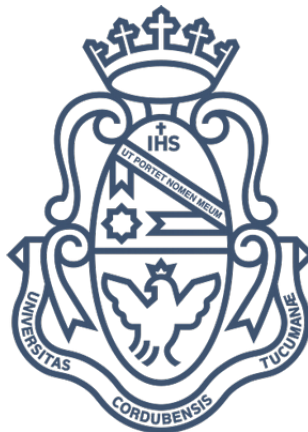


OBSERVACIÓN Y ANÁLISIS DE SISTEMAS ASTROFÍSICOS USANDO FENÓMENOS DE LENTES GRAVITACIONALES

ELIZABETH JOHANA GONZALEZ

Presentado ante la Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación como parte de los requerimientos para la obtención del grado de Doctor en Astronomía de la
UNIVERSIDAD NACIONAL DE CÓRDOBA



Marzo, 2017

Director: Dr. Mariano Javier de León Dominguez Romero
Co-Director: Dr. Osvaldo Moreschi



Este trabajo está bajo una [Licencia Creative Commons AtribuciónNoComercialSin-Derivadas 2.5 Argentina](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/2.5/arg/).

Elizabeth Johana Gonzalez: *Observación y análisis de sistemas astrofísicos usando fenómenos de lentes gravitacionales*, FaMAF - UNC 2017

Pero la humanidad también necesita soñadores,
para quienes el desarrollo desinteresado de una pasión
sea tan cautivante que les resulte imposible
dedicar su atención a su propio beneficio material.
Sin duda, estos soñadores no merecen la riqueza,
porque no lo desean. Aun así, una sociedad bien organizada
debe garantizar a tales trabajadores
los medios para llevar a cabo su labor con eficacia,
en una vida libre de cuidados materiales
y libremente consagrada a la investigación.

— Maria Salomea Sklodowska-Curie – Científica polaca (1867-1934).

*Dedicado a Fabricio
seguís siendo mi cable a tierra.*

RESUMEN

En este trabajo presentamos el análisis de grupos y cúmulos de galaxias a partir del fenómeno de lentes gravitacionales débiles. El análisis incluye la determinación de las masas totales de estos sistemas y el estudio de la distribución de masa proyectada. En la primer parte se detallarán la importancia de la implementación de este tipo de análisis y su contribución al entendimiento del Universo (Parte i).

En la segunda parte del trabajo se realiza una caracterización general sobre los sistemas de galaxias y se introducen los conceptos fundamentales sobre las lentes gravitacionales. En el Capítulo 1 (*Sistemas de Galaxias*) se detallan los parámetros que describen el modelo cosmológico estándar, la formación y evolución de los cúmulos y grupos de galaxias en este modelo y la determinación de las masas de estos sistemas. Luego, en el Capítulo 2 (*Lentes Gravitacionales*), se describe el fenómeno de lentes gravitacionales, los distintos regímenes y su aplicación para el estudio de objetos astronómicos.

En la tercer parte describimos la metodología empleada para el análisis de lente débil y la aplicación de estas técnicas a sistemas de galaxias en un amplio rango de masas. En el Capítulo 3 (*Lentes débiles en sistemas de galaxias*) se dan los detalles sobre el desarrollo de un código para llevar a cabo los estudios de lentes gravitacionales en forma automatizada y se muestran los resultados de su aplicación a datos simulados. Además se desarrolla el formalismo de técnicas de apilamiento, utilizadas para el análisis de grupos de baja masa o de estudios a partir de imágenes de baja profundidad fotométrica. Luego, se desarrollan los estudios realizados mediante la aplicación de la metodología descripta.

En el Capítulo 4 (*Análisis de cúmulos de galaxias de baja luminosidad en rayos-X*) describimos el análisis de una muestra de cúmulos de baja luminosidad en rayos-X, a partir de observaciones obtenidas con los telescopios GEMINI-NORTE y GEMINI-SUR. Presentamos las masas totales de estos sistemas, las cuales fueron comparados con sus respectivas luminosidades en rayos-X y con la relación Masa-Luminosidad derivada por otros autores. A su vez, estimamos la distribución de masa de aquellos sistemas con mayor relación señal-ruido, lo que permitió detectar a un candidato a cúmulo en proceso de fusión. Parte de los resultados mostrados en este capítulo se encuentran desarrollados en Gonzalez y col. (2015, ver Material complementario, Publicaciones vi)

Por otro lado, en el Capítulo 5 (*Distribución de ocupación de halos y relación masa-riqueza*) analizamos una extensa muestra de grupos y cúmulos de galaxias utilizando técnicas de apilamiento, a partir de datos del relevamiento *Sloan Digital Sky Survey*. Los resultados obtenidos fueron relacionados con la riqueza de los sistemas. A su vez, la relación derivada fue comparada con la distribución de ocupación de halos, obteniéndose un buen acuerdo entre ambas distribuciones. El análisis descripto en este Capítulo fue presentado por Gonzalez y col. (2017, ver Material complementario, Publicaciones vi)

Además, en el Capítulo 6 (*Análisis de cúmulos en interacción*) presentamos resultados preliminares sobre el análisis de un cúmulo de galaxias clasificado como un

sistema en interacción. Utilizando imágenes de SUBARU Suprime-Cam, se obtuvieron las masas individuales de las dos componentes del sistema.

Por último, en la cuarta parte de este trabajo (Parte [iv](#)), repasamos y discutimos los resultados destacados obtenidos, enunciamos las conclusiones de cada uno de los análisis independientes realizados y comentamos los futuros trabajos que se llevarán a cabo, de acuerdo con las líneas de investigación desarrolladas.

Palabras claves: Sistemas de galaxias. Lentes gravitacionales. Materia Oscura. Determinación de masas. Observaciones.

Clasificaciones:

95.35.+d Dark matter (stellar, interstellar, galactic, and cosmological)

95.75.De Photography and photometry

95.75.Mn Image processing

98.62.Sb Gravitational lenses and luminous arcs

98.65.Bv Small and compact galaxy groups

98.65.Cw Galaxy clusters

*Los científicos dicen que
estamos hechos de átomos pero
a mí un pajarito me contó que
estamos hechos de historias.*

— Eduardo Galeano – Periodista y escritor uruguayo (1940-2015).

AGRADECIMIENTOS

Este trabajo no podría haber sido concretado sin la ayuda de muchos. Estas líneas están dedicadas a todos ellos que colaboraron en diferentes formas y a quienes les brindo mis más sinceros agradecimientos.

En primer lugar quisiera agradecer a toda mi comisión asesora, que incluye a mi director y co-director, Mariano, Osvaldo y Diego. Gracias por haberme introducido en el mundo de las lentes gravitacionales y por fomentar mi aprendizaje en este área. Además quiero brindarle un agradecimiento particular a Diego, quien no solo me convenció para desarrollar mi doctorado en Córdoba, sino que además me ayudó en el proceso de adaptación con el préstamo de utilería para el hogar y estuvo presente en más de un momento de crisis!

Luego quiero agradecer a todas las personas que colaboraron activamente en el desarrollo de esta tesis, además de mi comisión. Principalmente quiero brindarle un fuerte agradecimiento a Gael, quien me enseñó las técnicas necesarias para llevar a cabo los análisis presentados en la tesis. Quiero agradecerle su predisposición para desarrollar trabajos a distancia y por sus dos visitas que resultaron ser altamente beneficiosas para el desarrollo de este trabajo. Quiero agradecer a Facu por su apoyo, por el exitoso trabajo en conjunto y que esperemos que siga creciendo. Un agradecimiento muy especial a Martín (alias Tincho/Trinchi) quien en los últimos años colaboró activamente en el desarrollo y la mejora de los códigos aplicados en esta tesis. Finalmente no quiero dejar de mencionar la colaboración de Gabriel, Nilo y Manuel, a todos los estudiantes de doctorado de IATE y a Darío por brindarme ayuda en la ejecución de los programas empleados.

Agradezco fuertemente a la comisión evaluadora de mi tesis, cuyos comentarios ayudaron a mejorar tanto la redacción, como profundizar algunos temas importantes para la comprensión de este trabajo. Además, quiero agradecerles sus palabras finales las cuales renovaron fuertemente mi motivación para seguir investigando, desarrollando las técnicas que acá se presentan y seguir intentando entender un poco más el Universo.

Quiero agradecer a mis amigos y compañeros de San Juan/Mendoza, quienes me ayudaron y motivaron a la distancia. A mis amigos de San Juan que decidieron emprender el mismo viaje que yo y que se transformaron en mi familia en Córdoba y a los nuevos amigos que hice en este tiempo.

