62
- Di Maio V., Lansky P., 1990, Perceptual and Motor Skills, 71, 459
- Doi S., Takahashi S., Ohtani Y., 2011, Open-access Journal of human, animal and machine perception, 2, 296
- Duncan R., 2002, Psychological Review, 109, 520
- Kaufman L., Kaufman J. H., 2000, Proceedings of the National Academy of Sciences, 97, 500,505
- Longjas A., Fille Fergara E., Monterola C., 2011, International Journal of Modern Physics C, 22, 495,503
- Mates J., Di Maio V., Lánský P., 1992, Spatial Vision, 6, 101
- Radford W. T., 1870, Nature, 2, 122
- Ragnar S., Luce D., 2006, Journal of Mathematical Psychology, 50, 15
- Saap M., Gillan D. J., 2004, Proceedings of the Human Factors and Ergonomics Society Annual Meeting, 48, 1875
- Sanders P. C., Jastrow J., 1984, Memoirs of the National Academy of Sciences, 3, 73
- Stevens S. S., 1961, Science, 133, 80
- Stevens S. S., 2008, Psychophysics: Introduction to Its Perceptual, Neural, and Social Prospects
- Toskovic O., 2009, Publications de l'Observatoire Astronomique de Beograd, 86, 385
- Wasserman G., Felsten G., Easland G. S., 1979, Science, 204, 85

PRESENTACIÓN MURAL

Búsqueda de los sitios de observación del tránsito de Venus de 1882 en territorio argentino. I. Bragado.

R.A. Vázquez^{1,2} & Gerardo E. Milesi²

(1)*Fac. de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP.*

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

Abstract. We present here the results of an investigation that allowed us to determine the precise site of the Temporary Astronomical Station, settled in the city of Bragado, Provincia de Buenos Aires, in order to observe the transit of Venus in front of the solar disk on 6 December 1882. Our work thus ended a discussion about the Plaza San Martín.

Resumen. Presentamos aquí los resultados de una investigación que permitió determinar el sitio exacto de emplazamiento de la Estación Astronómica Temporal, levantada en la ciudad de Bragado, Provincia de Buenos Aires, con el objeto de observar el Pasaje (o tránsito) de Venus por delante del disco solar el 6 de Diciembre de 1882. Se puso fin así a una disputa sobre este sitio que tiene como eje la Plaza San Martín.

1. Motivación y antecedentes

La Comisión 41 (Historia de la Astronomía) de la IAU, en su Reunión de Trabajo de la XXIV Asamblea General, (Manchester, Reino Unido, 2000) dictó la resolución que dice: *Reconociendo la importancia histórica de los anteriores tránsitos de Venus y las numerosas expediciones para los tránsitos de Venus organizadas por diversos países, y señalando la rareza de los próximos tránsitos en 2004 y 2012, recomienda que los sitios de las expediciones de los anteriores tránsitos de Venus sean inventariados, marcados y preservados, así como todos los instrumentos y documentos asociados con dichas expediciones.* Además, esta comisión ha participado activamente desde 2003 en el desarrollo, dentro de la UNESCO, de una nueva iniciativa temática denominada “Astronomía y Patrimonio Mundial” (Astronomy and World Heritage Initiative, AWHI), la cual es una iniciativa para el reconocimiento, promoción, protección y preservación de sitios de excepcional valor y significación cultural relacionados con la Astronomía.

En nuestro país hubo siete misiones para observar el tránsito de Venus del 6 de Diciembre de 1882. Dos de ellas fueron enteramente organizadas por nuestro país; la misión al entonces pueblo de Bragado fue una de ellas. Sin embargo, no quedaron registros accesibles y evidentes del sitio donde estuvo emplazado el campamento temporal. Este hecho determinó que una incorrecta interpretación del reporte hecho por Edouard Perrin (Perrin 1883) -Jefe de la misión decidida por la Provincia de Buenos Aires- llevara a creer que el sitio de

emplazamiento del campamento correspondía a la actual Plaza San Martín. En este trabajo demostramos que dicho campamento estuvo realmente emplazado en la manzana N° 239, lugar donde actualmente está situada la Escuela de Enseñanza Media N° 3 de la ciudad de Bragado.

2. Ubicación del sitio de emplazamiento de la Estación Astronómica Temporaria en Bragado.

El jefe de la misión organizada por la Provincia de Buenos Aires establece en su reporte preliminar *Mission de Bragado* (Perrin 1883) que la posición geográfica de la Estación Astronómica Temporaria (EAT) es:

$$\begin{aligned}\Phi &= 35^{\circ}07'28''(\pm 1'') \text{ Sur} \\ \Lambda &= 62^{\circ}49'15''(\pm 4'',5) \text{ (Oeste del Meridiano de Paris)}\end{aligned}$$

donde Φ es la latitud y Λ es la longitud referida al meridiano del Observatorio de París que llamaremos $\Lambda_{EAT-Paris}$.

Para averiguar en qué sitio de Bragado estuvo emplazado el campamento, procedimos a llevar estas coordenadas al sistema GPS, referidas al Meridiano Internacional de Referencia (MIR de ahora en más) que se encuentra $5'',31$ al Este del Meridiano de Greenwich. Se estableció, primero, la longitud del Observatorio de París ($\Lambda_{Obs.Paris}$) respecto del MIR ubicando la línea bisectriz Norte-Sur del edificio de dicho Observatorio (línea origen de la longitud). Este valor resultó ser $\Lambda_{Obs.Paris} = 2^{\circ}20'11'',64$ al Este del MIR.

Luego, en un paso simple, la longitud de la EAT en Bragado dada por Perrin, $\Lambda_{EAT-Paris}$, fue llevada al origen de longitudes en el MIR. A esta nueva longitud la llamamos $\Lambda_{EAT-MIR}$ y se obtiene restando a $\Lambda_{EAT-Paris}$ la distancia del meridiano de París respecto del MIR. Es decir:

$$\begin{aligned}\Lambda_{EAT-MIR} &= [\Lambda_{EAT-Paris} - \Lambda_{Obs.Paris}] = [62^{\circ}49'15'' - 2^{\circ}20'11'',64] \\ &= 60^{\circ}29'3'',36(\pm 4'',5) \text{ (Oeste del MIR)}\end{aligned}$$

Como las latitudes son medidas respecto de la línea del Ecuador en ambos sistemas de coordenadas no es necesario modificar la latitud dada por Perrin, a la que llamaremos Φ_{EAT} . En resumen, las coordenadas de la EAT en el sistema GPS son:

$$\begin{aligned}\Phi_{EAT} &= 35^{\circ}07'28'' (\pm 1'') \text{ Sur} \\ \Lambda_{EAT-MIR} &= 60^{\circ}29'3'',36 (\pm 4'',5) \text{ (Oeste del MIR)}\end{aligned}$$

Transportado este punto sobre el mapa de la localidad de Bragado encontramos que el mismo se sitúa sobre una manzana, la N° 239, ubicada al Sudeste del casco céntrico de la ciudad. Esta manzana está parcialmente edificada y allí está situada la Escuela de Enseñanza Media N° 3 (Figura 1, izquierda).

3. La controversia histórica

Hasta el momento en que dimos a conocer nuestras conclusiones (Vázquez y Milesi 2012) el consenso general era que el campamento había estado instalado en la Plaza San Martín actual que, en realidad, está ubicada al Norte del casco

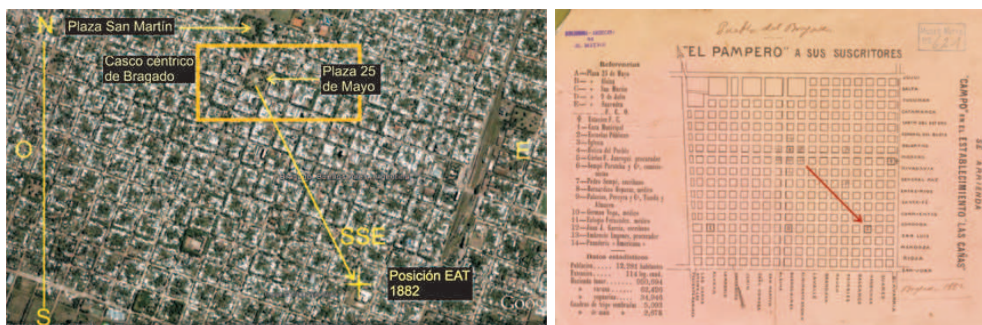


Figura 1. Izquierda: imagen Google Earth del casco céntrico de Bragado (rectángulo anaranjado). La flecha y la cruz señalan la dirección y posición de la EAT. Puede verse que el sitio es una manzana donde se encuentra ubicada la Escuela de Enseñanza Media N° 3. Se indica la Plaza San Martín actual, al norte del casco. Derecha: mapa obsequiado a sus suscriptores por el periódico *El Pampero*. La flecha roja que sale del casco céntrico y apunta al Sud-sudeste (SSE) indica la posición de una manzana llamada “C” que corresponde a la Plaza San Martín en 1882.

céntrico en contradicción con lo informado por Perrin (1883) quien indica: *...El observatorio está situado sobre la plaza San Martín en la extremidad sudeste de la villa, en una zona casi deshabitada. Este emplazamiento ofrece, también, la ventaja de estar cubierto de hierbas que disminuyen el polvo bastante y la reverberación del sol durante el día...*

Por su parte, el historiador de Bragado, Moya (1957), relata: *...Para instalar la estación astronómica se eligió una manzana baldía, que estaba destinada para plaza pública, ubicada al SSE de la planta urbana, la que desde entonces comenzó a denominarse “Plaza de los Astrónomos” o “Plaza de Venus”, conociéndose hoy por San Martín...*

La confusión se origina porque la única Plaza San Martín que existe en Bragado está ubicada al Norte del casco céntrico y no al Sud-sudeste.

Cabe preguntarse si fue Perrin el que se equivocó al mencionar que el campamento estuvo ubicado en la Plaza San Martín al SSE del pueblo de Bragado. Resulta difícil aceptar que un profesional idóneo en relevamientos geográficos haya cometido el error de confundir los puntos cardinales de su propio campamento o que haya calculado tan mal las coordenadas del mismo equivocándose por más de 1000 metros.

Inspeccionando documentación de época (Archivo Histórico de la Provincia de Buenos Aires, Archivo General de la Nación, Departamento de Investigación Histórica y Cartográfica de la Dirección de Geodesia de la Provincia de Buenos Aires, Museo Mitre y otros repositorios) se encontró un plano del pueblo de Bragado de 1882 hecho por el periódico *El Pampero* (Museo Mitre 2011), donde se observan las plazas públicas de Bragado con sus respectivos nombres (Figura 1, derecha). Una de ellas es la Plaza San Martín circunscripta por las actuales calles Saavedra, Avellaneda, Sta. María y Urquiza, que estaba asignada para ser instalada en la manzana N° 239 del pueblo, exactamente donde Perrin levantó su campamento según nuestras determinaciones de más arriba. Esta manzana nunca fue plaza pública no obstante figurar así en mapas de época, pero el predio

tuvo uso público y fue sede de la cancha de fútbol del Club Moreno de Bragado. Por otra parte, existe un argumento adicional revelado por mapas de época: donde está actualmente la Plaza San Martín estaban los bañados de la Laguna del Bragado que por entonces llegaban hasta el casco céntrico inclusive.

La Figura 2 es una fotografía del campamento que nos fuera cedida por la Academia de Ciencias-Instituto de Francia (París) que muestra que la zona del campamento era un terreno baldío, desmalezado y, obviamente, no anegadizo.



Figura 2. Vista Nor-noroeste del campamento erigido en Bragado para observar el tránsito de Venus del 6 de Diciembre de 1882.

4. Conclusiones

Hemos recuperado el sitio exacto del emplazamiento de la Estación Astronómica erigida en Bragado a propósito del tránsito de Venus del 6 de Diciembre de 1882, cumpliendo así con una demanda expresa de la IAU. El valor histórico del tránsito en este sitio reside en dos hechos: por un lado se trató de una misión científica enteramente organizada y financiada por la Pcia. de Buenos Aires y por el otro los instrumentos usados en este tránsito fueron luego transportados a La Plata para determinar las coordenadas del flamante Observatorio Astronómico dirigido por Francisco Beuf, contituyéndose en el conjunto instrumental fundacional.

Referencias

- Moya, Juan R. 1957. Contribución a la historia de Bragado. Ministerio de Educación de la Provincia de Buenos Aires. Publicaciones del Archivo de la Provincia: Contribución a la historia de los pueblos de la Provincia de Buenos Aires, XXX. (La Plata: Dirección de Impresiones Oficiales)
- Museo Mitre 2011. [Mapa MCPL621]: “El Pampero” a sus suscriptores (Plano del pueblo del Bragado, 1882).
- Perrin E. 1883. Comptes Rendus Hebdomadaires des séances de l’Académie des sciences 97, p.430-442.
- Vázquez R.A., y Milesi, G.E., 2012. Informe Técnico Preliminar (Declarado de Interés Municipal según Ordenanza 4317/12, Municipalidad de Bragado).

Parte VIII

Instrumentación

PRESENTACIÓN MURAL

Coefficientes de extinción del CASLEO y características del CCD directo con el telescopio JS

Baume G.L.^{1,2}, Campuzano-Castro F.¹, Fernández-Lajús E.^{1,2}, Gamen R.^{1,2}, Haucke M.¹, Marchesini E. J.¹, Molina-Lera J. A.¹, Rossignoli N. L.¹, San Sebastián I. L.¹, Tello Huanca E. L.¹, Zanardi, M.¹

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

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

Abstract. We computed atmospheric extinction coefficients at the Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO) in *UBVRI* bands. They were obtained from photometric observations carried out in December 2011 using the 2.15-m “Jorge Sahade” Telescope (JS) and we compared then with previous published values. We also computed several instrumental parameters of the ROPER CCD 1300B camera working in direct mode and we presented results of a linearity test.

Resumen. A partir de observaciones fotométricas realizadas en diciembre de 2011 con el telescopio “Jorge Sahade” (JS) de 2.15-m del Complejo Astronómico El Leoncito, determinamos los coeficientes de extinción en las bandas *UBVRI* y los comparamos con los valores publicados. Además determinamos parámetros propios de la cámara CCD ROPER 1300B en modo directo y presentamos los resultados de un test de linealidad del CCD.

1. Introducción

El presente trabajo es el resultado de los trabajos llevados a cabo como parte del “Viaje de Campaña” realizado por docentes y alumnos de la Cátedra “Astronomía Observacional” de la FCAG en Diciembre de 2011. En dicho viaje se realizaron observaciones empleando el instrumental del CASLEO (del 6/12 al 12/12). En ellas se utilizó el sistema de filtros *UBVRI* montado en el telescopio JS y la cámara CCD Roper Scientific VersArray 1300B, de 1340x1300 pixeles, localizada en el foco Nasmith. Se adoptó la opción de ganancia 2 con frecuencia de lectura 100kHz.

Se adquirieron imágenes de calibración (*bias*, *darks* y *flat-fields* de cúpula y de cielo), con distintos factores de *binning* (1x1, 3x3 y 10x10). Ellas se utilizaron para procesar las imágenes de ciencia, derivar diversos parámetros del CCD y determinar el tiempo característico del obturador de la cámara.