Quiero brindar un fuerte agradecimiento a mi familia, a mis padres y a mis hermanas, por mantenerse al tanto y por apoyarme en mis decisiones. Y a las cosas más bellas que son mis sobrinos, que me hacen ser niña y heroína al mismo tiempo.

Finalmente, a mi compañero incondicional de viaje, Fabricio, él estuvo y está siempre para recordarme lo importante y para hacerme sonreír cuando puede y abrazarme cuando no hay caso, jeje.

No quiero terminar estos agradecimientos sin reconocer que este trabajo fue realizado en el marco de una beca doctoral brindada por el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET), sin la cual no podría haber sido concretado. Los trabajos de investigación fueron llevados a cabo con recursos del Instituto de Astronomía Teórica y Experimental (CCT Córdoba, CONICET, UNC) y del Observatorio Astronómico de Córdoba (UNC).

ÍNDICE GENERAL

I	INTRODUCCIÓN	1
II	MARCO TEÓRICO	5
1	SISTEMAS DE GALAXIAS	6
1.1	Conceptos fundamentales	6
1.1.1	Modelo cosmológico estándar	6
1.2	Formación de estructuras	12
1.2.1	Distribución de ocupación de halos	12
1.3	Propiedades generales de sistemas de galaxias	16
1.3.1	Cúmulos de galaxias	17
1.3.2	Grupos de galaxias	19
1.4	Determinación de masas	20
1.4.1	Determinación dinámica de masas.	21
1.4.2	Determinación de masas a partir del gas intracúmulo.	22
1.4.3	Lentes gravitacionales débiles y fuertes.	23
2	LENTE GRAVITACIONALES	25
2.1	Historia de las lentes gravitacionales	25
2.2	Teoría de lentes	27
2.2.1	El ángulo de deflexión	27
2.2.2	La ecuación de la lente	30
2.2.3	El potencial de la lente y el tiempo de retraso	31
2.2.4	Magnificación y distorsión	32
2.2.5	Curvas Críticas y Caústicas	34
2.2.6	Tipos y número de imágenes	36
2.2.7	Degeneración de hoja de masa	37
2.2.8	Modelos de masa simples	38
2.3	Clasificación y aplicaciones	43
2.3.1	Microlentes	43
2.3.2	Lentes gravitacionales fuertes	48
2.3.3	Lentes gravitacionales débiles	53
III	ANÁLISIS DE SISTEMAS DE GALAXIAS A PARTIR DEL FENÓMENO DE LENTES	59
3	LENTE DÉBILES EN SISTEMAS DE GALAXIAS	60
3.1	Consideraciones generales.	60
3.2	Desarrollo del código	62
3.2.1	Detección y fotometría de las fuentes	63
3.2.2	Clasificación de los objetos	64
3.2.3	Galaxias fuente	65
3.2.4	Determinación de los parámetros de forma	67
3.3	Estimación de masas de los sistemas	68
3.3.1	Elaboración y ajuste del perfil de <i>shear</i>	69

3.3.2	Estudio de la distribución de masa proyectada de los sistemas lente	70
3.4	Testeo del código con imágenes simuladas	71
3.5	Análisis a partir de técnicas de apilamiento	72
4	ANÁLISIS DE CÚMULOS DE BAJA LUMINOSIDAD EN RAYOS X	77
4.1	Introducción	77
4.2	Cúmulos de galaxias, observaciones y reducción de los datos	78
4.2.1	Descripción de la muestra	78
4.2.2	Observaciones	79
4.3	Análisis de lente débil	81
4.4	Resultados	82
4.4.1	Propiedades de los cúmulos individuales	87
4.4.2	Relación $M - L_X$	95
4.5	Resumen y Conclusiones	95
5	DISTRIBUCIÓN DE OCUPACIÓN DE HALOS Y RELACIÓN MASA-RIQUEZA	98
5.1	Introducción	98
5.1.1	El modelo de halos y la distribución de galaxias	98
5.1.2	Relación masa-riqueza y HOD	99
5.2	Muestras y adquisición de datos	100
5.2.1	Adquisición de datos	100
5.2.2	Catálogo maxBCG	101
5.2.3	Muestra de grupos de Yang	102
5.3	Determinación de la $P(M_h N)$	102
5.4	Análisis de lente débil	104
5.4.1	Ejecución del código	104
5.4.2	Ajuste del perfil de masa	105
5.4.3	Errores sistemáticos en las determinaciones de masa	105
5.5	Determinación de masa de lentes	107
5.5.1	Resultados maxBCG	107
5.5.2	Resultados de la muestra de grupos de Yang	111
5.6	Discusión y conclusiones	114
6	ANÁLISIS DE CÚMULOS EN INTERACCIÓN	115
6.1	Introducción	115
6.1.1	Cúmulos en interacción	115
6.1.2	Descripción del trabajo	117
6.2	Adquisición de datos y análisis del sistema	118
6.2.1	Observaciones	118
6.2.2	Análisis de lente débil	118
6.3	Resultados y discusión	119
IV	CONCLUSIONES	123
V	APÉNDICES	127
A	SEXTRACTOR	128
A.1	Descripción del programa	128
A.2	Parámetros de interés	129
A.2.1	Parámetros de entrada	129
A.2.2	Parámetros de salida	131

B	IM2SHAPE	133
B.1	Descripción del programa	133
B.1.1	Parametrización de las galaxias	133
B.1.2	Determinación de los parámetros	134
B.2	Implementación	135
B.3	Datos de entrada y de salida del programa	135
B.4	Parámetros seleccionados. Parametrización de la PSF	135
VI	MATERIAL COMPLEMENTARIO	137
	Índice de figuras y tablas	139
	Publicaciones	147
	BIBLIOGRAFÍA	149

Parte I

INTRODUCCIÓN

INTRODUCCIÓN

*El verdadero conocimiento
es conocer la extensión
de la propia ignorancia.*

— Confucio – Pensador chino (559-479 a.c.).

Para poder comprender el Universo y realizar predicciones que puedan ser contrastadas observacionalmente, es necesario adoptar un modelo simplificado que describa las propiedades observadas. Actualmente el modelo que mejor describe el Universo indica que este se encontraría en expansión y estaría principalmente dominado por energía oscura ($\sim 70\%$) y en menor medida por materia ($\sim 30\%$), de la cual aproximadamente un 80% es definida como materia oscura. El término oscuro hace referencia a nuestra falta de entendimiento sobre este tipo de energía y materia. A pesar de la gran cantidad de datos con los cuales se cuenta actualmente (observaciones en un amplio rango del espectro electromagnético), no podemos caracterizar el 95% de la composición del Universo. Sin embargo, poder determinar nuestro grado de ignorancia es el primer paso en el conocimiento, por lo que el panorama no sería del todo desalentador. Caso contrario, debe motivarnos a mejorar nuestras herramientas para llevar a cabo el análisis y la interpretación de los datos observacionales.

La estructura en gran escala del Universo derivada a partir de la distribución de las galaxias y adecuadamente descrita por el modelo cosmológico estándar, no es aleatoria. Por el contrario, de acuerdo con las observaciones, la distribución de las galaxias estaría correlacionada, dando lugar a agrupaciones de galaxias ligadas gravitacionalmente, desde pares y grupos de galaxias, hasta cúmulos con cientos de galaxias brillantes. A su vez, estos sistemas de galaxias se encuentran correlacionados dando lugar a filamentos y supercúmulos, los cuales están separados por inmensas regiones de baja densidad de materia, denominados vacíos. Por lo tanto, la estructura observada constituye una red de filamentos en cuyos nodos se alojan los sistemas de galaxias masivos y entre estos se encuentran los vacíos que poseen una morfología aproximadamente esférica.

En este escenario los cúmulos de galaxias, en los cuales se concentraría la mayor cantidad de materia del Universo, se formarían a partir de la fusión de sistemas menores. Por lo tanto, el análisis de los sistemas de galaxias de diferentes masas nos permite obtener información acerca de la evolución de estos objetos y, por lo tanto, de la estructura en gran escala. Además, estos sistemas nos proveen un excelente laboratorio para llevar a cabo el estudio de los constituyentes de materia, dado que permiten analizar la física de las componentes visible y oscura en objetos ligados gravitacionalmente. Observaciones en distintos rangos del espectro, nos brindan información acerca de las distintas componentes: el gas, las estrellas y la materia oscura. En particular, la presencia de materia oscura solo puede ser inferida a partir de las observaciones del material visible.