La reducción de las imágenes se llevó a cabo en forma estándar con las tareas del paquete CCDRED/IRAF. La aritmética entre imágenes y la extracción de valores estadísticos fue realizado con las tareas del paquete IMUTIL/IRAF.

2. Ganancia, ruido de lectura y corriente de oscuridad

Para determinar estos parámetros del CCD se aplicaron las siguientes ecuaciones:

$$g [e^- \text{ADU}^{-1}] = \frac{(\overline{\text{FLAT}_1} + \overline{\text{FLAT}_2}) - (\overline{\text{BIAS}_1} + \overline{\text{BIAS}_2})}{\sigma(\text{FLAT}_1 - \text{FLAT}_2)^2 - \sigma(\text{BIAS}_1 - \text{BIAS}_2)^2}$$

$$rdnoise [e^-] = g \times \frac{\sigma(\text{BIAS}_1 - \text{BIAS}_2)}{\sqrt{2}}; dc [e^- h^{-1}] = g \times \frac{moda(\text{DARK} - \text{BIAS})}{\text{binning}^2 \times t_{exp}}$$

donde $\overline{\text{FLAT}_i}$ y $\overline{\text{BIAS}_i}$ representan valores medios de un par de imágenes ($i = 1, 2$) mientras que $\sigma(\text{FLAT}_1 - \text{FLAT}_2)$ y $\sigma(\text{BIAS}_1 - \text{BIAS}_2)$ son desviaciones estándares.

Para calcular la ganancia (g) y el ruido de lectura ($rdnoise$) se escogieron imágenes de calibración. Esto es, pares de *flats* de cúpula y *bias* con un *binning* de 3x3. La estadística de las imágenes fue obtenida en distintas regiones (ROIs) de 75x75 pixeles, distribuidas homogéneamente en el área del CCD. Este procedimiento se repitió para 12 grupos de imágenes. El nivel de corriente de oscuridad (dc) se determinó a partir de 2 imágenes *dark*: una de 1.4 h (*binning* 3x3) y otra de 0.25 h (*binning* 10x10).

Se obtuvieron, entonces, los siguientes valores medios: $g = 1,85 \pm 0,03 e^- \text{ADU}^{-1}$; $rdnoise = 10,96 \pm 0,19 e^-$; y $dc = 0,5 \pm 1,6 e^- h^{-1} \text{pix}^{-1}$. Se nota que los valores de g y $rdnoise$ son levemente diferentes a los indicados por especificaciones de fábrica $g = 2 e^- \text{ADU}^{-1}$ y $rdnoise < 5 e^-$. El valor de dc obtenido es razonablemente bajo y compatible con el especificado por el fabricante ($dc < 1 e^- h^{-1} \text{pix}^{-1}$). Ver “www.roperscientific.de/versarray.html”.

3. Escala en el CCD

La escala en el plano focal puede ser calculada a través de los parámetros ópticos del telescopio, sin embargo es útil estudiar su valor a través de una imagen real. La relación entre las coordenadas celestes de los objetos y su posición en el detector puede ser descripta por las siguientes relaciones lineales: $(\alpha - \alpha_0) \times \cos \delta = a \times x + b \times y + c$ y $\delta - \delta_0 = d \times x + e \times y + f$. En ellas, α y δ son las coordenadas ecuatoriales celestes de los objetos, α_0 y δ_0 las coordenadas del centro del campo, y x e y , la posición de los objetos sobre el detector. Las constantes de placa ($a-f$) fueron determinadas utilizando el método de ajuste por mínimos cuadrados sobre cada una de las ecuaciones. Las escalas de la imagen en dos direcciones ortogonales *NS* - *EW* vienen dadas por $s_\alpha = \sqrt{a^2 + b^2}$ y $s_\delta = \sqrt{d^2 + e^2}$.

Para el cálculo se eligieron 2 imágenes (*binning* 3x3) en la banda *V* de los campos Rubin 149 y Trumpler 14. Se seleccionaron 23 y 16 objetos respectivamente, los cuales están bien distribuidos sobre el CCD. Las coordenadas fueron extraídas del Catálogo UCAC3 (Zacharias et al., 2009).

Se obtuvieron valores de escala muy similares para s_α y s_δ entre sí y para los dos campos observados, por lo que se adoptó como representativa una escala dada por el promedio de los cuatro valores calculados. Para un factor de *binning* de 1x1 resulta ser de $0.2209 \pm 0.0001''/\text{pix}$. El valor calculado es inferior a la escala generalmente utilizada de $0.2258''/\text{pix}$, que se obtiene a partir de los parámetros del telescopio y del CCD ($f/8,485$, $\phi = 2,153 m$ y $\text{pixel} = 20 \mu\text{m}$). El hecho de que s_α y s_δ sean iguales (dentro de los errores) es un indicativo de que no existen distorsiones ópticas apreciables en alguna dirección preferencial.

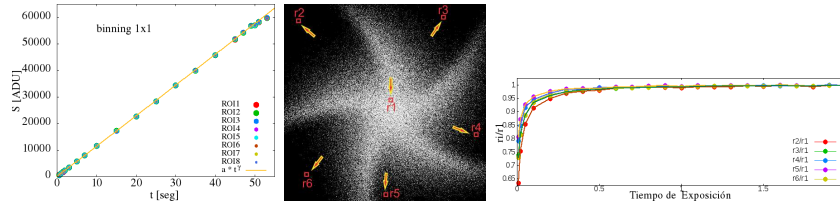


Figura 1. Respuesta del CCD; *Flat* de baja exposición; I_N/I_1 vs. t_{exp} . (Versión en colores y en alta resolución: <http://fcaglp.fcaglp.unlp.edu.ar/observacional>)

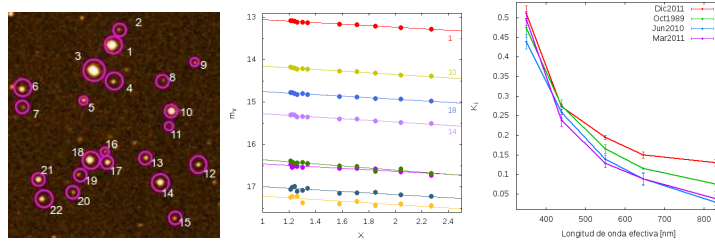


Figura 2. Campo PG0918+029; Muestra de los ajustes de los datos de varias estrellas; Coeficientes de extinción de los años 1989, 2010 y 2011 (Minniti et al. 1989; www.casleo.gov.ar/info-obs.php). (Versión en colores y en alta resolución: <http://fcaglp.fcaglp.unlp.edu.ar/~observacional>).

4. Test de linealidad

En un detector de comportamiento lineal se cumple que $S = a \times t_{exp}^\gamma + b$, donde γ debe valer 1, S representa el valor de la señal, t_{exp} es el tiempo de integración y b es el valor de *bias*. De esta forma, para estudiar la linealidad del CCD se analizan imágenes con valores de señal que permitan cubrir el rango dinámico del detector. En este caso, se utilizaron dos conjuntos de *flats* de cúpula: unos adquiridos con el filtro *V*, *binning* 1×1 e integraciones entre 0.5 y 53 seg; y otros con el filtro *B*, *binning* 3×3 e integraciones entre 1 y 101 seg. La señal se estimó con la moda en nueve ROIs diferentes de cada imagen.

Se realizó un ajuste por mínimos cuadrados de los parámetros a y γ a los 2 conjuntos de *flats* independientemente. Se consideró $b = 0$ ya que las imágenes fueron corregidas por *bias*. Para la muestra con *binning* 1×1 se obtuvo que la desviación de $\gamma = 1$ es del 0,3%, mientras que para *binning* 3×3 resultó un apartamiento del 1,4%. Cabe notar que este método es sensible con la estabilidad de la fuente que ilumina la pantalla usada para obtener los *flats*.

5. Tiempo característico del obturador

Para determinar el tiempo característico del obturador, se analizó el comportamiento de los cocientes de las intensidades entre zonas oscurecidas por el obturador (I_N) y la región central de máxima iluminación (I_1). Se utilizaron *flats* de cúpula con tiempos de integración entre 0.01 y 2 seg. Se eligieron 6 regiones de 8×8 pixeles. Una de ellas central ($r1$) y otras 5 periféricas ($r2 - r6$). Se calcularon los cocientes de las medias de cada región periférica respecto a la región central (I_N/I_1) en función del tiempo de exposición (ver Fig. 1). Se desprende

entonces que, para un tiempo de exposición de 0.6 seg. la intensidad en las zonas oscurecidas es un 95 % de la central ($\Delta m \sim 0,03$ mag). Hacia mayores tiempos de integración la contaminación por viñeteo tiende a ser despreciable.

6. Coeficientes de extinción

Los coeficientes de extinción de un sitio pueden ser estimados mediante un ajuste por mínimos cuadrados de las siguientes ecuaciones: $m_i = m_i^0 + k_i \times X$; $m_i^0 - m_i^{\text{cat}} = z_i + c_i \times IC_i$; y $k_i = k_i' + k_i'' \times IC_i$. Donde $i = U, B, V, R, I$; $IC_i = U-B, B-V, B-V, V-R, V-I$ y m_i/m_i^{cat} son las magnitudes instrumentales/de catálogo de un conjunto de estrellas estándares fotométricas de diversos colores afectadas por diferentes masas de aire (X). Asimismo, z_i son las magnitudes de punto cero y c_i son los términos de color. Los coeficientes de extinción totales vienen dados por k_i (k_i' y k_i'' son los coeficientes de primer y segundo orden).

Se observó entonces el campo PG0918+029 (Landolt 1992; Stetson 2000) durante la noche del 12/12/2011. Se realizó fotometría de apertura a las estrellas indicadas en la Fig. 2 con la tarea PHOT/IRAF.

i	k_i'	k_i''	z_i	c_i
U	0.512 ± 0.018	0.047 ± 0.030	3.007 ± 0.033	-0.215 ± 0.048
B	0.273 ± 0.007	0.021 ± 0.010	1.249 ± 0.020	-0.022 ± 0.029
V	0.195 ± 0.005	-0.013 ± 0.007	0.617 ± 0.010	-0.019 ± 0.014
R	0.149 ± 0.007	-0.031 ± 0.019	0.812 ± 0.016	0.009 ± 0.040
I	0.129 ± 0.008	0.001 ± 0.005	1.154 ± 0.013	0.023 ± 0.009

Tabla 1. Parámetros para la noche del 12/12/2011 en el CASLEO

Los valores de los coeficientes de extinción parecen tener una correlación directa con la época del año (ver Fig. 2), indicando una variación estacional, aunque no se descarta la influencia de partículas generadas por la erupción del volcán Puyehue (iniciada el 4/6/2011) o de otras fuentes de aerosoles. Se prevé en el futuro analizar estas variantes mediante la correlación de nuevos valores de coeficientes de extinción con las profundidades ópticas de los aerosoles medidas por el programa AERONET (<http://aeronet.gsfc.nasa.gov/>).

Agradecimientos. Agradecemos a las autoridades del CASLEO por haber permitido el uso de las instalaciones del observatorio en el marco de la cátedra “Astronomía Observacional” de la FCAG (UNLP) y al personal de CASLEO por la hospitalidad brindada durante el turno. Agradecemos también a las autoridades de la FCAG por la financiación del “Viaje de Campaña 2011” que incluyó el turno de observación y por permitir el uso de las facilidades computacionales de la institución.

Referencias

- Landolt, A. 1992, AJ 104, 340
 Minniti D., et al. 1989, Ap&SS 158, 9
 Stetson, P. 2000, PASP 112, 773
 Zacharias, N., et al 2010, AJ 139, 2184

PRESENTACIÓN MURAL

Turbulence profiles of the future E-ELT with LuSci (Lunar Scintillometer)

F. Char¹, G. Lombardi², M. Sarazin², C. González³ & J. Navarrete²

(1) *Unidad de Astronomía, Universidad de Antofagasta, Av. Angamos 601, Antofagasta 127300, Chile.*

(2) *European Southern Observatory, Karl-Schwarzschild Str. 2. D-85748 Garching bei München, Germany*

(3) *Conyser Ltda, Matías Rojas, Antofagasta 1270023, Chile*

Abstract. The Lunar Scintillometer (LuSci) is an instrument used to analyze the Surface Layer in all the candidate sites for the E-ELT. Currently is used in the monitoring of the chosen site, Cerro Armazones. LuSci has proved to be a portable and reliable tool, in the aim to estimate the distribution of the turbulence in the Ground Layer, when used in combination with several other turbulence profilers, such as MASS, DIMM and SLODAR. In this way, LuSci has provided valuable data in order to characterize the Ground Layer and the relevant portion of turbulence for the future largest optical/infrared observatory in the world.

Resumen. El Lunar Scintillometer (LuSci) es un instrumento usado para el análisis del Surface Layer en todos los sitios candidatos para el E-ELT. Actualmente se lo utiliza en el monitoreo del sitio elegido, Cerro Armazones. LuSci ha probado ser una herramienta portátil y confiable, en el objetivo de estimar la distribución de la turbulencia de Ground Layer, cuando es usado en combinación con varios otros indicadores de turbulencia, como MASS, DIMM y SLODAR. De este modo, LuSci ha proporcionado valiosos datos a fin de caracterizar el Ground Layer y la porción relevante de turbulencia para el futuro observatorio óptico/infrarrojo más grande del mundo.

1. Introduction

On April 26th, 2010, the European Southern Observatory (ESO) announced Cerro Armazones, located 22 km away from Paranal observatory, as the chosen site to build the European Extremely Large Telescope (E-ELT) after a long series of site testing campaigns since 2005. These efforts involved meteorological instruments and turbulence profilers in order to measure different but complementary aspects. The status and results of these campaigns (see Vernin et al. 2008 and Vernin et al. 2011), included large datasets taken from several candidate sites. Since the selection of Cerro Armazones, the work switched from characterization to monitoring until contraction at Cerro Armazones begins.

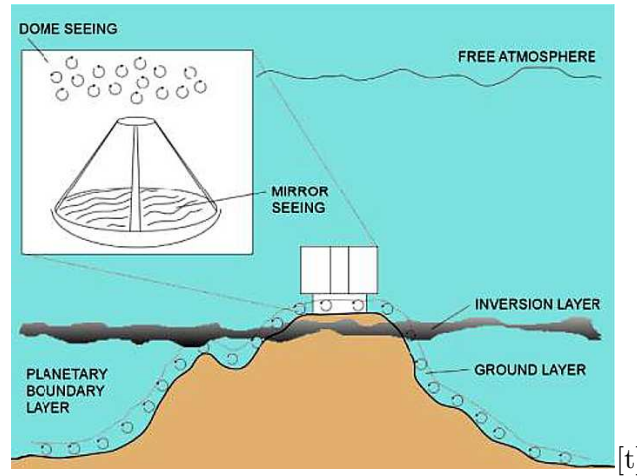


Figure 1. Contributions to the turbulence above an astronomical observatory (Courtesy of Gianluca Lombardi, ESO).

2. What is LuSci?

One of the major challenges for the E-ELT site testing campaigns, was to count with several portable instruments capable to perform precise turbulence profiles at the candidate sites. In this context, we have a good knowledge of turbulence at high altitudes, but Ground Layer (GL) turbulence (up to 500 m) and its lower part, Surface Layer (SL) turbulence (up to 100 m) remained poorly characterized until the usage of the Lunar Scintillometer profiler. The GL turbulence is usually the dominant contribution to seeing (Tokovinin 2008), and it strongly depends on elevation and location; it is commonly underestimated from the ‘real’ seeing measured by MASS-DIMM instruments (Sarazin et al. 2008). In this context, LuSci was the best portable solution.

The Lunar Scintillometer (LuSci) instrument was developed by Rajagopal et al. (2008) using a linear array of 4 (now 6) identical Si photo diodes separated by baselines from 3.5 to 38 cm (now 2 to 40 cm), mounted on a simple aluminium enclosure, supported by an altazimuth mount over a tripod, from a commercial telescope model (Celestron NexStar 130 SLT), on its current configuration as described in the manual. The rest of the hardware includes the mount’s handset, a Junction Box for the data acquisition module, a power supply, a finderscope attached to the LuSci tube with a reticulated eyepiece for centering the Moon, a personal computer to store the data and a webcam to monitoring the correct tracking of the Moon, once centered in the finderscope. All the LuSci software was written in C++, working under Windows OS, and requires one operator to supervise the operations.

3. Nighttime operations

LuSci is pointed at the Moon and the small moonlight fluctuations detected by the diodes are recorded with a time resolution of 2 ms and an accumulated

time of about 1 min (Tokovinin 2010), taking 1000 scintillation measurements (~ 5 sec each) and 2 sky measurements (120 sec each) for data normalization in a typical setup. The used configuration for operating LuSci during the E-ELT site testing campaigns (since October 2008) was to use a Stealth computer storing the data, controlled remotely through a remote desktop interface at least 10 meters away from the instrument, in order to gain some comfort for the operator while avoiding external contamination. All electronics (power supply, PC for data storage) is placed some meters away, toward the opposite direction of the predominant wind, to avoid thermal contamination. Additionally, LuSci must be placed in the closest position (at ground level) to the observatory/site DIMM tower, taking into account that the Moon would never be blocked by this tower (this aspect also depends if located in Northern or Southern hemisphere). LuSci operations are limited by some ambient conditions (wind speed < 12 m/s, RH $< 60\%$), and only usable when Moon is $\geq 28^\circ$ and at least 80% of the disk is illuminated (commonly 4 days before and 4 days after the Full Moon). The instrument was designed to be very portable (can be carried in a single box) and can be operated in two ways: on site and remotely (currently one prototype at Paranal and the other at Armazones).

4. Working together

Because other profilers calculates turbulence to different altitudes, LuSci provides important data on the Surface Layer (SL) contribution to the Ground Layer, only reliable when used simultaneously with MASS-DIMM, allowing to extrapolate and determine the optimal altitude for a future large telescope, above the dominant turbulent layer. LuSci has a long history been used for previous test campaigns on-site at CTIO (Cerro Tololo Inter-American Observatory), Las Campanas, Paranal and Cerro Pachón (LSST). LuSci also has been used simultaneously with SLODAR, capable to analyze GL in higher-resolution by utilization of double stars having large angular separation (Goodwin & Jenkins 2007); a comparison between both instruments following the same trend is presented in the Figure 2. The small “gap” of SLODAR compared to LuSci can be explained considering that GL at Paranal is slightly tilted (Tokovinin et al. 2010), because SLODAR was observing toward the South, while LuSci was pointing toward the North. Some interesting results on robustness of LuSci can be found in Tokovinin et al. (2010), as well as some results using LuSci in combination with other turbulence profilers.

5. Conclusions

The available LuSci data taken at Paranal, in combination with other turbulence profilers, proves the accuracy and reliability of the instrument to give a valuable representation of the overall turbulence, despite some disadvantages (is not completely automated and is limited to a period around the Full Moon). This simple and cheap design already had good results in site testing campaigns at Las Campanas (Thomas-Osip et al. 2008) and a 12-channel prototype was used at CTIO (Hickson & Pfrommer 2008) to determine the optimum height for

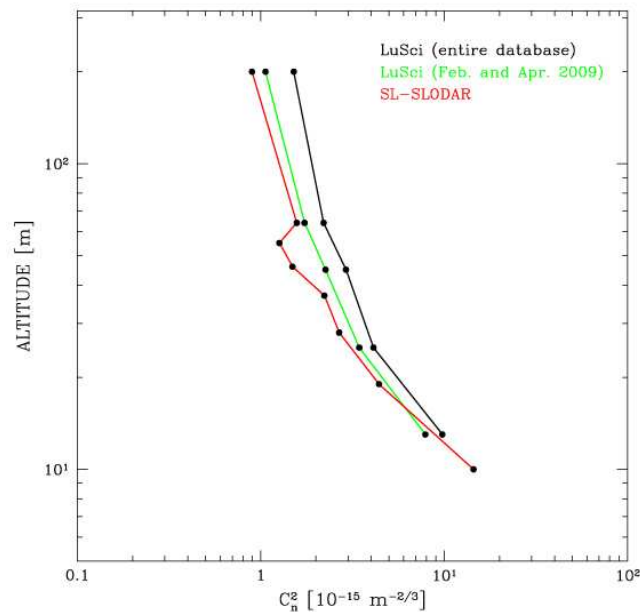


Figure 2. Comparison between LuSci (entire database and Feb-Apr 2009), and the SLODAR instrument (Feb-Apr 2009, simultaneous to LuSci) (Lombardi et al. 2010).

future telescopes. To the present day, LuSci is about to finish its job monitoring at Armazones (at least for a while) when the mountaintop will be flattened. However, and considering its positive results over time, this instrument can still be improved, offering more opportunities to study the GL turbulence and evaluate new exciting places for future astronomy.

Referencias

- Goodwin, M. & Jenkins, C. 2007, *Optics Express*, 15, 22, 14844-14860.
 Hickson, P. & Pfrommer, T. 2008, *Proc. Astronomy Meets Meteorology*, 26-33.
 Rajagopal, J. et al., 2008, *Proc. SPIE*, 7013, 70131P-70131P-9.
 Sarazin, M. et al., 2008, *The Messenger* 132, 11-17.
 Thomas-Osip, J. et al., 2008, 7014, 70145I-70145I-11.
 Tokovinin, A. et al., 2008, *Proc. SPIE*, 7013, 70131P.
 Tokovinin, A. et al., 2010, *MNRAS*, 404, 1186-1196.
 Tokovinin, A., 2010, *Proc. SPIE*, 7733, 77331N-77331N-11.
 Vernin, J. et al., 2008, 7012, 70121T-70121T-12.
 Vernin, J. et al., 2011, 123, 909, 1334-1346.

PRESENTACIÓN MURAL

Las Cámaras Robóticas MASTER-ICATE

C. Saffe^{1,3}, H. Levato^{1,3}, C. Mallamaci^{2,3}, F. Podestá^{2,3}, C. López^{2,3}, V. Lipunov⁴, E. Gorbovskoy⁴, A. Belinski⁴, V. Kornilov⁴, N. Shatskiy⁴ & D. Denisenko⁴

(1) ICATE (*Instituto de Ciencias Astronómicas, de la Tierra y el Espacio*), San Juan, Argentina.

(2) Oafa (*Observatorio Astronómico Félix Aguilar*), San Juan, Argentina.

(3) Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, Universidad Nacional de San Juan.

(4) Lomonosov Moscow State University, SAI (*Sternberg Astronomical Institute*), Moscow, Russia.

Abstract. This article presents the basic principles and characteristics of the very wide field cameras VWF-2 installed in MASTER-ICATE. The cameras, mount and roof enclosure could be remotely operated or follow automatically a specific survey. The instruments have been designed to study the optical prompt emission of GRB events (gamma-ray bursts) and to survey the sky for the detection of unknown objects and optical transients (OTs). This project is supported by several institutions in Russia (Lomonosov Moscow State University, Sternberg Astronomical Institute) and Argentina (ICATE-CONICET, Oafa, UNSJ).

Resumen. En este artículo presentamos los principios básicos de funcionamiento y características de las cámaras de campo amplio VWF-2 instaladas en MASTER-ICATE. Las cámaras, la montura y el domo pueden operarse en forma remota, o bien siguiendo un relevamiento en forma automática. Los instrumentos han sido diseñados para estudiar la emisión óptica de eventos GRB (gamma-ray bursts) y realizar la búsqueda de objetos desconocidos y de eventos ópticos transitorios (OTs). Este proyecto se lleva a cabo gracias a los esfuerzos de distintas instituciones de Rusia (Lomonosov Moscow State University, Sternberg Astronomical Institute) y de Argentina (ICATE-CONICET, Oafa, UNSJ).

1. Introducción

Los telescopios robóticos de campo amplio se han convertido en una herramienta importante para distintos tipos de estudios, desde la detección de GRBs hasta la búsqueda de eventos ópticos transitorios, novas, etc. El proyecto MASTER (Mobile Astronomical System of Telescope Robots) comenzó en el año 2002, con la instalación del primer telescopio cerca de Moscú. Este primer instrumento ya contaba con una montura automática, estación del clima y sistema de alerta

de GRBs (Lipunov et al. 2003, 2004). Desde entonces el proyecto ha crecido en forma significativa. Sólo en el año 2012, el equipo MASTER ha contribuido con más de 36 publicaciones (Astronomers Telegram) y 34 circulares al Gamma-ray Coordinates Network (ver, por ejemplo, Denisenko et al. 2012, Gorbovskoy et al. 2012, Levato et al. 2012a).

Recientemente, un nuevo nodo del proyecto MASTER ha sido instalado en Argentina, bajo el nombre de MASTER-ICATE. Este nodo consiste en dos cámaras VWF-2 (very-wide field) incluyendo montura, domo y sensor de clima automáticos. En las próximas secciones explicamos algunos detalles técnicos y de funcionamiento de las cámaras.

2. Ubicación

Los telescopios del proyecto MASTER se encuentran en distintas ubicaciones de Rusia: Ural (Kourovka Observatory), Tunka (Irkutsk State University), Amur (Blagoveshchensk) y Kislovodsk (Pulkovo Observatory), cubriendo un rango en longitud de 8 hs aproximadamente.

La instalación del nuevo nodo MASTER-ICATE permite extender la cobertura hasta 12 hs aproximadamente. Además, MASTER-ICATE es el único telescopio perteneciente al proyecto que se encuentra ubicado en el hemisferio Sur, lo cual constituye un detalle significativo. Las cámaras VWF-2 están alojadas en la Estación de Altura *Carlos U. Cesco*, el cual pertenece al Observatorio Astronómico Felix Aguilar (Oafa). Este sitio es distante de ciudades o pueblos importantes (a 250 km de la ciudad de San Juan, y 40 km de la localidad de Barreal). La posible polución de la luz es bloqueada por la presencia de los cordones montañosos cercanos que rodean al observatorio. En la Tabla 1 presentamos los datos básicos de la ubicación de los nodos, incluyendo la posición del nuevo MASTER-ICATE.

Tabla 1. Ubicación de los telescopios del proyecto MASTER

Nodo	Longitud	Latitud	Altitud (m)
MASTER-URAL	03 ^h 58 ^m	+57° 02'	290
MASTER-TUNKA	06 ^h 52 ^m	+51° 48'	700
MASTER-AMUR	08 ^h 29 ^m	+50° 19'	215
MASTER-KISLOVODSK	02 ^h 50 ^m	+43° 45'	2067
MASTER-ICATE	-03 ^h 31 ^m	-31° 48'	2430

3. Características instrumentales de las cámaras VWF-2

Las cámaras MASTER-ICATE están conformadas por dos objetivos con 72 mm de diámetro y una razón focal de f/1.2. Estos dispositivos de campo amplio (2 x 16° x 24°) permiten realizar un relevamiento sistemático del cielo, a fin de poder detectar eventos ópticos transitorios y la emisión de GRBs. En el panel izquierdo de la Figura 1 se muestra una imagen de las cámaras y de su montura. En la



Figura 1. Disposición de las cámaras MASTER-ICATE. Panel izquierdo: las dos cámaras VWF ubicadas sobre la montura. Panel derecho: imagen externa del domo cerrado y parte de la estructura de soporte.

Tabla 2 presentamos algunos detalles técnicos de las cámaras y de sus detectores CCD. El diseñador principal de todo el sistema es V. Kornilov.

Tabla 2. Detalles técnicos de las cámaras MASTER VWF-2

	Valor
Field of View (FOV)	$2 \times 16^\circ \times 24^\circ = 768$ square deg
Diameter D	72 mm
Aperture focal ratio	f/1.2
Time Resolution	Hasta 150 ms
Number of pixels	11 Mpix
Pixel size	9 μm
Read-out noise	$30 e^-/\text{pix}$
Limit magnitude	14.0 (5.0 sec exposition) 10.5 (0.15 sec exposition)

Las dos cámaras están adosadas a una montura única, rígida y automática, capaz de portar hasta 2 cámaras de 10 cm de diámetro y un peso total de 10 kg. La montura permite una velocidad máxima de posicionamiento de 6 deg/sec.

El domo que cubre todo el instrumental también es automático, con un diámetro de 1 x 1.5 m y un peso total de 30 kg. Este fue diseñado por N. Shatskiy, a fin de proteger las cámaras del viento, lluvia e incluso la nieve. El cobertor ha sido probado durante muchos años en condiciones climáticas extremas de Rusia, con vientos de 100 km/h, nieve y temperaturas de -40°C . En el panel derecho de la Figura 1 se muestra una imagen del domo y parte de su soporte metálico (en color negro).

El control del clima se lleva a cabo mediante un sensor (Boltwood cloud sensor), el cual permite registrar la temperatura del cielo cada 3 segundos. También se registran otros datos climáticos importantes tales como la temperatura

ambiente, velocidad del viento y presión atmosférica. El sensor utiliza una banda infrarroja centrada en 10 μm , similar a la utilizada por los satélites meteorológicos. En caso de detectar altas probabilidades de lluvia o de clima desfavorable, el programa automáticamente cierra el domo a fin de proteger las cámaras.

El funcionamiento del domo y de las cámaras es monitoreado constantemente mediante una cámara web instalada cerca del instrumento. Esta permite, por ejemplo, comprobar la correcta apertura y cierre del domo.

4. Conclusiones

Las cámaras MASTER-ICATE permiten un relevamiento del cielo en forma continua y sistemática. El objetivo principal del proyecto consiste en realizar una observación del cielo completo durante una noche hasta una magnitud límite de 19-20. La eficiencia de la red MASTER se puede estimar mediante el número total de observaciones de alertas de GRBs (generadas por los satélites Swift o Fermi). Por ejemplo, en el período 2009-2010 más del 50 % de las alertas Swift fueron observadas y más de 13 supernovas fueron detectadas (ver, por ejemplo, Lipunov et al. 2007, Tyurina et al. 2008) a pesar de que estas no forman parte del relevamiento principal. Hasta el momento, se han publicado 7 circulares GCN basadas en datos de MASTER-ICATE (Levato et al. 2012a,b,c,d,e,f,g). Entre ellas, probablemente la más importante sea GCN 13443 (Levato et al. 2012b), que corresponde a una detección positiva de un OT sobre imágenes combinadas del GRB 120711A.