El fenómeno de lentes gravitacionales es descrito como la perturbación en la trayectoria de la luz debido a la presencia de un potencial gravitatorio. De esta

forma el campo gravitatorio generado, por ejemplo, por un sistema de galaxias, distorsionaría la forma de las galaxias distantes que se encuentran por detrás del sistema. La determinación de la deformación introducida por el sistema que actúa como lente, nos brinda información acerca de la distribución y la masa del material constituyente. Por ello, el fenómeno de lentes constituye una valiosa herramienta para la detección de materia, tanto visible como oscura. La aplicación de este fenómeno en el análisis de sistemas de galaxias nos permite obtener información sobre la componente no visible de estos sistemas, de forma tal de incrementar nuestro entendimiento sobre este tipo de materia y su relación con la materia observable.

En este trabajo presentamos el análisis de sistemas de galaxias utilizando el fenómeno de lentes gravitacionales débiles. Este análisis nos permite obtener información acerca de las masas totales y de la distribución de materia de los sistemas. La determinación de masas en astronomía constituye un gran desafío dado que debe ser inferida a partir del movimiento de las componentes del sistema o de su luminosidad. Con el objetivo de testear relaciones que permitan estimar masas en forma directa, llevamos a cabo la determinación de masas de sistemas de galaxias aplicando el fenómeno de lentes y comparamos los resultados con observables directos como la riqueza y la luminosidad en rayos-X. Esto, a su vez, permite testear los modelos de formación y evolución de sistemas de galaxias. Además, presentamos resultados preliminares acerca del análisis de un cúmulo en proceso de fusión. El estudio de este tipo de sistemas es de gran importancia dado que permite obtener información acerca de las componentes de materia en forma separada.

Parte II

MARCO TEÓRICO

1

SISTEMAS DE GALAXIAS

*Because there is a law such as gravity,
the Universe can and will create itself from nothing.*

*Debido a la existencia de una ley como la de la gravedad,
el Universo puede y se creará a sí mismo de la nada.*

— *Stephen Hawking – físico británico (1942-presente).*

1.1 CONCEPTOS FUNDAMENTALES

1.1.1 *Modelo cosmológico estándar*

La cosmología nos permite entender los orígenes del Universo, explicar lo que observamos y hacer predicciones sobre la evolución y el destino de las estructuras. Para ello se basa en la Teoría de Relatividad General.

Es necesario realizar ciertas consideraciones para simplificar la descripción del problema, de forma tal de reducir los grados de libertad a considerar. En general, los modelos cosmológicos se basan en el *Principio Cosmológico* el cual asume que, en escalas lo suficientemente grandes, el Universo es isótropo y homogéneo. La homogeneidad expresa la propiedad de que es idénticamente igual en cualquier lugar del espacio, mientras que la isotropía sugiere que no existe una dirección preferencial.

Si bien sabemos que el Universo no es homogéneo en pequeñas escalas debido a la presencia de estructuras, en escalas mayores la distribución promedio de las galaxias es cercana a uniforme por lo que puede considerarse como un espacio homogéneo. El principio cosmológico se basa además en las observaciones de la radiación de fondo de microondas (CMB, por sus siglas en inglés *Cosmic Microwave Radiation*). Esta radiación provee información acerca de las etapas tempranas del Universo, la época de recombinación, en la cual electrones y protones se unieron para formar los primeros átomos de hidrógeno. Las primeras observaciones del CMB mostraron que el Universo es isótropo y homogéneo. Observaciones de mayor precisión descubrieron pequeñas perturbaciones en el plasma cósmico, indicando que el Universo no es enteramente homogéneo, consistente con las estructuras observadas en el presente.

A partir del principio cosmológico se construyen modelos los cuales dependen de ciertos parámetros como la curvatura y las proporciones de las componentes bariónicas y no bariónicas. Una vez fijados estos parámetros se puede realizar una descripción general del Universo, lo que permite hacer predicciones.

1.1.1.1 *Métrica y materia*

La teoría de la Relatividad General es principalmente una teoría geométrica, por lo cual para poder describir el Universo una vez fijado el Principio Cosmológi-

co, debemos investigar las propiedades de los espacios isótropos y homogéneos. Supongamos que podemos describir el Universo como un fluido continuo en una variedad, donde a cada elemento del mismo le asignamos tres coordenadas espaciales, x^α ($\alpha = 1, 2, 3$). Por lo tanto, cualquier punto en el espacio tiempo puede localizarse a partir de las coordenadas x^α , denominadas *coordenadas comóviles*, y un parámetro temporal, medido por un relojes sincronizados localizados en cada punto y que se mueven con estos, al cual llamaremos tiempo propio τ . Las propiedades geométricas del espacio-tiempo estarán descritas por la métrica de la variedad. Se puede mostrar que la métrica más general que describe una variedad isótropa y homogénea, es la métrica de *Friedman-Robertson-Walker*:

$$ds^2 = (cd\tau)^2 - a(\tau)^2 \left[\frac{dr^2}{1 - Kr^2} + r^2(d\theta^2 + \text{sen}^2\theta d\phi^2) \right] \quad (1)$$

donde hemos utilizado coordenadas esféricas, r , θ y ϕ que son las coordenadas comóviles; τ es el tiempo propio; c es la velocidad de la luz; $a(\tau)$ es el *factor de escala cósmico* o el *parámetro de expansión* y K es el *parámetro de curvatura* que puede ser escalado de forma tal que tome valores 1 , 0 y -1 , indicando un Universo cerrado, plano o abierto, respectivamente.

Insertando la métrica 1 en las ecuaciones de campo derivadas de la Relatividad General, pueden obtenerse las expresiones para $a(t)$ y K . Para poder resolverlas es necesario introducir el tensor energía-momento, el cual se asume es el que describe un fluido perfecto, a fin de que sea compatible con la hipótesis de homogeneidad e isotropía. De esta manera las ecuaciones de campo se reducen a dos ecuaciones independientes conocidas como ecuaciones cosmológicas de Friedmann (Friedman, 1922):

$$\left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho - \frac{Kc^2}{a^2} + \frac{\Lambda}{3} \quad (2)$$

y la siguiente ecuación:

$$\left(\frac{\ddot{a}}{a} \right) = -\frac{4}{3}\pi G \left(\rho + \frac{3p}{c^2} \right) + \frac{\Lambda}{3} \quad (3)$$

Donde G es la constante de Gravitación. Estas ecuaciones expresan que la materia puede representarse por un fluido perfecto homogéneo con una densidad $\rho(\tau)$ y una presión $p(\tau)$. Λ es la denominada *constante cosmológica*. Esta constante fue introducida por Einstein en sus ecuaciones de campo en 1916 debido a que sin ella no era posible como solución un modelo de Universo estático. Observaciones a finales de la década de 1990 indicaron que la expansión del Universo es acelerada resultando en $\Lambda > 0$, dándole una nueva interpretación a esta constante (Peebles y Ratra, 2003).

Las dos últimas ecuaciones pueden combinarse para obtener la denominada *ecuación adiabática*:

$$\frac{d}{dt} [a^3(\tau)\rho(\tau)c^2] + p(t) \frac{da^3(\tau)}{d\tau} = 0 \quad (4)$$

la cual expresa que el cambio en la energía interna equivale a la presión por el cambio en el volumen propio. La ecuación de estado del fluido que describe el Universo se puede expresar como:

$$p = w\rho c^2 \quad (5)$$

Esta ecuación relaciona la presión y la densidad de energía de cada uno de los componentes de materia, donde w es el parámetro de la ecuación de estado y se asume que es constante. El total de masa-energía del Universo está compuesta por varios constituyentes: materia (bariónica y oscura), radiación y energía oscura. Cada uno de estos constituyentes puede ser caracterizado por su densidad de energía y presión.

Si consideramos a las partículas constituyentes de la materia con velocidades aleatorias cercanas o equivalentes a c , $w = 1/3$ y a partir de la ecuación 4 obtenemos:

$$\rho_r \propto a^{-4} \quad (6)$$

A este tipo de materia se le denomina *radiación* y está compuesta principalmente por *fotones* (partículas elementales sin masa con velocidades equivalentes a c portadoras de radiación electromagnética). La ecuación anterior expresa que si la densidad de partículas que constituyen la *radiación* decrece con a^{-3} , su energía individual decrece con a^{-1} . A esto se le atribuye el corrimiento al rojo observado en la radiación electromagnética, consistente con una disminución de la energía de los fotones. Otra componente de la radiación además de los fotones, son los neutrinos. Estas partículas elementales son considerablemente más difíciles de detectar debido a que interactúan muy débilmente con el resto de la materia. Sin embargo los argumentos teóricos sobre la contribución de los neutrinos a la radiación son fuertes.