Todos los telescopios MASTER pueden ser guiados mediante alertas de GRBs. Se está planeando la instalación de un nuevo telescopio MASTER-II que permita la observación simultánea de la emisión GRB mediante distintos filtros y en distintos planos de polarización. Esta clase de relevamientos permite abordar, además, un número de problemas fundamentales, tales como la búsqueda de exoplanetas, los efectos de microlensing, el descubrimiento de cuerpos menores del Sistema Solar, búsqueda de novae y supernovas, entre otros.

Referencias

- Denisenko, D.; Podvorotny, P.; Gorbovskey, E., et al. 2012, ATel 4488, 1
Gorbovskey, E., Lipunov, V., Balanutsa, P., et al. 2012, ATel 4007, 1
Levato, H., Saffe, C., Mallamaci, C., et al., 2012a, GCN 13309
Levato, H., Saffe, C., Mallamaci, C., et al., 2012b, GCN 13443
Levato, H., Saffe, C., Mallamaci, C., et al., 2012c, GCN 13557
Levato, H., Saffe, C., Mallamaci, C., et al., 2012d, GCN 13677
Levato, H., Saffe, C., Mallamaci, C., et al., 2012e, GCN 13703
Levato, H., Saffe, C., Mallamaci, C., et al., 2012f, GCN 13706
Levato, H., Saffe, C., Mallamaci, C., et al., 2012g, GCN 13792
Lipunov, V., 2003, BAAS 35, 766
Lipunov, V., Krylov, A., Kornilov, V., 2004, AN 325, 580
Lipunov, V., Kornilov, V., Krylov, A., 2007, Astron. Reports 51, 1004
Tyurina, N., Lipunov, V., Kornilov, V. et al., <http://arxiv.org/abs/0907.1036>

Parte IX

Otros

PRESENTACIÓN MURAL

Aplicación de técnicas de análisis de redes sociales y de co-ocurrencia de palabras en la determinación de frentes de investigación

C. E. Boeris¹

(1) *Instituto Argentino de Radioastronomía (CONICET-CCT La Plata)*

Abstract. A bibliometric study of the scientific production of the IAR researchers has been performed, with the aim of determining the institute's research fronts and groups of researchers working on these fronts. Methods of analysis of co-occurrence of words, authorship analysis and social network analysis (SNA) has been applied by extracting keywords and the names of the authors on the base of published works. The results support the existence of two research fronts within the institution.

Resumen. Se realiza un estudio bibliométrico de la producción científica de los investigadores del IAR, con el objetivo de determinar los frentes de investigación del instituto y los grupos de investigadores que trabajan en esos frentes. Se aplican los métodos de análisis de co-ocurrencia de palabras, análisis de coautoría y análisis de redes sociales (ARS) mediante la extracción de palabras clave y los apellidos de los autores presentes en la base de trabajos publicados. Los resultados corroboran la existencia de dos frentes de investigación dentro de la institución.

1. Introducción y marco teórico

La determinación de frentes de investigación lleva a explorar la literatura que produce y que consume una comunidad científica. Puede decirse que un grupo de autores que desarrolla su actividad en una determinada temática produce y consume información similar. Es posible encontrar rasgos de similaridad temática entre estos documentos mediante el análisis de co-ocurrencia de palabras.

Se entiende por co-ocurrencia de palabras la aparición conjunta de dos términos en un corpus textual dado (Persson 1994). Esta técnica se encarga de analizar el contenido de un texto a partir de la ocurrencia conjunta de pares de ítemes, representados por términos o palabras, que permiten identificar relaciones entre conceptos dentro de un determinado dominio. Cuanto mayor sea la frecuencia de aparición conjunta de las palabras, mayor será su vinculación conceptual (Miguel 2008). El análisis de co-autoría da cuenta de los niveles de colaboración científica dentro de una comunidad determinada. Es posible detectar e identificar grupos de investigación analizando estas relaciones. Una elevada frecuencia de co-ocurrencia de autores daría cuenta de altos niveles de colaboración. (Börner 2005; Katz 1997; He 1999).

Las relaciones de co-ocurrencia pueden estudiarse también a partir de las técnicas de análisis de redes sociales (ARS) lo cual facilita la detección y visualización de las relaciones existentes entre las unidades y su estudio desde un punto de vista funcional. Los datos son relacionales, entendiendo por dato relacional un vínculo específico existente entre un par de elementos. Una red social está conformada por al menos dos componentes: los actores, que son las unidades o grupos de unidades que se relacionan entre sí por algún motivo, finalidad o circunstancia, y las relaciones, que son los lazos o vínculos existentes entre los actores que conforman la red. (Hanneman 2005)

2. Metodología

Se seleccionaron las palabras clave presentes en la base de datos de trabajos publicados del IAR y los autores de los trabajos correspondientes al periodo 2001-2011. Se recuperó cada término con su correspondiente número de trabajo, lo cual permitió construir una tabla de frecuencias absolutas. A partir de estos datos y mediante tablas relacionales se construyó una matriz de frecuencias absolutas de co-ocurrencia en la que aparecían los términos duplicados. El proceso final consistió en realizar una consulta a la base relacional donde se normalizó la frecuencia de co-ocurrencias eliminando las duplicaciones. Para generar y visualizar las redes se utilizó el software Pajek¹. Esta aplicación toma como fuente de entrada las matrices de datos generadas por los procedimientos antes mencionados.

3. Resultados

Pudo determinarse que las palabras clave con mayor peso y mayor poder de intermediación y cercanía son *Gamma-rays*, *Interstellar medium*, *Radiation and Nonthermal mechanisms*, *Jets*, *Stars*, *X-rays*, *Radio continuum*, *X-ray binaries* y *Early-type stars* (Fig. 2). Ello significa que son las palabras clave más representativas de la producción del IAR, al menos desde la perspectiva de su frecuencia de aparición y de su rol en el contexto de la red de palabras claves basada en el análisis de co-ocurrencias (Tabla 2). Estos datos permiten distinguir a grandes rasgos dos grandes grupos de palabras clave que se asocian con las dos grandes líneas de investigación actualmente vigentes en el Instituto: astrofísica de altas energías y medio interestelar. (Boeris 2011)

En el caso de los autores esta correspondencia se reitera, dado que los que tienen una mayor presencia en la base de datos, son justamente los investigadores que encabezan esos grupos como es el caso de G. Romero y M. Arnal (Fig. 1). Se observa que Arnal posee un grado nodal menor que otros autores como Benaglia o Combi, no obstante se mantiene como líder en su propio grupo (Tabla 1).

Puede afirmarse entonces que se han encontrado ciertas correspondencias en los agrupamientos de palabras clave y de autores, lo cual nos ayuda a corroborar la validez de la metodología empleada.

¹Pajek : *Program for Large Network Analysis*. <http://pajek.imfm.si/doku.php>

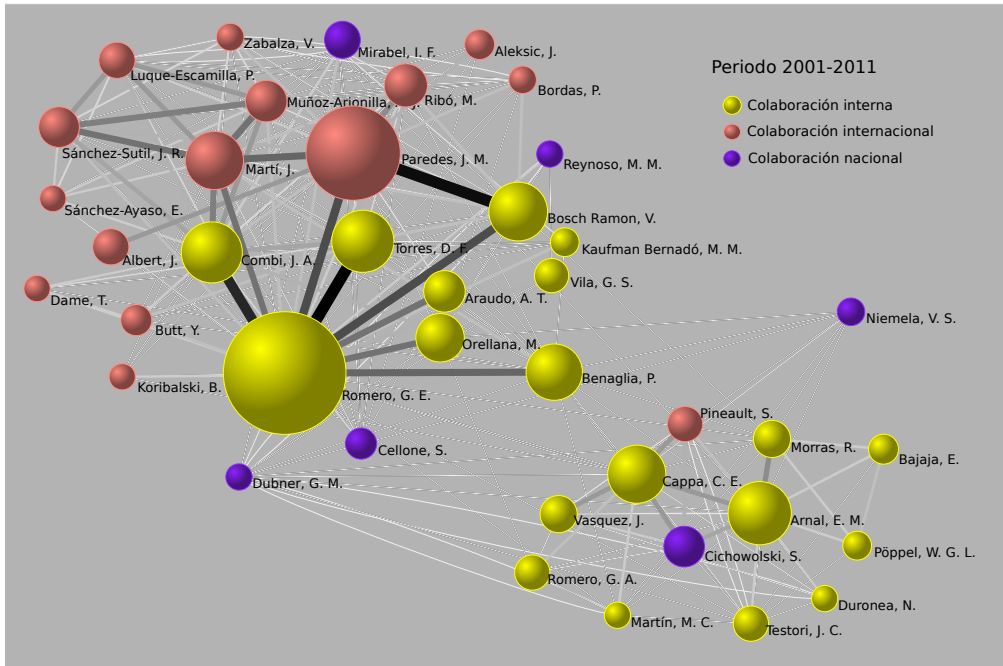


Figura 1. Red de autores

Nodo	Autor	Grado nodal	Intermediación	Cercanía
33	Romero, G. E.	31	0.2823445	0.8095485
6	Benaglia, P.	24	0.1451954	0.704607
13	Combi, J. A.	19	0.0196313	0.5853659
20	Martí, J.	19	0.015978	0.5853659
27	Paredes, J. M.	18	0.0253621	0.5853659
22	Mirabel, I. F.	17	0.0360827	0.61369
4	Arnal, E. M.	16	0.0818703	0.61369
15	Dubner, G. M.	16	0.044985	0.5853659

Tabla 1. Indicadores de la red de autores

Nodo	Keyword	Grado nodal	Intermediación	Cercanía
1	Gamma-rays	36	0.0523942	0.875
2	Interstellar medium	32	0.0427521	0.8076923
8	Radiation mechanisms	31	0.0220202	0.7924528
10	Jets	31	0.0313921	0.7924528
11	Non-thermal mechanisms	31	0.0234955	0.7924528
4	Stars	30	0.030004	0.7777778
6	X-rays	30	0.0405612	0.7777778
7	Radio continuum	30	0.0370022	0.7777778

Tabla 2. Indicadores de la red de palabras clave

Parte X
Premios

TRABAJO INVITADO

Radiative models for jets in X-ray binaries

Gabriela S. Vila¹

(1) *Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR - CONICET)*

Abstract. In this work we develop a lepto-hadronic model for the electromagnetic radiation from jets in microquasars with low-mass companion stars. We present general results as well as applications to some specific systems, and carefully analyze the predictions of the model in the gamma-ray band. The results will be directly tested in the near future with the present and forthcoming space-borne and terrestrial gamma-ray telescopes.

Resumen. En este trabajo se desarrolla un modelo lepto-hadrónico para la radiación electromagnética de *jets* en microcuasares con estrellas compañeras de baja masa. Se presentan resultados generales y aplicaciones a sistemas específicos, y se analizan en detalle las predicciones del modelo en la banda de rayos gamma. Los resultados podrán ser directamente contrastados en el futuro cercano con las observaciones de telescopios de rayos gamma espaciales y terrestres de presente y futura generación.

1. Introduction

An outstanding feature of astrophysical accreting sources at all scales is the production of jets - collimated, bipolar, extended flows of matter and electromagnetic field ejected from the surroundings of a rotating object. Jets are launched from accreting supermassive and stellar-mass black holes, neutron stars, white dwarfs, and protostars (Romero et al. 2010). X-ray binaries (XRBs) with jets are called *microquasars* (Mirabel et al. 1992). Microquasars are formed by a non-collapsed star and a stellar-mass compact object, that may be a neutron star or a black hole. The compact object accretes matter lost by the companion star. A fraction of this matter is ejected from the system as two collimated jets.

According to the mass of the donor star, microquasars (and all XRBs) are classified into low-mass and high-mass. In high-mass microquasars (HMMQs) the donor star is an O, B, or Wolf Rayet star of mass $\approx 8 - 20M_{\odot}$. These stars lose mass mainly through strong winds. Donor stars in low-mass microquasars (LMMQs) have masses $\lesssim 2M_{\odot}$. They are old stars of spectral type B or later, that transfer mass to the compact object through the overflow of their Roche lobe. The position of the known galactic microquasars (~ 20 sources) is shown in Figure 1. High-mass microquasars trace the star forming regions in the spiral arms of the galaxy (Bodaghee et al. 2012, Coleiro & Chaty 2011). This is

expected, since the companion star is relatively young ($\lesssim 10^7$ yr) and should not have departed significantly from its birthplace. Low-mass microquasars are concentrated towards the center of the galaxy, especially in the bulge. These systems are old ($\sim 10^9$ yr), and some have migrated from the galactic plane towards higher latitudes (e.g. Mirabel et al. 2001).

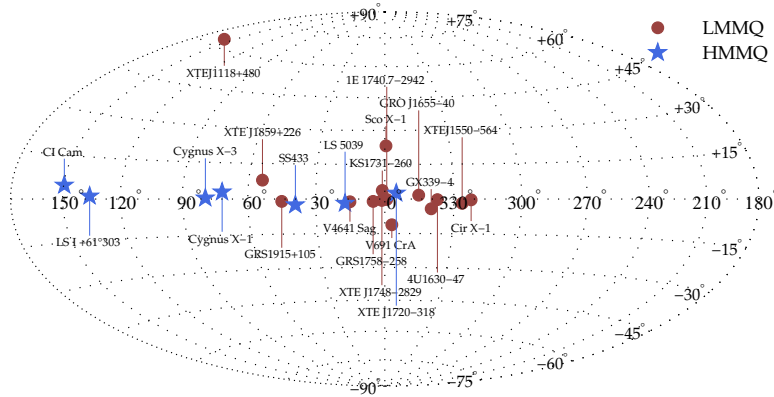


Figure 1. Spatial distribution in galactic coordinates of microquasars in the Milky Way. Data of 2010 collected by Dr. S. Chaty, available online at <http://www.aim.univ-paris7.fr/CHATY/Microquasars/microquasars.html>. The nature of some of the systems (e.g. LS 5039 and LS I +61° 303) is still disputed, but they have been included in the figure for historical reasons.

Black hole X-ray binaries go through different spectral states, classified according to the timing and spectral characteristics of the X-ray emission (e.g. McClintock & Remillard 2006, Belloni et al. 2011). In microquasars, steady jets are observed in the *low-hard* state (and probably also in *quiescence*), whereas discrete jets are ejected during the transition between states. Steady jets have typical luminosities $\sim 10^{36-37}$ erg s $^{-1}$, and are mildly relativistic with bulk Lorentz factors $\sim 1.5-2$. Discrete ejections may be much faster: bulk velocities close to the speed of light are inferred from the apparent superluminal motion of some blobs (e.g. Mirabel & Rodríguez 1994).

The electromagnetic emission of steady jets extends from radio wavelengths up to a turnover at infrared/optical frequencies. The spectrum is clearly non-thermal and very well explained as synchrotron radiation of a population of relativistic electrons. Although the - also non-thermal - hard X-ray emission in XRBs is generally attributed to the corona, in some microquasars a correlation between radio and X-rays is observed during the low-hard state (Corbel et al. 2003, Gallo et al. 2003). This suggests that the radiation in both bands originates in the same region (the jets) and by the same process (electron synchrotron). The HMMQs Cygnus X-1 (McConnell et al. 2000, Albert et al. 2007, Sabatini et al. 2010) and Cygnus X-3 (Tavani et al. 2009, Abdo et al. 2009) have been detected at gamma-ray energies. This emission is thought to be produced also in the jets through the interaction of relativistic particles with the wind and the radiation field of the companion star (e.g. Bosch-Ramon et al. 2008, Araudo

et al. 2010, Romero et al. 2010). No LMMQ (or low-mass XRB) has been detected in gamma rays yet. In these systems the old and dim companion star cannot provide enough targets to the jets. Then, if LMMQs were to be high energy sources, we expect the gamma rays to be created in the outflows by interaction of relativistic particles with the magnetic field, matter, and radiation inside the jets.¹

In this work we develop a model for the electromagnetic radiation of jets in microquasars that generalizes and improves those existing in the literature. We seek to obtain a better understanding of the physical conditions in the jets through the comparison of our results with observational data. We focus in particular on models for jets in low-mass microquasars, seeking to assess their detectability at high (\sim GeV) and very high (\sim TeV) energies with the instruments available now or in the near future. In the following sections we outline the jet model and present some general results and applications to specific sources.

2. Jet model

The jet model is described in detail in Romero & Vila (2008), Vila & Romero (2010), Vila et al. (2012), and Vila (2012).² Here we only review it briefly.

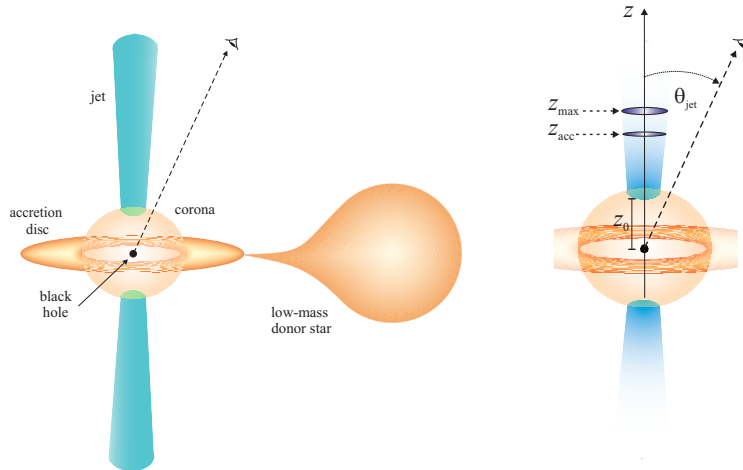


Figure 2. Left: sketch of a microquasar. Right: a detail of the jet. Some relevant geometrical parameters are indicated.

A sketch of the system under study is shown in Figure 2. We assume that the jets are launched at a distance $z_0 = 50R_{\text{grav}}$ ³ from the compact object with an initial radius $r_0 = 0.1z_0$, and expand conically while advancing with a constant bulk Lorentz factor Γ_{jet} . The axis of the jet makes an angle θ_{jet}

¹The corona might also emit gamma rays, see for example Vieyro & Romero (2012).

²The complete manuscript of the PhD Thesis (Vila 2012) is available for download at <http://fcaglp.unlp.edu.ar/gvila/>.

³The gravitational radius of a black hole of mass M is $R_{\text{grav}} = GM/c^2$.

with the line of sight. The power of each jet is taken to be a fraction of the accretion power, $L_{\text{jet}} = q_{\text{jet}} L_{\text{accr}}$. The hypothesis of equipartition between the magnetic energy density and the kinetic energy density of the outflow allows to estimate the magnetic field at the base of the jet. We obtain typical values $B_0 = B(z_0) \sim 10^{5-6}$ G. The field strength decreases as the jet expands; we adopt the prescription $B(z) = B_0(z_0/z)^m$ with $m > 1$ to parameterize its evolution.

The composition of the jets is unknown, although the existence of accelerated electrons (or electron-positron pairs) is firmly inferred from the observed synchrotron radio spectrum. In at least one microquasar (SS433, Migliari et al. 2002) there is evidence of the presence of nuclei as well. We assume that the outflows contain electrons and protons, and that both species are accelerated up to relativistic energies with the same efficiency. In our model a fraction $L_{\text{rel}} = q_{\text{jet}} L_{\text{jet}}$ of the jet power is transferred to relativistic particles; we fix $q_{\text{rel}} = 0.1$. The power is shared between protons and electrons, so $L_{\text{rel}} = L_p + L_e$ with $L_p = aL_e$. We consider values of $a > 1$ (proton-dominated jets) as well as the case $a = 1$ (equipartition of energy between both species).

Particles are accelerated in the region of the jet $z_{\text{acc}} \leq z \leq z_{\text{max}}$. We do not investigate the acceleration mechanism, but assume that the injection spectrum follows a power-law in energy, $Q_{e,p} \propto E_{e,p}^{-\alpha}$ (in units of $\text{s}^{-1} \text{cm}^{-3} \text{erg}^{-1}$) with $1.5 \leq \alpha \leq 2.4$. This is consistent with acceleration by diffusion across shock fronts (also known as first order Fermi process, see e.g. Drury 1983). Particles gain energy but simultaneously cool. The maximum energy they can reach is calculated demanding that the acceleration rate equals the total energy loss rate, $t_{\text{acc}}^{-1}(E_{\text{max}}) = t_{\text{cool}}^{-1}(E_{\text{max}})$. In the cooling rate we include adiabatic energy losses and several radiative processes: synchrotron radiation, relativistic Bremsstrahlung, inverse Compton interaction, proton-proton, and proton-photon inelastic collisions. Protons achieve maximum energies much larger than electrons.

Proton-proton and proton-photon inelastic collisions produce pions. Neutral pions decay into two gamma rays, whereas charged pions decay into muons and muon neutrinos. The subsequent decay of muons injects electrons (or positrons) and more neutrinos. A second channel of proton-photon interaction directly creates electron-positron pairs, too. We call the charged products of hadronic interactions “secondary” particles to distinguish them from “primary” protons and electrons - those that are directly accelerated in the jet as discussed in the previous paragraph.⁴ The mean lifetime of charged pions and muons is very short, so the possibility that they cool significantly before decaying is usually disregarded. If these particles are created energetic enough, however, the synchrotron cooling time in the strong magnetic field of the jet may be shorter than their mean lifetime. We consider the cooling of all (stable and unstable) secondary particles when computing their steady-state distribution (see below) and calculate their contribution to the radiative spectrum of the jet through the same radiative mechanism than for primary particles.

For all (primary and secondary) particle species the steady-state energy distribution $N(E, z)$ (in units of $\text{cm}^{-3} \text{erg}^{-1}$) is calculated solving a transport

⁴We also include among the secondary particles the pairs injected through two-photon annihilation, see Section 3.

equation that takes into account injection, cooling, convection or escape, and particle decay. We work with two versions of the transport equation that represent different assumptions about the conditions in the acceleration region. The initial models are “one-zone”. In these the acceleration region is compact and homogeneous, and placed either at the base of the jet or at some other position z_{acc} where the kinetic energy density dominates over the magnetic energy density. Magnetohydrodynamical models predict that this condition favors the formation of shock waves. In one-zone models the removal of particles from the acceleration region is accounted for through an escape term in the transport equation. Later, we study the injection and cooling of relativistic particles in a spatially extended, inhomogeneous region of the jet. In these models a convective term with a spatial derivative is added to the transport equation and the escape term is removed.

3. General results

Figure 3 shows the spectral energy distributions (SEDs) obtained for two representative sets of values of the parameters of the one-zone jet model; see Romero & Vila (2008) for details. The left panel corresponds to a model with $a = 1$ and the right panel to a proton-dominated jet with $a = 10^3$. In both cases the emission from radio to hard X-rays is synchrotron radiation of relativistic electrons and the gamma rays are of hadronic origin (decay of π^0 and synchrotron radiation of e^\pm created via $p\gamma$ collisions). The most relevant photon target field for $p\gamma$ interactions is the synchrotron field of electrons. Thus, in the model with $a = 1$ we obtain appreciable very high-energy gamma-ray luminosity at the level of $\sim 10^{35}$ erg s $^{-1}$. In the proton-dominated model, on the other hand, the low luminosity of the electron synchrotron component consequently quenches the very high-energy emission - this even though 10^3 times more power is injected in relativistic protons than in electrons. Notice, however, the prominent proton synchrotron peak at ~ 1 GeV.

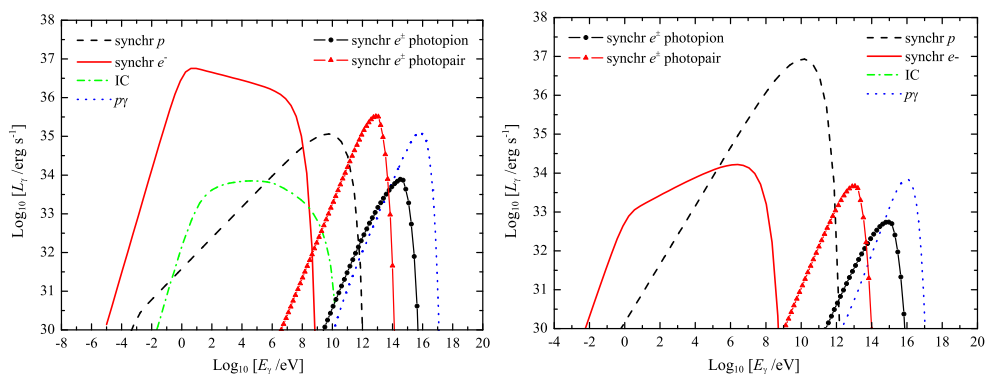


Figure 3. SEDs calculated in a one-zone jet model with $a = 1$ and $\alpha = 2.2$ (left), and $a = 10^3$ and $\alpha = 1.5$ (right).

The high-energy radiation may be absorbed before escaping the jet. We consider only one absorption process, the annihilation of two photons into an

electron-positron pair. Figure 4 shows the SEDs corrected by absorption. Gamma rays annihilate efficiently against IR and UV photons, that once again are provided by the electron synchrotron radiation field. All emission above ~ 1 GeV is therefore suppressed in the model with $a = 1$. A source like this would not be detectable by Cherenkov telescopes at very high energies, although it might be marginally detected at high energies with a soft spectrum. The SED is unmodified in the case $a = 10^3$. Our model predicts that a source of these characteristics might be detectable at GeV energies and possibly at TeV energies depending on the distance.

From these general examples it is clear that considering purely leptonic or purely hadronic models is hardly meaningful, since the efficiency of hadronic processes to produce gamma rays and the opacity to gamma-ray propagation strongly depend on the radiation field of electrons at lower energies. A second point is worth remarking: a neutrino luminosity approximately of the same order than the gamma-ray luminosity is injected through $p\gamma$ interactions. Neutrinos, however, freely escape the jet. According to our model, then, sources strongly absorbed in gamma rays should be the most luminous neutrino emitters - no correlation between gamma rays and neutrinos should be a priori expected.

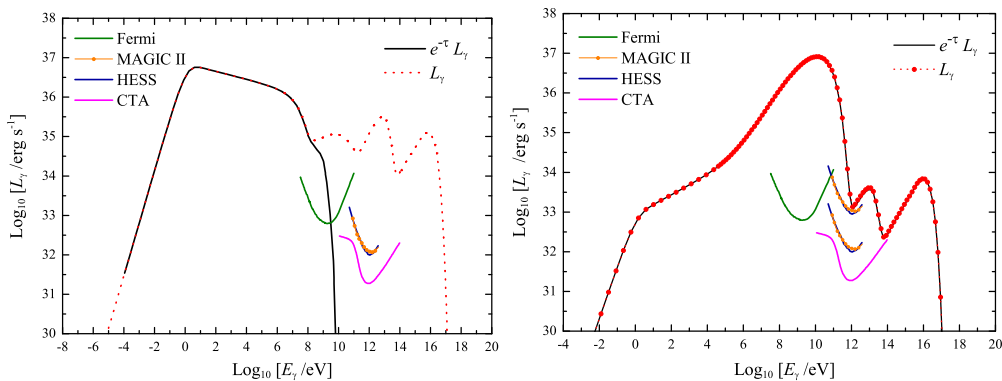


Figure 4. The SEDs in Figure 3 modified by absorption. The sensitivities of Fermi (5σ , one-year sky survey exposure), HESS (5σ , 50 h exposure), MAGIC II (50 h exposure), and the predicted for CTA (50 h exposure) are indicated. In the right panel, the sensitivity curves of HESS and MAGIC II are plotted for a source at 2 kpc (higher sensitivity) and 6 kpc (lower sensitivity).

4. Some specific applications

We applied the model to the study of two black hole LMMQs, the sources GX 339-4 (Vila & Romero 2010) and XTE J1118+480 (Vila et al. 2012). Both are X-ray transients: they spend years in quiescence until due to a sudden increase in the mass accretion rate they enter in outburst for some months. Five outbursts have been observed in GX 339-4 and two in XTE J1118+480. In all occasions they were extensively and simultaneously (or quasi-simultaneously) monitored in several bands from radio to X-rays. The X-ray spectrum was consistent with the sources being in the low-hard state. A radio jet was imaged

in GX 339-4 (Gallo et al. 2004) but not yet in XTE J1118+480, although its presence is inferred from the characteristics of the radio emission.

Figure 5 shows one-zone model fits to broadband observations of GX 339-4 during the outburst of 1997 (left panel) and a low luminosity phase of the outburst of 1999 (right panel). For these applications we located the base of the acceleration region far from the base of the jet, typically $z_{\text{acc}} \sim 10^2 - 10^4 R_{\text{grav}}$. The emission from radio to X-rays is synchrotron radiation of primary electrons and, in the fit to the data from 1997, secondary electron-positron pairs created by photon-photon annihilation. In this case there is also significant synchrotron emission of pions and muons, although not dominant in any energy range. In the fit to the low-luminosity SED from 1999 a data point in the optical was included in the fit. The rising shape of the spectrum at these energies cannot be explained as emission from the jet alone, and possibly originates in an accretion disk. Both theoretical SEDs clearly differ in the predictions for the gamma-ray band. Whereas in a high X-ray luminosity outburst like that of 1997 the source might be detectable at high and very high energies, the model predicts no detection during a low-luminosity state like the observed in 1999. A word of caution is, however, due here: the same data may be fit with equal success using different sets of values of the model parameters, see Vila & Romero (2010). This degeneracy is inherent to the modeling. We expect it to be removed in the near future when gamma rays observations of the source become available, since different fits predict different spectral shapes at high and very high energies.

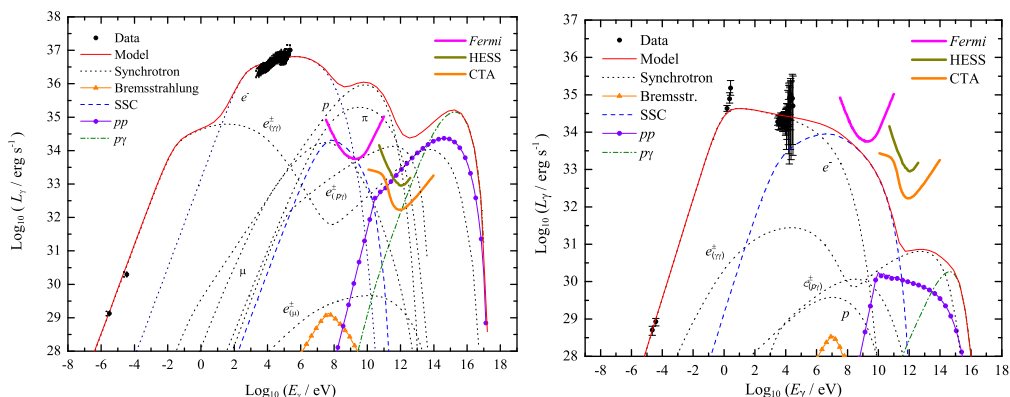


Figure 5. Model fits to broadband observations of GX 339-4 during the outbursts of 1997 (left panel) and 1999 (right panel). Data collected from various authors, see Vila & Romero (2010) for details.