Si las partículas que constituyen la materia poseen velocidades aleatorias (térmicas) mucho menores a la velocidad de la luz, es decir $w \sim 0$, $p \ll \rho c^2$ y por lo tanto el término de la presión en la *ecuación adiabática* 4 puede ser despreciado, obteniéndose:

$$\rho_m \propto a^{-3} \quad (7)$$

En este caso la materia es definida como *polvo* o simplemente *materia*. El resultado que arroja la última ecuación es bastante intuitivo dado que nos indica que si el número de partículas de materia en un volumen V se conserva, su densidad numérica y , por lo tanto, su densidad de masa deben decrecer con $\rho \propto V^{-1} \propto a^{-3}$.

La *materia bariónica* es toda forma de materia constituida por átomos ordinarios, es decir toda la materia que podemos ver y de la cual estamos constituidos. Se estima que el Universo está compuesto por $\sim 4\%$ de materia bariónica. La principal contribución a la masa total de este tipo de materia está dada, actualmente, por el gas presente en los sistemas de galaxias. La presencia de materia puede ser inferida a partir de su relación con la radiación. En principio, podríamos estimar la cantidad de masa a partir de la luminosidad de las estrellas o de la emisión del gas de los sistemas de galaxias, dado que conocemos qué cantidad de masa es necesaria para producir la radiación observada. Existen otros métodos para la estimación de masas que no consideran la relación entre la materia y la radiación, sino que se basan en las determinaciones del campo gravitatorio de un dado sistema. Las

observaciones indican que la razón entre las masas estimadas a partir de determinaciones del campo gravitatorio y la luminosidad de los sistemas considerados, es del orden de 100 para los cúmulos de galaxias. Esto ha llevado a postular la presencia de materia no bariónica que no emite ni interactúa (o interactúa débilmente) con la radiación electromagnética, denominada *materia oscura*. No se han llevado a cabo observaciones directas de este tipo de materia, sino que sus propiedades son inferidas a partir de la interacción gravitatoria con el resto de las componentes visibles.

En un comienzo el Universo estaba principalmente dominado por radiación. Eventualmente, dado que la energía de las partículas relativistas cae como $1/a$, la materia superó la densidad de energía. Actualmente, debido a que las observaciones indican una expansión acelerada del Universo, este parece estar dominado por la presencia de alguna forma de energía. Esta energía poseería una densidad que permanece aproximadamente constante en el tiempo, y a la cual denominamos *energía oscura*. Una vez más, el término *oscuro* hace referencia a que su interacción es débil o nula con la radiación electromagnética. Las propiedades de esta energía, inferidas a partir de las observaciones que indican una expansión acelerada del Universo, indican que es aproximadamente homogénea, de baja densidad y que interactuaría solo gravitatoriamente. Uno de los candidatos a energía oscura, es la presencia de la constante cosmológica, que sería interpretada como la energía del vacío. Considerando una densidad de energía constante, a partir de la *ecuación adiabática* obtenemos $p_V = -\rho_V c^2$, es decir $w = -1$.

1.1.1.2 Parámetros cosmológicos

La tasa de expansión del Universo está descrita por:

$$H(t) = \left(\frac{\dot{a}}{a} \right) \quad (8)$$

Para el tiempo presente ($t = 0$) la tasa H_0 se define como *constante de Hubble* y posee un valor de:

$$H_0 \approx 1,0 \times 10^{-10} h \text{ años}^{-1} \quad (9)$$

Donde h parametriza nuestra falta de conocimiento acerca del valor real de H_0 . $h \approx 0,7$ de acuerdo con las estimaciones a partir de la observación del CMB y la medición de oscilaciones bariónicas (Grieb, 2016; Planck Collaboration y col. 2016). Si suponemos un Universo sin curvatura ($K = 0$) y con constante cosmológica $\Lambda = 0$, podemos obtener su densidad a partir de la ecuación 2, a la cual se la denomina *densidad crítica*:

$$\rho_{cr} := \frac{3H_0^2}{8\pi G} \approx 1,9 \times 10^{-29} h^2 \text{ gcm}^{-3} \quad (10)$$

A partir de este parámetro se definen los parámetros de densidad:

$$\Omega_m := \frac{\rho_{m0}}{\rho_{cr}}; \quad \Omega_r := \frac{\rho_{r0}}{\rho_{cr}}; \quad \Omega_\Lambda := \frac{\rho_V}{\rho_{cr}} = \frac{\Lambda}{3H_0^2} \quad (11)$$

Donde los subíndices '0' indican que estos son los valores de densidad para el tiempo presente. Para esta época, se puede despreciar la influencia de la radiación en

la tasa de expansión ($\Omega_r \ll \Omega_m$). Introduciendo estas definiciones en la ecuación 2 obtenemos una expresión para la tasa de expansión:

$$H^2 = H_0^2 \left[\frac{\Omega_m}{a^3} - \frac{Kc^2}{a^2 H_0^2} + \Omega_\Lambda \right] \quad (12)$$

Donde elegimos para la época actual $a(0) = 1$ se puede obtener, $K = (\Omega_m + \Omega_\Lambda - 1)H_0^2/c^2$. Podemos definir el parámetro de curvatura Ω_K , el cual mide la curvatura del espacio, a partir de la relación:

$$\Omega_m + \Omega_\Lambda + \Omega_K = 1 \quad (13)$$

Una vez definida la métrica, es decir una vez especificada la geometría del problema y los parámetros cosmológicos dados en la ecuación 11, queda completa la elección del modelo cosmológico y por lo tanto la descripción del Universo.

Actualmente el modelo más aceptado es el Λ CDM, el cual describe un Universo plano ($K = 0$), compuesto por materia bariónica y materia oscura fría (CDM, del inglés *Cold Dark Matter*) y en expansión, es decir, con constante cosmológica o una forma de energía oscura con ecuación de estado $w = -1$. Este modelo es el más aceptado en la actualidad por ser el modelo de mayor simplicidad en concordancia con las observaciones, dado que es capaz de explicar adecuadamente las observaciones del CMB así como de la estructura en gran escala. Algunos de los parámetros que definen este modelo obtenidos de acuerdo con mediciones del CMB son (Planck Collaboration y col. 2016): $\Omega_m = 0,3089 \pm 0,0062$, $\Omega_\Lambda = 0,6911 \pm 0,0062$, $K = 0$, $H_0 = 67,74 \pm 0,46 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. Existe discrepancia entre estos parámetros y los obtenidos a partir de las determinaciones de distancias utilizando patrones luminosos (en inglés *standard candles*), como supernovas tipo Ia (SN Ia) y estrellas variables Ceféidas. En particular $H_0 = 73,03 \pm 1,79 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ es el valor obtenido mediante SN Ia. Las diferencias entre las determinaciones de estos parámetros pueden deberse a la presencia de errores sistemáticos en los datos astrofísicos. Una de las posibles explicaciones son determinaciones sistemáticamente erróneas de los *redshifts* de las supernovas causados por la densidad del ambiente local, siendo esta la prueba de la existencia de inhomogeneidades (Calcino y Davis, 2016). Otro posible motivo para estas discrepancias puede ser debido al modelo cosmológico adoptado. Posibles explicaciones incluyen que el Universo no es plano ($\Omega_K \neq 0$), que la ecuación de estado no es constante ($w \neq -1$), que la suma de las masas de los neutrinos es mayor que la predicha por el escenario jerárquico y/o que el número efectivo de los neutrinos relativistas difiere del valor asumido en el modelo estándar (Bonvin y col., 2016).

1.1.1.3 Distancias

El corrimiento al rojo (ó *redshift*, del inglés) de un objeto es la fracción del corrimiento la radiación electromagnética ocasionada por el movimiento radial del mismo. El *redshift* que se observará de un objeto, z_{obs} , estará compuesto por el *redshift cosmológico*, z_{cos} , es decir ocasionado por el movimiento debido a la expansión del Universo o *flujo de Hubble*, y el *redshift* relacionado al movimiento del objeto a través del espacio (*velocidad peculiar*). Para definir las distancias consideraremos

la parte cosmológica y denotaremos $z = z_{\text{cos}}$. En términos cosmográficos, z está directamente relacionado con el factor de escala $a(\tau)$:

$$1 + z = \frac{a(\tau_0)}{a(\tau_e)} \quad (14)$$

En donde τ_0 y τ_e son los tiempos para los cuales la luz del objeto es observada y emitida, respectivamente.

A continuación veremos diferentes formas de definir la distancia entre dos objetos. La *distancia comóvil* es aquella que permanece constante si el movimiento de los objetos es únicamente debido al flujo de Hubble. La distancia total comóvil a lo largo de la línea de la visión se obtiene como:

$$D_C = D_H \int_0^z \frac{z'}{E(z')} \quad (15)$$

Donde $D_H \equiv \frac{c}{H_0}$ (*distancia de Hubble*) y $E(z)$ se define como:

$$E(z) \equiv \sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_k(1+z) + \Omega_\Lambda} \quad (16)$$

Esta es una distancia fundamental medida en cosmografía, dado que todas las demás definiciones de distancias son derivadas respecto de esta. La distancia comóvil es utilizada para medir aspectos de la estructura en gran escala plasmados en el flujo de Hubble.