We performed fits to broadband observations of XTE J1118+480 during the outbursts of 2000 and 2005; the results are plotted in Figure 6. The SEDs were calculated applying the inhomogeneous jet model. A thermal component peaking at $\sim 20 - 40$ eV is detected in this microquasar, so we added a simple geometrically thin, optically thick accretion disk model (Shakura & Sunyaev 1973) to our calculations. According to our modeling, there are no great differences in the physical conditions in the jets during the two outbursts. The radio and X-ray emission is fitted by the synchrotron spectrum of primary electrons, plus some contribution at low energies of secondary pairs created through

photon-photon annihilation; the emission of other species of charged secondaries is negligible. The IR-optical-UV range has significant contribution from the accretion disk. The IC scattering off the jet photon field by primary electrons contributes in a narrow energy range about ~ 10 GeV in the case of the 2000 outburst. The SED above ~ 1 GeV is completely dominated by gamma rays from the decay of neutral pions created in proton-proton collisions. The photon field of the disk is the main source of opacity to photon escape. The optical depth is large only near the base of the acceleration region, $z \sim z_{\text{acc}} \sim 10^8$ cm; gamma rays with energies $10 \text{ GeV} \lesssim E_\gamma \lesssim 1 \text{ TeV}$ are mostly absorbed in this zone. The total luminosities are, nevertheless, unmodified by absorption. The reason is that there are many high-energy protons that produce gamma rays through proton-proton collisions outside the acceleration region. This radiation escapes unabsorbed since the density of disk photons is low at high z . According to our results, a future outburst of the source with emission levels comparable to those of 2000 and 2005, would be detectable in gamma rays by ground-based observatories like MAGIC II and CTA. In the context of the model presented here, observations at very high energies would help to constrain the hadronic content of the jets, since above ~ 100 GeV the predicted emission is completely due to proton-proton interactions.

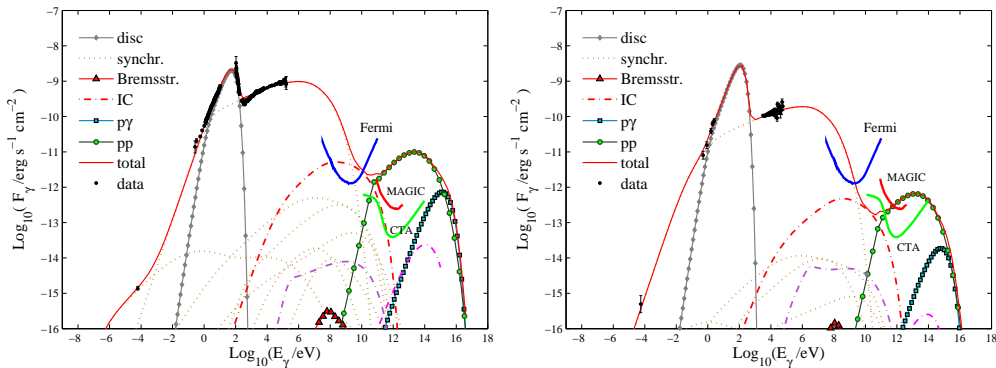


Figure 6. Model fits to broadband observations of XTE J1118+480 during the outbursts of 2000 (left panel) and 2005 (right panel). Data from McClintock et al. (2001) and Maitra et al. (2009).

5. Final comments and perspectives

Along this work we developed a lepto-hadronic model for the radiation from jets in microquasars. In its current version the model is suited to the study of low-mass microquasars, but there are a number of specific improvements that would allow a broader application. We have attempted to add as much detail and self-consistency to the model as possible. It depends on a number of parameters for which we took, when available, estimates inferred from observations. The values of other parameters (such as the position of the acceleration region and the spectral index of the particle injection function) were chosen to account, in an affective manner, for the main constraints imposed by the physics of particle

acceleration and the dynamics of the outflow. Our modeling is, nevertheless, by no means free of limitations. The most important one is, perhaps, related to the magnetic field. We have made simple and reasonable assumptions on this point, but they might require further refinement in the light of future insights and observational data.

We have shown that the spectral energy distributions from microquasar jets might be complex and take a variety of shapes depending on the conditions in the source; we have tried to cover a large number of scenarios within a physically meaningful range for the values of the model parameters. Relativistic jets from low-mass X-ray binaries with a content of non-thermal electrons and protons radiate along the whole electromagnetic spectrum. From radio to X-rays the emission is of leptonic origin, predominantly due to synchrotron radiation. In proton-dominated models ($a > 1$), the spectrum above ~ 1 GeV is of hadronic origin (synchrotron, proton-proton, and proton-photon inelastic collisions). Under some particular conditions the high and very high energy gamma-ray emission might reach levels detectable with presently operative instruments. Proton-proton and proton-photon inelastic collisions inject charged pions and muons. For values of the magnetic field as those we adopted the cooling of these particles before decay is not negligible. Although radiatively not relevant, the cooling of pions and muons seriously affect the neutrino emissivity from the jets, see Reynoso & Romero (2009). Gamma rays can escape the source without significant absorption if the emission region is located in a zone of the jet where the radiation field has low density. In one-zone models this is possible if the relativistic particles are injected at large distances from the black hole. In models for extended jets absorption can be avoided even if the acceleration region is relatively near the jet base: plenty of energetic protons leave the acceleration region and inject gamma rays in zones with low internal and external photon density.

We performed fits to observations of very well studied low-mass microquasars, GX 339-4 and XTE J1118+480. We make predictions for the high and very high energy gamma-ray spectrum during outbursts, a question not addressed in previous works about these sources. The model can satisfactorily reproduce the data, although sometimes with more than one set of parameters. Some of our models predict detectable gamma-ray emission for these sources in outburst.

To date no low-mass X-ray binaries have been detected at high or very high energies, although there are some candidates. Their observation is further complicated because in general they are transient sources. We expect that this situation changes in the very near future. The detection (or not) of low-mass XRBs at high and very high energies will provide very valuable information. The most favorable situation would be, undoubtedly, to have at our disposal simultaneous observations in X-rays and high and very high energy gamma rays. Such simultaneous spectral coverage is nowadays possible. Together with the much improved quality of the data, it will allow to remove part of the inherent degeneracy of the modeling. In this context, and in spite of its limitations, the type of models developed in this thesis are timely. We expect that, when confronted with observations, they result adequate to reproduce the radiative

spectrum from microquasar jets and contribute to a better understanding of these objects.

Acknowledgments. I am most grateful to the Varsavsky family, the Asociación Argentina de Astronomía, and the members of the jury Drs. Paula Benaglia, Patricia Tissera, and Juan José Clariá, for honoring me and my work with the *Carlos M. Varsavsky Prize* to the best PhD Thesis in Astronomy and Astrophysics in Argentina of the period 2010-2012. I infinitely thank my supervisor Dr. Gustavo E. Romero for many years of friendship, encouragement, and opportunities. I lovingly thank Nicolás Casco; little could have been possible without his endless support and help.

References

- Abdo A. A., Ackermann M., Ajello M., 2009, *Science*, 326, 1512
 Albert J., et al., 2007, *Astrophys. J. Lett.*, 665, L51
 Araudo A., Bosch-Ramon V., Romero G. E., 2010, in 25th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics Transient gamma-ray emission from Cygnus X-3. p. PoS(Texas 2010)184
 Belloni T. M., Motta S. E., Muñoz-Darias T., 2011, *Bulletin of the Astronomical Society of India*, 39, 409
 Bodaghee A., et al., 2012, *Astrophys. J.*, 744, 108
 Bosch-Ramon V., Khangulyan D., Aharonian F. A., 2008, *Astron. Astroph.*, 489, L21
 Coleiro A., Chaty S., 2011, in L. Schmidtobreick, M. R. Schreiber, & C. Tappert ed., *Astronomical Society of the Pacific Conference Series Vol. 447, Distribution of High Mass X-Ray Binaries in the Milky Way*. p. 265
 Corbel S., et al., 2003, *Astron. Astroph.*, 400, 1007
 Drury L. O., 1983, *Reports on Progress in Physics*, 46, 973
 Gallo E., et al., 2004, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 347, L52
 Gallo E., Fender R. P., Pooley G. G., 2003, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 344, 60
 McClintock J., Remillard R., 2006, in Lewin W. H. G., van der Klis M., eds, *Cambridge Astrophysics, Compact Stellar X-Ray Sources*. Cambridge University Press, Cambridge, UK, p. p. 157
 Maitra D., et al., 2009, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 398, 1638
 McClintock J. E., et al., 2001, *Astrophys. J.*, 555, 477
 McConnell M. L., et al., 2000, *Astrophys. J.*, 543, 928
 Migliari S., Fender R., Méndez M., 2002, *Science*, 297, 1673
 Mirabel I. F., et al., 2001, *Nature*, 413, 139
 Mirabel I. F., Rodríguez L. F., 1994, *Nature*, 371, 46
 Mirabel I. F., et al., 1992, *Nature*, 358, 215
 Reynoso M. M., Romero G. E., 2009, *Astron. Astroph.*, 493, 1
 Romero G., Sunyaev R., Belloni T., eds, 2010, *Proceedings IAU Symposium No. 275 "Jets at All Scales" Vol. 6*. Cambridge University Press
 Romero G. E., Del Valle M. V., Orellana M., 2010, *Astron. Astroph.*, 518, A12
 Romero G. E., Vila G. S., 2008, *Astron. Astroph.*, 485, 623
 Sabatini S., et al., 2010, *Astrophys. J. Lett.*, 712, L10
 Shakura N. I., Sunyaev R. A., 1973, *Astron. Astroph.*, 24, 337
 Tavani M., Bulgarelli A., Piano G., 2009, *Nature*, 462, 620
 Vieyro F. L., Romero G. E., 2012, *Astron. Astroph.*, 542, A7
 Vila G. S., 2012, PhD thesis, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires
 Vila G. S., Romero G. E., 2010, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 403, 1457
 Vila G. S., Romero G. E., Casco N. A., 2012, *Astron. Astroph.*, 538, A97

TRABAJO INVITADO

Recordando mientras puedo Mis travesuras en Astronomía

H. Vucetich

FCAGLP-UNLP

Abstract. This is a short memory of some of my contributions to Argentine Astronomy.

Resumen. Presento una breve memoria de algunas de mis contribuciones a la Astronomía, realizadas en la Argentina.

1. Introducción

A lo largo de treinta años, desde 1980 aproximadamente, he desarrollado un trabajo de investigación y formación de Recursos Humanos tanto en Física como en Astronomía. La AAA¹ me ha honrado otorgándome el Premio Jorge Sahade a la Trayectoria por esta labor.

En esta reseña de la trayectoria he decidido concentrarme en tres trabajos que llevaron adelante mis tesis y que originaron tres líneas de investigación:

- El efecto Nordtvedt en los Asteroides Troyanos
Orellana & Vucetich (1988)
- Nuestras investigaciones sobre estrellas extrañas
Benvenuto et al. (1990) y
- La variación de constantes fundamentales en Astronomía
Sisterna & Vucetich (1990).

Estos trabajos son los más “astronómicos” de los que desarrollamos, pues la investigación en tales temas combina Física y Astronomía. También originaron sendas líneas de investigación en esos temas.

2. Los Asteroides Troyanos

Los asteroides troyanos, descubiertos por Wolfe en 1905 (Nicholson 1961), son dos grupos de asteroides coorbitales con Júpiter, en resonancia 1 – 1. Ya Lagrange mostró en el siglo XVIII que una solución exacta del problema de los 3 cuerpos era una configuración donde los tres cuerpos formaban un triángulo equilátero (Ver por ejemplo, Sommerfeld (1952)). El descubrimiento de Wolfe no

¹¡Horrible sigla!

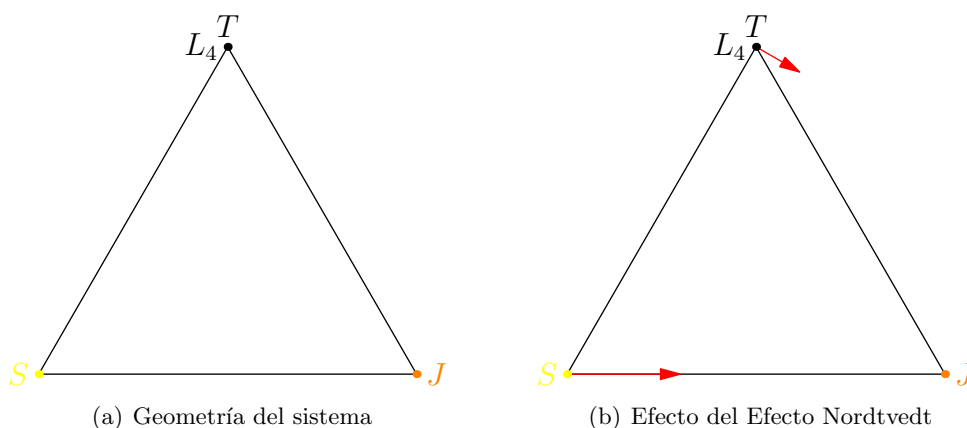


Figura 1. El Efecto Nordtvedt en los troyanos

sólo mostró que en la naturaleza se realizaban tales soluciones sino que oroginó un gran interés en el estudio de estas soluciones resonantes.

La geometría básica del sistema Sol-Júpiter-Troyano se muestra en la figura 1(a), pero casi nunca se realiza exactamente así. Los pequeños apartamientos de las condiciones iniciales y las perturbaciones de otros planetas, principalmente Saturno, orogonan apartamientos de las posiciones de equilibrio y los asteroides oscilan lentamente alrededor de las mismas (Figura 2, tomada de Nicholson (1961)), en una movimiento perturbado llamado libración (Plummer (1960)).

El periodo de oscilación es muy largo ($T_L \sim 150$ a) y la posición del punto de equilibrio se desplaza fácilmente en presencia de una perturbación. Los troyanos, entonces, actúan como balanzas muy sesibles a pequeñas perturbaciones del sistema.

La perturbación que se decidió estudiar en la referencia Orellana & Vucetich (1988) fue el efecto Nordtvedt en el Sol (Nordtvedt 1968): una pequeña diferencia entre la masa gravitacional de Sol (la que responde a la acción de un campo gravitacional externo) M_G y la correspondiente masa inercial (la que resiste la acción de cualquier fuerza externa) M_I

$$M_G = (1 + \Delta)M_I \quad (1)$$

En esta ecuación Δ es una pequeña cantidad que depende de la teoría de la gravitación y de la estructura interna del cuerpo. En el caso de la Relatividad General, $\Delta = 0$ y por lo tanto la inexistencia del Efecto Nordtvedt es una prueba importante de la Relatividad General (Nordtvedt 1982).