La distancia comóvil entre dos eventos al mismo *redshift* cosmológico pero separados en el cielo por un ángulo $\delta\theta$ será La *distancia comóvil transversal*, D_M , estará relacionada con la distancia comóvil a lo largo de la línea de la visual, D_C , mediante la siguiente ecuación:

$$D_M = \begin{cases} D_H \frac{1}{\sqrt{\Omega_k}} \sinh[\sqrt{\Omega_k} D_C / D_H] & \text{para } \Omega_k > 0 \\ D_C & \text{para } \Omega_k = 0 \\ D_H \frac{1}{\sqrt{|\Omega_k|}} \sin[\sqrt{|\Omega_k|} D_C / D_H] & \text{para } \Omega_k < 0 \end{cases} \quad (17)$$

El factor que contiene las funciones trigonométricas tiene en cuenta la curvatura del espacio.

Ahora definiremos una distancia que nos será útil para introducir las ecuaciones de lentes gravitacionales en el siguiente capítulo. Esta es la *distancia diametral angular* D_A , la cual se define como la razón entre el tamaño transversal físico de un objeto y su tamaño angular en radianes. La distancia diametral angular está relacionada con la distancia comóvil transversal como (Peebles, 1993; Weedman, 1986; Weinberg, 1972):

$$D_A = \frac{D_M}{1+z} \quad (18)$$

La distancia diametral angular entre dos objetos a *redshifts* z_1 y z_2 , respectivamente puede obtenerse a partir de:

$$D_{A12} = \frac{1}{1+z_2} \left[D_{M2} \sqrt{1 + \Omega_k \frac{D_{M1}^2}{D_H^2}} - D_{M1} \sqrt{1 + \Omega_k \frac{D_{M2}^2}{D_H^2}} \right] \quad (19)$$

Es importante tener en cuenta que no se calcula restando las distancias diametrales individuales ($D_{A12} \neq D_{A1} - D_{A2}$) sino que se obtiene a partir de la siguiente ecuación:

1.2 FORMACIÓN DE ESTRUCTURAS

Si bien puede utilizarse la aproximación de homogeneidad del Universo a grandes escalas, este presenta grandes inhomogeneidades en pequeñas escalas. Más aún, la distribución de galaxias brillantes en el cielo es altamente anisótropa y tiende a estar correlacionada, dado que suelen formar parte de grupos y cúmulos de galaxias. Las inhomogeneidades observadas en el fondo cósmico de microondas generado en la etapa de recombinación, son mucho más pequeñas que las observadas en el entorno actual. Un cúmulo de galaxias, es una perturbación masiva con una densidad de masa de cientos de veces la densidad media del Universo. Por ello se cree que las inhomogeneidades evolucionaron desde pequeñas fluctuaciones debido a la inestabilidad gravitatoria. Una región levemente sobredensa poseerá una tasa de expansión menor que la del Universo como un todo debido al campo gravitatorio que genera. Si el contraste de densidad inicial es suficientemente grande, esta inestabilidad puede frenar la expansión localmente y la región puede colapsar bajo su propia gravedad para formar galaxias y cúmulos.

Dado que la componente principal de masa del Universo es la materia oscura, la cual por definición solo interactúa gravitatoriamente, el proceso dominante en la formación y evolución de las estructuras es la gravedad. Esto puede estudiarse a través de simulaciones de N-cuerpos, en las cuales puede conocerse la historia de acreción y fusión que intervienen en la formación de las agrupaciones de materia oscura, definidos como *halos*. El resultado de las simulaciones sugiere que el Universo está compuesto principalmente por vacíos, cuya densidad puede llegar a ser menor al 10% de la densidad media del Universo, mientras que la materia principalmente se encuentra en filamentos y halos, los cuales poseen una intrincada estructura (ver Figura 1). Estos forman grupos de galaxias, cúmulos de galaxias y supercúmulos.

Las simulaciones de N-cuerpos revelaron el escenario de formación de las estructuras, a partir de la formación de los halos de materia oscura. De acuerdo con este modelo, las estructuras crecerán jerárquicamente debido a la inestabilidad gravitatoria; halos de menor masa colapsarán y se fusionarán para formar halos más grandes, los cuales a su vez, se fusionarán (ver revisión por, Kravtsov y Borgani, 2012). En este escenario de formación jerárquico los halos son aproximadamente esféricos, virializados y encierran una densidad de masa de ~ 200 veces la densidad de media del Universo. Para analizar el proceso de formación de los halos se utilizan los denominados *árboles de fusión* (Lacey y Cole, 1993), los cuales listan los progenitores de un determinado halo en una serie de *redshifts* y describen la secuencia en la cual ellos se fusionan (Figura 2).

1.2.1 Distribución de ocupación de halos

La distribución de los halos de materia oscura no es directamente observable, solo es posible observar la distribución de las galaxias la cual no necesariamente se

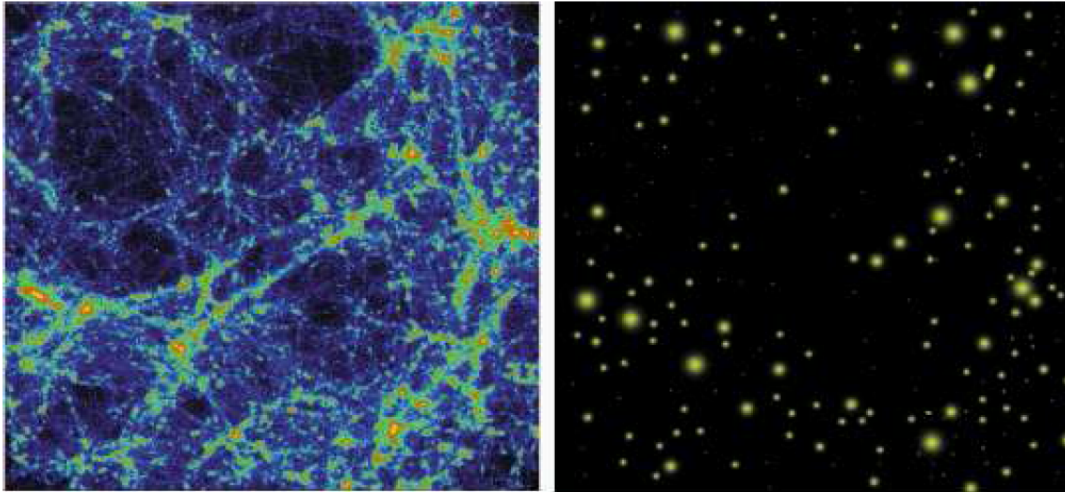


Figura 1.: La compleja distribución de la materia oscura (*izquierda*) obtenida de acuerdo con simulaciones puede ser reemplazada con una distribución de halos (*derecha*) con la función de masa de acuerdo con la que se encuentra en las simulaciones y con un perfil para la distribución de materia oscura dentro de los halos - Extraído de Cooray y Sheth (2002)

corresponde con la materia subyacente. Si se analiza la distribución de la materia en simulaciones a partir del espectro de potencias y se la compara con la distribución observada de las galaxias, se observan discrepancias entre estas (Cooray y Sheth, 2002). Estas discrepancias no son lineales y dependen de la escala.

Las diferencias entre estas distribuciones podría explicarse si se considera que la componente bariónica gaseosa puede enfriarse y formar estrellas solo si se encuentra en pozos de potencial de materia oscura, es decir, en halos. El contenido luminoso de las galaxias resultaría del enfriamiento y la fragmentación del gas residual dentro de los pozos de potencial de los halos. Por lo tanto, se espera que todas las galaxias estén embebidas en un halo, donde los más masivos pueden contener varias galaxias, mientras que algunos halos de baja masa podrían no contener galaxias. Cada galaxia se forma entonces como un núcleo luminoso concentrado embebido en un halo extendido de materia oscura (White y Rees, 1978). Si bien algunos halos, típicamente de bajas masas, podrían no contener galaxias, no habrían galaxias sin halos de materia oscura. Aunque no es claro el escenario de fusión de los halos respecto a lo que sucedería con las galaxias, se cree que cuando los halos de las primeras galaxias de baja masa fueron perturbados para formar un halo mayor, el gas residual nuevamente puede enfriarse y colapsar para formar una galaxia central masiva. De esta forma es posible relacionar a las galaxias inmersas en halos masivos con subhalos.

Dentro de este contexto, las propiedades físicas de las galaxias estarían determinadas por la tasa de formación estelar y la evolución estelar en el gas frío, de acuerdo con la masa y el momento angular del halo que las contiene, entre otras cosas. El modelado de estos efectos determina cuántas galaxias se forman dentro de un halo y cómo éstas se distribuyen en torno al centro. Esto provee un marco para pensar la ocupación de los halos y modelar el agrupamiento de galaxias y su diferencia con la materia oscura. La relación entre la materia oscura y las galaxias puede estudiarse a partir de la distribución $P(N|M)$, que expresa la probabilidad que un halo de una determinada masa M contenga N galaxias y a la cual deno-

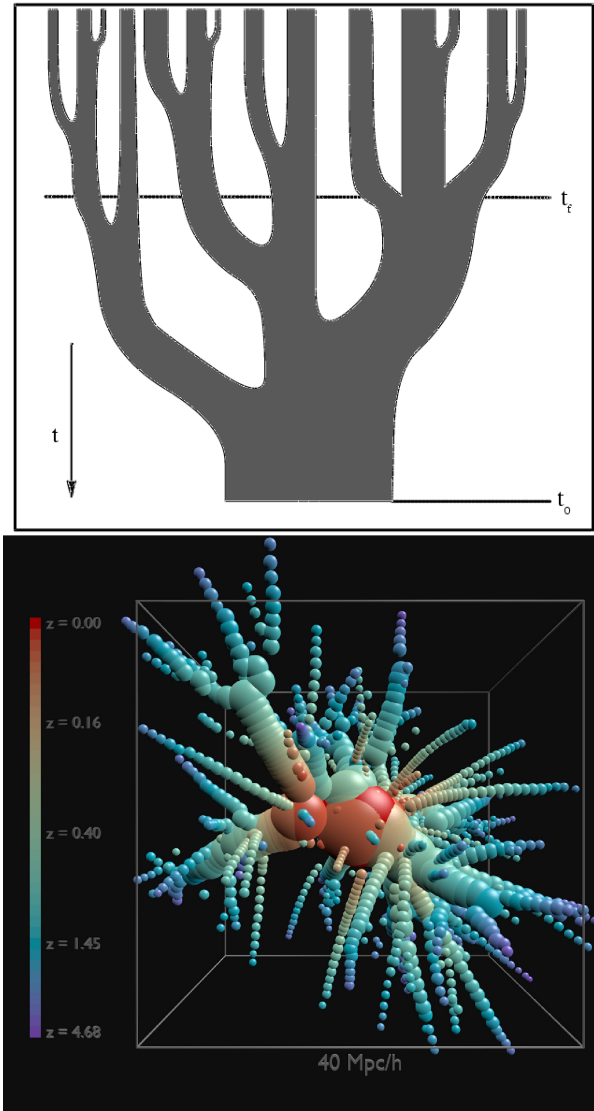


Figura 2.: *Arriba*: Representación esquemática de un árbol de fusión que describe el crecimiento en la masa de un halo como resultado de una serie de fusiones. El tiempo se incrementa desde arriba hacia abajo y el ancho de las ramas del árbol representa la masa de los halos involucrados en la fusión. Tajadas horizontales a distintos tiempos brindan la distribución de masa de los halos progenitores. t_0 representa el tiempo presente, t_f es el tiempo de formación definido como el tiempo para el cual la masa de el halo progenitor posee más de la mitad de la masa final del halo. Crédito: Lacey y Cole (1993). *Abajo*: Árbol de fusión en 3D, las esferas corresponden a los tamaños y las posiciones de los halos de materia oscura desde $z \approx 5$ a $z = 0$ para formar el halo más masivo de la simulación cosmológica MDR1 (Prada y col., 2012, *First Multi Dark Simulation*). Los colores representan los diferentes pasos temporales; la esfera roja en el centro corresponde a la posición y el tamaño del halo final. Crédito: Kristin Riebe (<https://escience.aip.de/vis/merging-dark-matter-halos-in-3d/>).

minamos distribución de ocupación de halos (HOD, por sus siglas en inglés *Halo occupation distribution*). La HOD establece una relación entre la distribución de la materia oscura y las galaxias en el universo y, de esta manera, permite realizar una extensión del modelo de halos a las galaxias contenidas en éstos. Esta distribución cambia las contribuciones relativas de los halos de baja y alta masa, de esta forma

se obtienen distribuciones de las galaxias que pueblan los halos en las simulaciones comparables con las observadas de acuerdo con los relevamientos fotométricos.

Para estimar la HOD se puede asumir que las galaxias y los grupos de galaxias son una representación de los halos. $\langle N|M \rangle$ puede obtenerse de manera directa a partir del conteo de las galaxias miembro de los grupos en un rango de magnitud absoluta, junto con una estimación de la masa total del sistema. Otra forma de estudiar la HOD es a partir de métodos indirectos, ajustando los parámetros libres de la modelización de manera que reproduzca el espectro de potencia o la función de correlación de algún catálogo observado.

Zheng y col. (2005) estudiaron la HOD mediante dos modelos teóricos: una simulación hidrodinámica de partículas suavizadas y un modelo semianalítico de formación de galaxias. A partir de estos resultados establecieron una parametrización para la HOD en función de galaxias centrales y satélites, siendo las centrales aquellas que se encuentran más cerca del centro definido del halo y las satélites son las galaxias restantes ligadas al mismo halo. Para cada modelo obtuvieron la HOD de todas las galaxias, de las centrales y de las satélites, las cuales se muestran en la Figura 3. Como puede observarse si se tienen en cuenta solo las centrales, a partir de una dada masa ($\sim 10^{12}M_{\odot}$) todos los halos poseen una galaxia central y, por debajo de esta masa, cae drásticamente el número medio de galaxias centrales. Por otro lado las satélites aumentan en número a medida que se incrementa la masa del halo. A partir de los resultados obtenidos, Zheng y col. (2005) propusieron que el número medio total de galaxias para halos de una determinada masa está dado por la contribución de las galaxias centrales y las satélites:

$$\langle N|M \rangle = \langle N_{cen}|M \rangle + \langle N_{sat}|M \rangle \quad (20)$$

Donde N_{cen} y N_{sat} es el número de galaxias centrales y satélites, respectivamente, tal que $N = N_{cen} + N_{sat}$. De acuerdo con esto, el número medio de galaxias centrales será:

$$\langle N_{cen}|M \rangle = \frac{1}{2} \left[1 + \text{erf} \left(\frac{\log(M/M_{min})}{\sigma_{cen}} \right) \right] \quad (21)$$

donde M_{min} es la masa características de los halos que pueden contener una galaxia, σ_{cen} es el ancho de transición característico y erf es la función error dada por:

$$\text{erf} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt \quad (22)$$

En el caso de las galaxias satélites, la HOD puede escribirse como una ley de potencia:

$$\langle N_{sat}|M \rangle = \left[\frac{M - M_0}{M_1} \right]^{\alpha} \quad (23)$$

Para $M < M_0$, donde la masa mínima para las satélites, M_0 , es análoga a M_{min} para el caso de las centrales y no necesariamente coinciden. De esta manera la HOD puede ser descripta a partir de los $M_{min}; \sigma_{cen}; M_0$; el parámetro de normalización, M_1 y la pendiente α .

La importancia de HOD radica en que esta describe la relación entre las galaxias y los halos que las alojan (Yang, Mo y van den Bosch, 2008; Yang y col., 2007). Esta descripción es útil para contrastar modelos de formación y evolución de galaxias (e.g. Berlind y col., 2003; Kravtsov y col., 2004b), permite testear modelos