Si hubiese un Efecto Nordtvedt en la naturaleza, habría una pequeña fuerza adicional entre el Sol y Júpiter que provocaría, como consecuencia principal, un desplazamiento del punto de equilibrio en en dirección a Júpiter (Fig. 1(b)). En el trabajo hay una demostración elemental del efecto.

El desarrollo del trabajo no fue fácil: comenzamos en 1982, cuando en la UNLP no había más que una computadora, que estaba generalmente ocupada por cosas impostergables tales como la liquidación de sueldos. Tampoco había un programa de efemérides disponible, de modo que hubo que desarrollar uno.

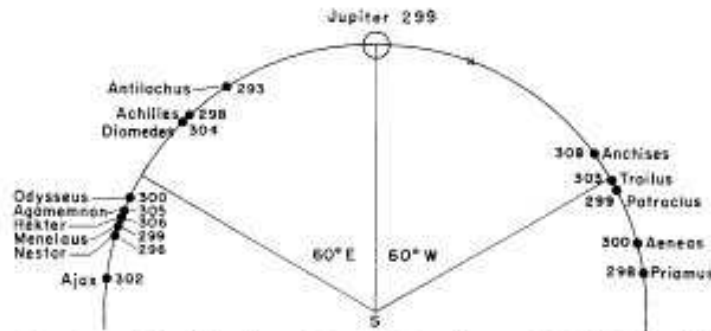


Fig. 1—The Trojan Asteroids, June 20, 1960, with their mean motion per day in seconds of arc. The x to the west of Jupiter indicates the closest approach of Anchises to Jupiter.

Figura 2. Posiciones de algunos troyanos (20/VI/1960)

Trabajo	N° Troy.	M_S	η
1988	6	$3497,92 \pm 0,76$	$0,0 \pm 0,5$
1993	12	$3497,80 \pm 0,81$	$-0,56 \pm 0,48$

Tabla 1. Resultados del análisis de los asteroides troyanos

Afortunadamente, había rutinas para integración de ecuaciones diferenciales, de modo que fue menos complicado de lo que esperábamos.

Otro problema es que los MPC (que llegaban al Observatorio en forma impresa) sólo tenían una parte de las observaciones de los troyanos, de manera que prácticamente todas las observaciones anteriores a 1950 debieron reducirse a posiciones astrométricas, para lo cual se desarrolló otro programa de reducción.

Finalmente, el análisis por correcciones diferenciales requirió un tercer programa “casero”. Todos los días Rosa Orellana viajaba al CESPI para retirar los resultados de los cálculos anteriores y depositar otra corrida, durante varios meses.

El análisis de los errores sistemáticos llevó más tiempo aún. Entre ellos, mencionemos que nuestra efemérides standard, basada sobre Eckert et al. (1951), usaba una masa de Saturno diferente de las más modernas, lo que introduce un desplazamiento espúreo del punto de equilibrio.

Finalmente, después de seis años, el trabajo estuvo listo. La tabla 1 trae un resumen de los mismos, junto con aquellos obtenidos en un trabajo posterior (Orellana & Vucetich 1993), donde se utilizó un nuevo grupo de asteroides y un modelo mejor de los errores sistemáticos.

Astron. Astrophys. 200, 248–254 (1988)

 ASTRONOMY
 AND
 ASTROPHYSICS

The principle of equivalence and the Trojan asteroids

R. B. Orellana¹ and H. Vucetich^{2,*}¹ Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de La Plata, C.C. 67, 1900 La Plata, Argentina² Departamento de Física, Universidad Nacional de la Plata, C.C. 67, 1900 La Plata, Argentina

Received September 29, 1987; accepted January 14, 1988

Summary. An analysis of the Trojan asteroids motion has been carried out in order to set limits to possible violations of the Principle of Equivalence. A value of 0.0 ± 0.5 for the Nordtvedt parameter, in agreement with General Relativity, and a value of 3497.92 ± 0.76 for the inverse mass of Saturn, are reported.

Key words: relativity – gravitation – asteroids – astronomical constants – celestial mechanics

problem is that it probes the equality of the contributions of gravitational energy to m_1 and m_2 . We briefly discuss this point.

UFF has been verified with great accuracy in laboratory experiments (Will, 1981). From these results it can be inferred that all non-gravitational forms of energy contribute equal amounts to m_1 and m_2 . However, gravitational energy of laboratory – sized objects is so small that no direct experimental verification can be carried on them. Indeed, in the newtonian approximation, the

Figura 3. Encabezamiento del trabajo.

3. Estrellas extrañas

Un segundo grupo de trabajos se originó en la posibilidad de que exista otra forma de materia bariónica, la materia extraña, en que los bariones sometidos a presiones y temperaturas altas se hayan desintegrado en un plasma de quarks y gluones (Witten 1984). Hasta se sugirió que la materia extraña podía ser el estado fundamental de la materia bariónica.

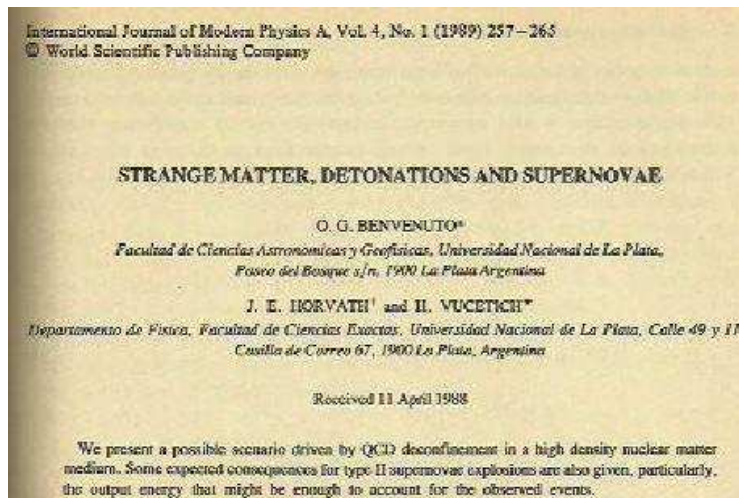
Si existiese la materia extraña, podría formar parte de objetos compactos y haber estrellas formadas principalmente por ella: las estrellas extrañas. Como algunas de sus propiedades serían similares a las de las estrellas de neutrones, se podría estar observando estrellas extrañas en el cielo.

Pero aún hay más: si la materia extraña fuese el estado fundamental de la materia, es posible que en una Supernova Tipo II se produjese una conversión de materia nuclear en materia extraña, liberando una gran energía y formando simultáneamente una estrella extraña. De hecho, si tal cosa ocurriese, la energía liberada sería más que suficiente para producir la explosión de la supernova (Benvenuto & Horvath 1989; Benvenuto et al. 1989). Además, se probó que en ese proceso, hay un remanente del orden de $1M_{\odot}$, que sería una estrella extraña.

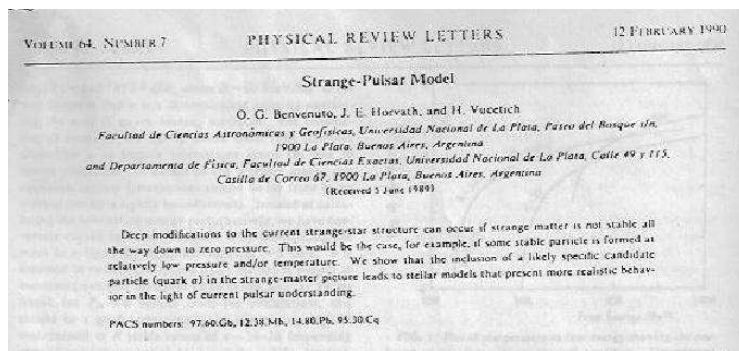
En los siguientes trabajos se desarrollaron modelos de estrellas extrañas, pero en particular de un púlsar extraño. Las figuras muestran los modelos desarrollados, que usaron una ecuación de estado efectiva para el sistema.

4. Variación de las constantes fundamentales

En apariencia, hoy tenemos una teoría capaz de explicar todos los datos observacionales y experimentales obtenidos en la cercanía del Sistema Solar: una teoría bicéfala, integrada por el Modelo Estándar de las Interacciones Fundamentales y la Relatividad General. El primero unifica el Electromagnetismo con las Inter-



(a) Detonación



(b) Púlsar extraño

Figura 4. Materia extraña

acciones Débiles y, en menor medida, con las Interacciones Fuertes. La segunda describe el campo gravitacional, pero en este caso no hay atisbos de unificación.

La teoría depende de unos veinte parámetros, llamados constantes fundamentales, cuyo valor debe determinarse a partir de datos experimentales. El Principio de Equivalencia de Einstein, una consecuencia de la Relatividad General, implica que dichos parámetros deben ser constantes de la teoría: independientes de la posición del cuerpo en el espacio y el tiempo. Por eso, la existencia de una variación en el valor de alguna de las constantes fundamentales implica la existencia de “física nueva”.

El trabajo original constituyó parte de la tesis de Pablo Sisterna y se continuó en las tesis de Susana Landau, Mercedes Mosquera, Claudia Scóccola y Lucila Kráiselburd.

Como incluso el trabajo original (Sisterna & Vucetich 1990) es muy largo y analiza la variación de todas las constantes fundamentales, es demasiado complicado resumirlo y me limitaré al más “astronómico” de los resultados: la variación de la Constante Gravitacional de Newton G_N .

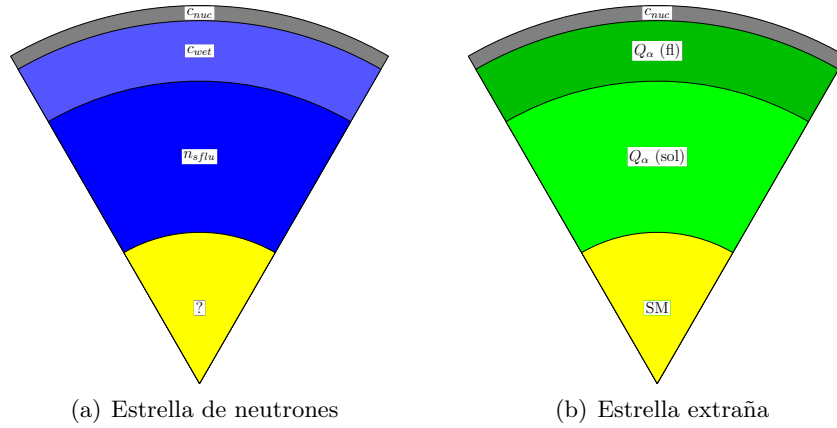


Figura 5. Modelo de estrellas compactas

Una posible variación de G_N fue propuesta por Dirac (1937) como parte de la “Hipótesis de los Grandes Números”. En ese trabajo observó que el cociente de cantidades de naturaleza atómica con cantidades de naturaleza gravitacional o cosmológica son números muy grandes, del mismo orden de magnitud. Por ejemplo, el cociente de las fuerzas electromagnéticas y gravitacionales en un átomo de hidrógeno es del mismo orden que el cociente entre la edad del Universo y el tiempo en que la luz atraviesa un átomo de hidrógeno

$$\frac{e^2}{G_N m_p m_e} \sim \frac{T_H a_B}{c} \sim 10^{40} \quad (2)$$

y este resultado puede explicarse si se supone que la constante de Newton es inversamente proporcional a la edad de Universo

$$G_N \propto t_U^{-1} \quad (3)$$

Ante todo, observemos que medir una variación de G_N implica comparar dos escalas de tiempo diferentes (Figura 6): una fijada por el campo gravitacional (por ejemplo, con los batidos de un reloj de péndulo) y otra por otras interacciones (por ejemplo electromagnéticas y cuánticas, como en un reloj digital).

Puesto que la variación de G_N (si la hay) es muy pequeña es necesario medir durante mucho tiempo y eso no puede hacerse con relojes industriales sino naturales, tales como el movimiento planetario.

El sistema Sol-Tierra-Luna forma un sistema de tres relojes naturales, que sería casi perfecto si no fuese porque el roce tidal desincroniza estos relojes. El efecto del roce tidal puede verse en la figura , que muestra el eclipse del 2 de abril de 139 AC, observado en Babilonia por astrónomos profesionales: olvidar el roce tidal “adelantaría” el “reloj Tierra” y “atrasaría” el “reloj Luna”, ambos con respecto del “reloj Sol”. Si no hubiese roce tidal, el eclipse hubiese ocurrido en Britania en vez de Babilonia, y una variación pequeña de G_N hubiese desplazado el área de totalidad fuera de Babilonia.

La variación de G_N produce dos efectos principales en sistemas astronómicos

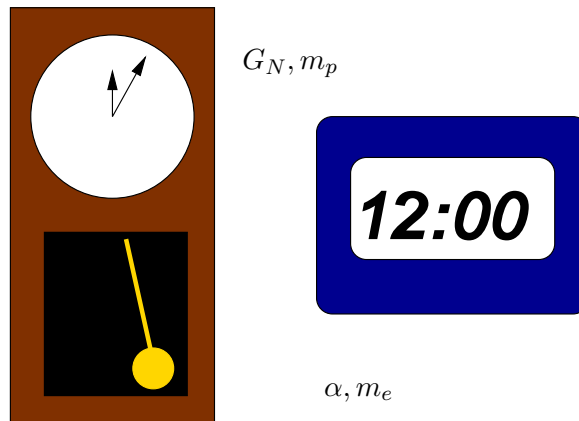


Figura 6. Cómo medir una variación de G_N

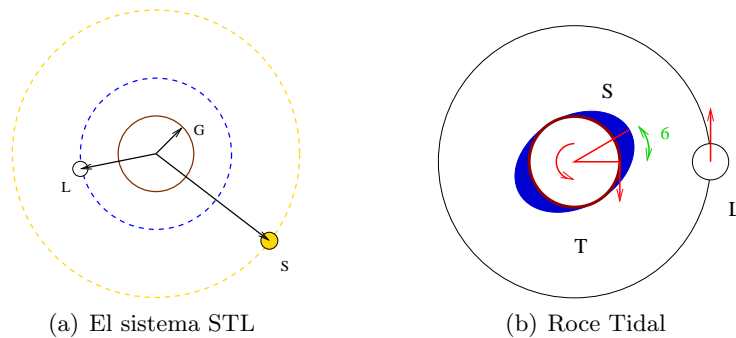


Figura 7. Relojes astronómicos

- Variación de radios y momentos de inercia planetarios.
- Cambios en los periodos y ejes mayores de las órbitas

Por otra parte, si se mide el periodo sideral de un planeta en tiempo efemérides, que incluye la variación de G_N , no se observará una variación del periodo, que sí será observable si se mide con relojes atómicos. De ese modo, hay que utilizar distintas observaciones de sistemas planetarios (en particular, el sistema Sol-Tierra-Luna) para separar los dos efectos. Para el sistema Sol-Tierra-Luna usamos

- Eclipses y equinoxios históricos (Tiempo Efemérides)
- Tránsitos de Mercurio (Tiempo Efemérides)
- Telemetrage lunar con láser (Tiempo Atómico)
- Datos paleontológicos (Tiempo Atómico)

De esa manera se pudo separar los dos efectos y determinar la tasa de variación de G_N así como la aceleración de la Luna y la desaceleración de la

Eclipse of April 2, 139 BC, observed in Bablon by profesional astronomers

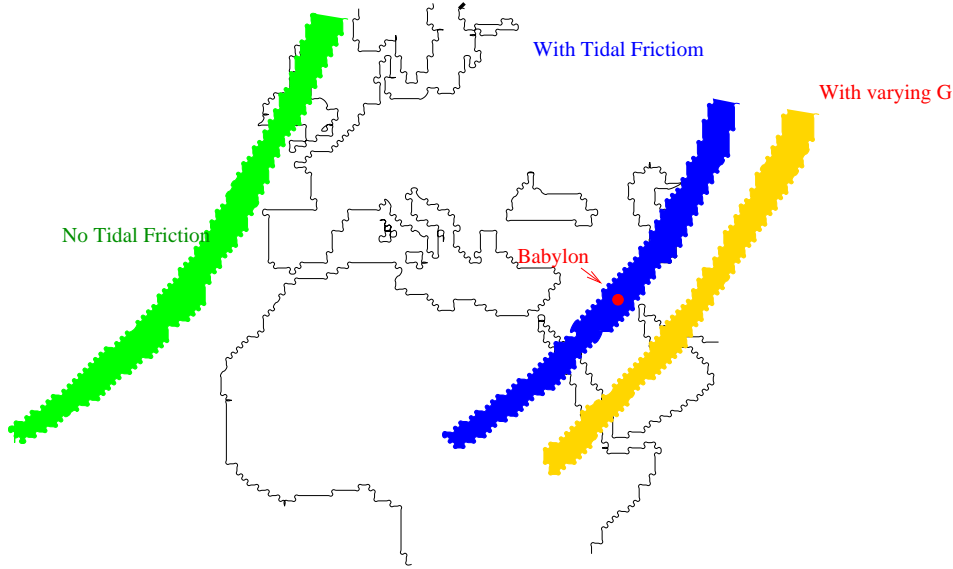


Figura 8. El eclipse del 2/IV/-138

$\frac{\dot{n}}{n}$	$\frac{\dot{\Omega}}{\Omega}$	$\frac{\dot{G}_N}{G_N}$
$-14,62 \pm 0,44$	$-24,20 \pm 0,90$	$0,03 \pm 0,22$

Tabla 2. Resultados principales para las aceleraciones tidales y la variación de G_N (a^{-1})

Tierra. La tabla muestra los resultados del trabajo Sisterna & Vucetich (1990). En su época, estos fueron los mejores valores obtenidos.

5. Conclusión

A lo largo de mi carrera tuve el placer de trabajar en en muchos problemas científicos con muy buenos discípulos. Entre los problemas desarrollados con ellos he resumido algunas de las contribuciones a la astronomía:

- Desarrollar el estudio de los Asteroides Troyanos como prueba de la validez del Principio de Equivalencia de Einstein.
- Una investigación independiente de la materia extraña como ingrediente en la composición de objetos astronómicos compactos.
- Una investigación independiente, con datos astronómicos, geofísicos y cosmológicos de la variación de las constantes fundamentales.

Los trabajos anteriores se ramificaron en sendas líneas de trabajo donde colaboraron muchos estudiantes. De hecho, haber contribuido a la formación

Time variation of fundamental constants: Bounds from geophysical and astronomical data

P. Sisterna and H. Vucetich*

*Départamento de Física, Universidad Nacional de La Plata
and Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, 1900 La Plata, Buenos Aires, Argentina
(Received 27 July 1989)*

Consistent bounds for the simultaneous variations of fundamental constants in the standard model of fundamental interactions are obtained from astronomical, astrophysical, and geophysical data. These bounds exclude the Dirac large-number hypothesis and, in general, any theory demanding a large variation of the fundamental constants. They also impose severe constraints on Kaluza-Klein and superstring theories, and should be considered as strong tests of the equivalence principle.

Figura 9. El trabajo

de jóvenes investigadores que se incorporaron al clan de astrónomos teóricos de nuestro país, es la parte más importante de mi labor como investigador científico.

6. Agradecimientos

Deseo agradecer...

- A las autoridades de la AAA² por otorgarme el Premio Sahade, que me transforma de físico en astrónomo.
- A mis estudiantes, entre ellos: Rosa Orellana, Omar Benvenuto, Jorge Horvath, Pablo Sisterna, Germán Lugones, Susana Landau, Mercedes Mosquera, Claudia Scóccola y Lucila Kráiselburd, que a cambio de toda su devoción y esfuerzo me hicieron trabajar como un esclavo.
- A mis padres, que me enseñaron a respetar la ciencia, la cultura y la ética y, para los tiempos difíciles, a lavar los platos.
- Y a mis dos gorditas, mi esposa y mi hija, de quienes aprendí que la única discapacidad sin esperanzas es la falta de sentido del humor.

Referencias

- Benvenuto O. G., Horvath J. E., 1989, *Physical Review Letters*, 63, 716
 Benvenuto O. G., Horvath J. E., Vucetich H., 1989, *International Journal of Modern Physics A*, 4, 257
 Benvenuto O. G., Horvath J. E., Vucetich H., 1990, *Physical Review Letters*, 64, 713
 Dirac P. A. M., 1937, *Nature*, 139, 323
 Eckert W. J., Brouwer D., Clemence G. M., 1951, *Astronomical papers prepared for the use of the American ephemeris and nautical almanac*; v. 12, Washington, D.C.: U.S. Government Printing Office, 1951., xxxi, 327 p.; 29 cm., 12, 1
 Nicholson S. B., 1961, *Leaflet of the Astronomical Society of the Pacific*, 8, 239
 Nordtvedt Jr. K., 1968, *Phys. Rev.*, 169, 1017
 Nordtvedt Jr. K., 1982, *Rep. Prog. Phys.*, 45, 631

²¡Horrible sigla!

Orellana R. B., Vucetich H., 1988, *A&A*, 200, 248

Orellana R. B., Vucetich H., 1993, *A&A*, 273, 313

Plummer A. C., 1960, *An Introductory Treatise on Dynamical Astronomy*. Dover, New York

Sisterna P., Vucetich H., 1990, *Phys.Rev.D*, 41, 1034

Sommerfeld A., 1952, *Mechanics. Vol. I of Lectures in Theoretical Physics*, Academic Press, New York

Witten E., 1984, *Phys.Rev.D*, 30, 272

Índice de autores

- Abadi, M.G., 245
Agüero, M.P., 253, 297
Agüero, M.P., 241
Ahumada, A.V., 31, 115, 119, 131, 135
Ahumada, J.A., 35
Aidelman, Y.J., 39
Albacete Colombo, J.F., 187, 467, 479
Alonso, M.V., 213
Alonso, S., 313
Althaus, L.G., 51
Andruchow, I., 353, 377, 483
Arcos, C., 95
Arnal, E.M., 183
Ávila-Reese, V., 273
- Barbá, R., 151, 155
Bassino, L.P., 249, 257, 281, 285
Baume, G.L., 519
Beaugé, C., 399
Beers, T.C., 447
Belinski, A., 527
Benítez Llambay, A., 119, 245
Benaglia, P., 43, 165, 353
Bengochea, G.R., 439
Benvenuto, O.G., 47
Beuther, H., 199
Bica, E., 119, 131, 143
Bocchino, F., 479
Boeris, C.E., 533
Bonito, R., 187
Borges Fernandes, M., 39, 155
Bosh, G., 289
Bragaglia, A., 31
Brunini, A., 391, 395, 407
Buccino, A., 71
Bullock, J.S., 447
- Córsico, A.H., 51
Calderón, J.P., 249, 257, 281
Camperi, J.A., 253, 297
Campuzano-Castro, F., 519
Cappa, C.E., 175, 207
Carpintero, D.D., 383
Carraro, G., 35
Caso, J.P., 249, 257, 281
Castelletti, G., 179, 203
Ceccarelli, L., 261
Cellone, S.A., 223, 249, 285, 377, 483
Char, F., 387, 523
Cichowolski, S., 183
Cidale, L., 159
Cidale, L.S., 39, 95, 155
Clariá, J.J., 115, 119, 131, 135
Cochetti, Y., 95
Colazo, C., 387
Coleman-Smit, C.E., 443
Colque, J.P., 387
Combi, J.A., 341, 377, 479, 483
Cora, S.A., 265, 293, 349
Correa, C.M., 59
Corti, M.A., 63
Costa, E., 35
Cremades, H., 99
Cristiani, G., 55
Curé, M., 95
- Démoulin, P., 147
Díaz Tello, J., 277
Díaz, R.J., 241, 253, 289, 297
de Araujo, J.C.N., 457
de Elía, G.C., 391, 395, 403
de los Rios, M., 59
De Rossi, M.E., 269, 273
De Vito, M.A., 47
De Wit, W.J., 123
Denisenko, D., 527
Di Sisto, R.P., 399, 407, 415
Domínguez, M.J., 349
Donati, P., 31
Donoso, L., 361

- Donzelli, C., 277
Douna, V.M., 471
Dubner, G., 179
Duplancic, F., 313
- Escudero, C.G., 281, 285
- Faifer, F.R., 257, 281, 285, 301, 357
Feinstein, C., 341, 345
Fernández-Lajús, E., 67, 519
Ferreiro, D., 59, 317, 361, 369
Firpo, V., 289
Flores, M., 71
Folatelli, G., 429
Forte, J.C., 285, 301, 357
Francile, C., 107
Frazin, R.A., 127
Fujishiro, N., 277
- Günthardt, G., 297
Gómez, F.A., 443, 447
Gómez, M., 75, 79, 87, 91
Galaz, G., 261
Gamen, R., 3, 519
García, F., 475, 479
García Lambas, D., 261, 313, 349, 373
García, L., 75, 79
Gargiulo, I.D., 265, 293, 349
Gaspar, G., 297
Geisler, D., 135
Giacani, E., 179, 195
Gignoni, M., 31
Giménez de Castro, C.G., 11, 55
Gimeno, G., 253, 297
Giorgi, E.E., 83
Giuduci, F.N., 67
González, C., 523
González, F., 71
González, N.M., 285, 301
González-Samaniego, A., 273
Gorbovskoy, E., 527
Gramajo, L.V., 87, 91
Guainazzi, M., 341
Guilera, O.M., 391, 395
Gunthardt, G.I., 253
Guzzo, P., 387
- Hägele, G.F., 289
Hanami, H., 277
- Haucke, M., 95, 519
Herrera-Camus, R., 261
Hobson, M., 59
Horvath, J.E., 47
Huang, Z., 127
- Kipping, D., 387
Klimchuk, J.A., 103
Koribalski, B., 353
Kornilov, V., 527
Kraus, M., 39, 123, 155
- López Fuentes, M.C., 103, 147
López, C., 527
López, F.M., 99
López-Santiago, J., 187, 479
Lípari, S., 305, 309
Lares, M., 373, 505, 509
Lefranc, V., 353
Leitao, L., 451
Levato, H., 527
Lipunov, V., 527
Lombardi, M., 523
Luna, G.J.M., 491
Luoni, M.L., 107
Luparello, H.E., 373
Luque-Escamilla, P., 483
- Maia, F., 111
Mallamaci, C., 527
Mandrini, C.H., 55, 107, 147
Marchesini, E.J., 483, 519
Marcionni, N., 59, 115
Marconi, G., 31
Martí, J., 483
Mauas, P., 71
Medina, M.C., 487
Merlo, D., 305, 309
Mesa, V., 313
Miceli, M., 187
Milesi, E., 513
Minchev, I., 447
Minniti, J.H., 119
Mirabel, I.F., 471
Molina-Lera, J.A., 519
Moyano, M., 305, 309
Muñoz Arancibia, A.M., 349
Muñoz-Arjonilla, A.J., 483
Muratore, M.F., 123

- Muzzio, J.C., 383
- Núñez, R., 387
- Navarrete, J., 523
- Navone, H.D., 383
- Nuñez, N.E., 491
- Nuevo, F.A., 127
- O'Shea, B.W., 443, 447
- Oddone, M.A., 119, 131
- Oio, G.A., 317, 361, 369
- Oksala, M.E., 155
- Orellana, M., 187, 475, 487
- Ortega, M.E., 183, 191
- Páez, R.I., 411
- Pérez, D., 495
- Pérez, M.J., 293
- Padilla, N.D., 261, 265, 277, 349
- Palma, T., 115, 131, 135
- Parón, S., 191, 195
- Parisi, M.C., 115, 131
- Paz, D.J., 373
- Pedrosa, S.E., 269, 273
- Pellizza, L.J., 471
- Perez Bergliaffa, S.E., 421, 495, 499
- Peri, C.S., 165
- Pessev, P., 253
- Petriella, A., 195, 203
- Piatti, A.E., 21, 111, 115, 135, 139, 143, 321, 325, 329, 333, 337
- Podestá, F., 527
- Poisson, M., 147
- Portilla, J.G., 365
- Purcell, C.W., 447
- Ramos, X.S., 67, 399
- Reynaldi, V., 341, 345
- Richtler, T., 257
- Rizzo, L., 83
- Rodón, J.A., 91, 199
- Rohrman, R., 159
- Romero, A.D., 51
- Romero, G.A., 175, 207
- Romero, G.E., 377, 475, 479, 483, 487, 495
- Ronco, M.P., 403
- Rossignoli, N.L., 519
- Rubio, M., 175, 207
- Ruiz, A.N., 349
- Sánchez-Sutil, J.R., 483
- Sánchez, B., 59
- Saffe, C., 71, 527
- Salerno, N.E., 67
- San Sebastián, I.L., 519
- Santos, J.F.C., 111, 119, 131
- Santucho, A., 59
- Saponara, J., 353
- Sarazin, M., 523
- Scalia, M.C., 67
- Schilke, P., 199
- Schmidt, E., 317, 361, 369
- Schmitt, J.H.M.M., 411
- Schneiter, M., 387
- Sesto, L.A., 357
- Shatskiy, N., 527
- Simões, P.J.A., 55
- Smith Castelli, A.V., 249, 257, 285, 301
- Solivella, G.R., 83
- Soto, M., 151
- Stevens, I.R., 165
- Suad, L.A., 183
- Supán, L., 203
- Tecce, T.E., 265, 349
- Tello Huanca, E., 407, 519
- Teppa Pannia, F.A., 475, 499
- Tissera, P.B., 233
- Torres, A., 95, 155
- Torres, J., 365
- Tosi, M., 31
- Tumlinson, J., 443
- Unda-Sanzana, E., 387
- Vásquez, A.M., 127
- Vázquez, R.A., 83, 513
- Valenzuela, O., 293
- Vallverdú, R., 159
- Valotto, C., 59
- Vasquez, C.E., 207
- Vasquez, J., 175
- Vazzano, M.M., 207
- Vega Neme, L., 317, 361, 369
- Venero, R.O.J., 95
- Vila, G.S., 539
- Von Essen, C., 411

Vucetich, H., 549

Weidmann, W., 59, 191

Whitney, B., 87, 91

Wolpert, R.L., 443

Yaryura, C.Y., 373

Zanardi, M., 415, 519

Zanfrini, T., 203

Zhang, Q., 199

Zibecchi, L., 377, 483

Zorzi, A.F., 383