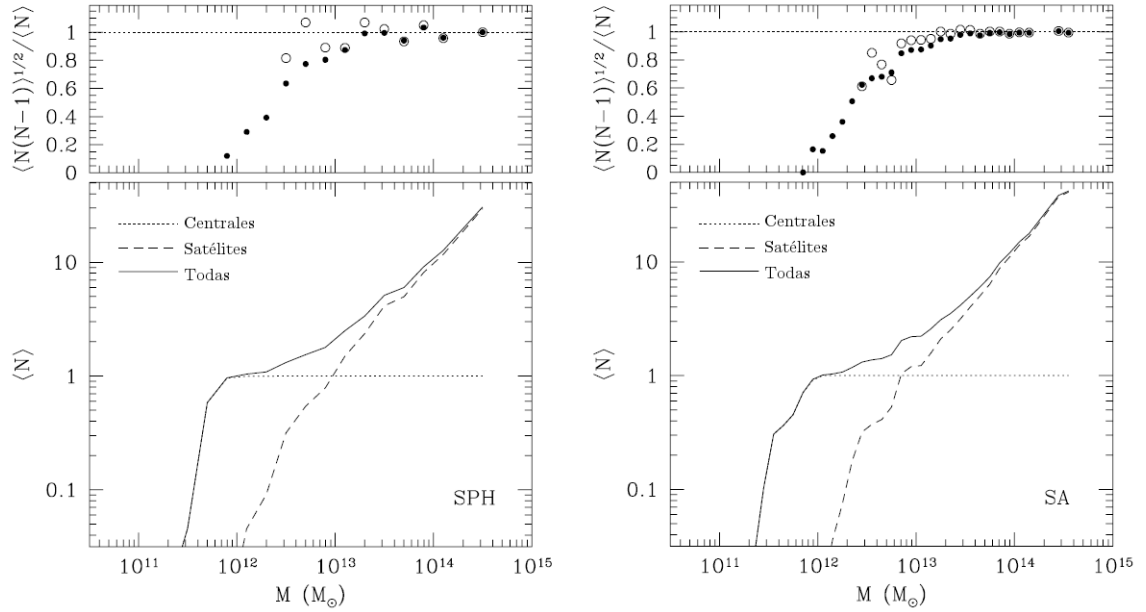


Figura 3.: Número de ocupación medio y dispersión en función de la masa del halo, para satélites, centrales y todas. Se muestran los resultados a partir del modelo hidrodinámico de partículas suavizadas (*izquierda*) y del modelos semianalítico (*derecha*). En los paneles inferiores se trazan los números de ocupación media de las galaxias centrales, satélites y la suma de estas. En los paneles superiores se muestra el ancho de la distribución de densidad, $\langle N(N-1) \rangle^{1/2} / \langle N \rangle$, para todas las galaxias (*círculos llenos*) y para las satélites (*círculos abiertos*) - Adaptado de Zheng y col. (2005)

cosmológicos (van den Bosch, Mo y Yang, 2003; Zheng y Weinberg, 2007) y posibilita el estudio de la contribución de galaxias centrales y satélites al halo en forma separada (Cooray, 2005; Kravtsov y col., 2004b; White y col., 2007; Yang, Mo y van den Bosch, 2008; Zheng y col., 2005). Esta última propiedad provee información acerca del escenario de formación jerárquico, dado que el número galaxias satélites en torno a la galaxia central en los halos de materia oscura permite entender la formación de los halos masivos y contrastar modelos cosmológicos. Además, como Wang y White (2012) destacaron, la predicción de las simulaciones numéricas de un número significativo de galaxias satélites y en desacuerdo con lo observado (conocido como “el problema de las galaxias satélites faltantes”) es uno de los ejemplos que se destacan de cómo los estudios de galaxias satélites puede servir para testear modelos cosmológicos y la evolución de las galaxias. Por lo tanto la HOD brinda importante información que puede ser utilizada para ser comparada con simulaciones y testear modelos semianalíticos.

1.3 PROPIEDADES GENERALES DE SISTEMAS DE GALAXIAS

Como vimos las galaxias no están distribuidas aleatoriamente en el Universo, sino que se encuentran fundamentalmente en filamentos y forman sistemas de galaxias, como pares, tripletes, grupos, cúmulos y supercúmulos. Estos sistemas se encuentran ligados gravitacionalmente y poseen una morfología variada. A continuación detallaremos sus propiedades generales clasificadas de acuerdo con su

Tabla 1.: Propiedades generales de grupos y cúmulos de galaxias (Bahcall, 1999)

Propiedades	Cúmulos ricos	Grupos y cúmulos pobres
Riqueza ^a	30 - 300 galaxias	3 - 30 galaxias
r_V^b	(1-2) h^{-1} Mpc	(0.1-1) h^{-1} Mpc
Rango de σ_V^c	400 - 1400 $km s^{-1}$	100 - 500 $km s^{-1}$
$\langle \sigma_V^c \rangle$	$\sim 750 km s^{-1}$	$\sim 250 km s^{-1}$
Masa ^d	$10^{14} - 2 \times 10^{15} h^{-1} M_\odot$	$10^{12.5} - 2 \times 10^{14} h^{-1} M_\odot$
L_B^e	$6 \times 10^{11} - 6 \times 10^{12} h^{-2} L_\odot$	$10^{10.5} - 10^{12} h^{-2} L_\odot$
$\langle M/L_B \rangle^f$	$\sim 300 h M_\odot/L_\odot$	$\sim 200 h M_\odot/L_\odot$
Temp _{X-ray} ^g	2-14 keV	<2 keV

Los datos fueron obtenidos de acuerdo con una muestra del catálogo de Abell (1958) en un rango de *redshifts* desde 0,02 a 0,2. **Referencias:** (a) El número de galaxias miembro más brillantes que $m_3 + 2$ (donde m_3 es la magnitud de la tercer galaxia más brillante del sistema) y localizadas dentro de un radio de $1,5h^{-1}$ Mpc. (b) Radio Virial definido como el radio dentro del cual la distribución de masa se encuentra aproximadamente en equilibrio virial. (c) Dispersión de velocidades radial observada de las galaxias miembro. (d) Masa dinámica dentro de un radio $< 1,5h^{-1}$ Mpc. (e) Luminosidad en la banda B del sistema en un radio de $< 1,5h^{-1}$ Mpc. (f) Valores promedio de la relación masa-luminosidad. (g) Rango de temperatura en rayos X observada del gas intracúmulo.

riqueza, es decir, de acuerdo con el número de miembros considerados para cada sistema a partir de un dado umbral de luminosidad.

Podemos identificar separadamente a los grupos de los cúmulos de galaxias, siendo los cúmulos los objetos virializados más masivos que se pueden observar en el Universo. No existe un límite claro que indique a partir de qué valores de masa o riqueza, un sistema de galaxias debe considerarse como grupo en lugar de como cúmulo. Por el contrario, existe un continuo espectro de masas de sistemas, por lo que suele hacerse referencia a ciertos grupos de galaxias como a cúmulos de baja masa ($M_V \sim 10^{13} M_\odot$). Sin embargo, estos poseen características y clasificaciones distintivas respecto a los cúmulos masivos. Hoy en día, de acuerdo a cómo se clasifican, la distinción entre grupo y cúmulo ya no es tan comúnmente usada dado que los sistemas son identificados en un amplio rango de riquezas y sus propiedades son analizadas en distintos intervalos de riqueza y/o luminosidad. Sin embargo es útil caracterizar las distintas propiedades que diferencian a los sistemas más masivos respecto a los de menor masa. La tabla 1 se comparan las propiedades típicas de los cúmulos ricos (alta riqueza) y los cúmulos y grupos pobres (baja riqueza), a fin de caracterizar estos dos tipos de sistemas.

1.3.1 Cúmulos de galaxias

Los cúmulos de galaxias son sistemas de decenas a cientos de galaxias brillantes que se encuentran ligadas gravitatoriamente. Estos constituyen los pozos de potencial más profundos en el Universo (Jones y col., 2009; Voit, 2005) y se localizan en la

intersección de filamentos y/o las paredes de la estructura en gran escala, en donde la densidad de galaxias es significativa y la acreción de material es considerable. En general son identificados a partir de sobredensidades de galaxias proyectadas en el cielo, el cual ha sido el método de detección más usual, siendo los primeros catálogos: Abell, Corwin y Olowin (1989); Abell (1958); Shectman (1985); Zwicky y col. (1961). Hoy en día se utilizan técnicas que además tienen en cuenta propiedades de estos sistemas, como la presencia de una galaxia central dominante y los colores de las galaxias que pertenecen a la sobredensidad. Entre

En general los cúmulos de galaxias se clasifican según su morfología de irregulares a regulares (Abell, 1965, 1975). Existen otras clasificaciones como las de Bautz y Morgan (1970) y Rood y Sastry (1971) que consideran la presencia de una galaxia central dominante (CD) en su clasificación, y las de Morgan (1961) y Oemler (1974) que tienen en cuenta la morfología de las galaxias que componen el cúmulo, es decir la fracción de espirales y elípticas. Todos los métodos de clasificación de cúmulos mostraron estar correlacionados y pueden ser mapeados en una secuencia unidimensional que describe estos sistemas desde irregulares a regulares. Los cúmulos regulares son simétricos con una alta concentración de galaxias en las regiones centrales, baja cantidad de subestructuras y una alta fracción de galaxias elípticas. Por otra parte los cúmulos irregulares poseen una baja simetría y a menudo muestran una significativa cantidad de subestructuras. Estas características morfológicas generales están relacionadas con el estado evolutivo del sistema, siendo los cúmulos regulares sistemas dinámicamente más evolucionados y relajados. Dado que los cúmulos se encuentran al final de la escala de masa de objetos virializados, el escenario de formación de estructuras jerárquico predice que muchos de estos se habrían formado recientemente a partir de la fusión de dos o más grupos, la estructura irregular observada en algunos de estos sistemas evidencia este proceso.

El centro de los cúmulos regulares suele estar dominado por la presencia de una galaxia elíptica con un núcleo muy luminoso embebido en un halo amorfo extendido de bajo brillo superficial. Estas galaxias se definen como galaxias dominante central (Matthews, Morgan y Schmidt, 1964, CD, por sus siglas en inglés *Central Dominant*) y son galaxias extremadamente luminosas (excluyendo las galaxias Seyfert y Quásares), con una magnitud absoluta en el visual $M_V \approx -23.7$. No es clara aún la forma en la cual se formaron estas galaxias. Se cree que las fusiones y la fricción dinámica tuvieron un importante rol en su formación. Sin embargo los efectos gravitatorios del potencial del cúmulo dominarían la evolución del mismo en oposición de las galaxias individuales, dado que estas se moverían a altas velocidades en la parte central disminuyendo la probabilidad de fusiones (Merritt, 1983, 1984, 1985). Por lo tanto, si las galaxias CDs se formaron por las fusiones estas debieron ocurrir en etapas previas al colapso del cúmulo, lo cual está respaldado por el hecho de que han sido observadas en grupos de menor masa. Por su parte, el halo extendido observado se debería a la acreción de material despojando de las galaxias por el potencial del cúmulo. Las observaciones fotométricas del brillo superficial de galaxias CDs en cúmulos pobres muestra la falta de estos halos extendidos en estas galaxias (Oemler, 1976; Stauffer y Spinrad, 1980; Thuan y Romanishin, 1981), lo que concuerda con el escenario planteado.

Zwicky (1933) y Smith (1936) derivaron por primera vez la masa dinámica de cúmulos encontrando que esta excedía significativamente la masa esperada a partir de sumar las masas individuales de las galaxias que componen el sistema, de acuerdo con la luminosidad de las mismas. La falta de masa puede asociarse en un principio a la presencia de un gran número de galaxias de baja luminosidad. Estas galaxias producirían una significativa cantidad de luz difusa. Sin embargo, la luz difusa observada en el cúmulo de Coma es a lo sumo comparable a la de las galaxias brillantes que componen el cúmulo (de Vaucouleurs y de Vaucouleurs, 1970; Melnick, Hoessel y White, 1977; Thuan y Kormendy, 1977) por lo que no explicaría los altos valores encontrados de la razón masa-luminosidad. Posteriormente se llegó a la conclusión de que las galaxias visibles eran una contribución menor a los cúmulos y que estaban dominados por materia oscura, siendo esta la componente principal de estos sistemas.

Observaciones en rayos X de cúmulos revelaron la presencia de un medio gaseoso caliente intracúmulo. Uno de los descubrimientos más destacados en rayos X fue la detección de líneas de emisión en el espectro debido a hierro altamente ionizado (Malina y col., 1978; Mitchell y Culhane, 1977; Mitchell y col., 1976; Mushotzky y col., 1978; Serlemitsos y col., 1977). Esto concluyó en que el mecanismo de emisión de los cúmulos era principalmente térmico y que el gas contenido poseía una gran cantidad de gas procesado, por lo que habría sido eyectado por las estrellas. Además, las observaciones en rayos-X revelaron que más de la mitad de los cúmulos observados mostraban un importante pico de emisión, compatible con la presencia de un núcleo denso, brillante y frío de ~ 50 kpc, usualmente denominado núcleo frío (o *cool core* en inglés). El tiempo de enfriamiento característico debido a la radiación del gas de un núcleo frío típico, es menor a la edad media de los cúmulos debido a la alta densidad del gas en estas regiones. En un comienzo se pensaba que la presencia de este núcleo frío produciría un flujo de masa significativo radialmente hacia el centro, para compensar la disminución de presión debido a la baja temperatura (Fabian, 1994). Sin embargo no existe evidencia de este flujo por lo que debería existir un mecanismo de calentamiento alternativo. Hasta ahora se cree que este mecanismo estaría dado debido a la presencia de un núcleo activo de galaxia (AGN, por sus siglas en inglés *Active Galaxy Nucleus*), lo cual es respaldado por la observación de radio galaxias centrales dominantes en los cúmulos con núcleos fríos (Best y col., 2007; Burns, 1990; Dunn y Fabian, 2006; Mittal y col., 2009).

La masa total de los cúmulos de galaxias está compuesta por estrellas en $\sim 3\%$, el medio intracúmulo contribuye con $\sim 15\%$, mientras que la fracción restante ($> 80\%$) está compuesta por materia oscura. En la siguiente sección veremos las diferentes metodologías empleadas en la determinación de masas de estos sistemas. Para un cúmulo rico los valores característicos típicos para el radio virial, es decir, el radio dentro del cual la distribución de masa está aproximadamente en equilibrio virial, es de $r_{\text{vir}} \sim 1,5h^{-1}\text{Mpc}$.

1.3.2 Grupos de galaxias

Los grupos constituyen los sistemas de galaxias más numerosos y se estima que más del 70% de las galaxias en el Universo local están localizadas en grupos (Tully,

1987). Son sistemas ligados gravitacionalmente, sin embargo no necesariamente se encuentran en equilibrio. Los grupos en general son más difíciles de detectar que los cúmulos, dado que el criterio de sobredensidad está más afectado por efectos de proyección, por lo tanto los catálogos de grupos suelen poseer mayor contaminación en la clasificación de sus miembros por galaxias que no se encuentran ligadas al potencial del halo del grupo.

Los grupos suelen clasificarse de acuerdo al criterio de selección aplicado para su identificación. A continuación se detallan las características generales de algunos de los tipos de grupos más comunes:

GRUPOS POBRES: Un ejemplo típico de este tipo de sistemas es el grupo local.

Poseen menos de 5 galaxias brillantes ($\lesssim M_*$, donde M_* es la magnitud absoluta correspondiente a la luminosidad característica de la función de luminosidad de galaxias de Schechter, 1976) ligadas gravitatoriamente y una sobredensidad de aproximadamente 20 veces la densidad media del Universo. La dispersión de velocidades de sus galaxias miembro varía de entre 190 y 560 km s⁻¹ (Zabludoff y Mulchaey, 1998).

GRUPOS COMPACTOS: Poseen más de 4 galaxias miembro en un rango de 3 magnitudes con un brillo superficial total del grupo menor 26 mag/arcsec². Usualmente su detección está basada en la clasificación de Hickson (1982). Las galaxias identificadas como miembros de estos sistemas se encuentran en regiones de unos pocos minutos de arco, lo que resulta en densidades comparables a la de los núcleos de cúmulos masivos. La dispersión de velocidades de sus miembros se estima que se encuentra entre 150 y 200 km s⁻¹ (Duplancic y col., 2015; Hickson y col., 1992; Sohn y col., 2015).

GRUPOS FÓSILES: Estos sistemas de galaxias consisten en una galaxia tipo temprana aislada, embebida en un halo extendido de rayos X (Ponman y col., 1994). Los grupos fósiles son una consecuencia natural del proceso de fusión en grupos normales y por lo tanto pueden ser usados para trazar la historia de unión de los halos. En el óptico los grupos fósiles se observan como grandes galaxias elípticas, sin embargo poseen luminosidades en rayos X comparables con grupos de galaxias de mayor riqueza ($L_X > 4,4 \times 10^{42}$ ergs⁻¹, Jones y col., 2003).

1.4 DETERMINACIÓN DE MASAS

La determinación de masas de objetos astronómicos, en general, siempre representó un desafío para las técnicas observacionales. Dado que no es una propiedad directamente observable de los objetos, esta cantidad es comúnmente inferida a partir del movimiento de las componentes del sistema o de su luminosidad. Esto obliga a realizar consideraciones acerca de las propiedades físicas de los sistemas lo cual introduce sesgos en las determinaciones. La importancia en la determinación de masas de sistemas de galaxias radica en que a partir de esta se pueden trazar las propiedades evolutivas y conocer mejor acerca del contenido no bariónico de los mismos. En particular, la frecuencia de la distribución de masas de cúmulos, es decir la función de masa y su evolución están relacionadas con los parámetros

cosmológicos, por lo cual la determinación de masas para estos sistemas es importante para poner a prueba modelos cosmológicos y trazar el crecimiento de las estructuras (Borgani, 2008; Reddick y col., 2014; Sartoris y col., 2014).

Por lo general, las masas de los sistemas de galaxias son inferidas a partir de tres metodologías. Estas son, a partir de la dinámica de las componentes del sistema, de observaciones del gas intracúmulo y del análisis del fenómeno de lentes gravitacionales. Si bien estas han sido las técnicas más utilizadas para la determinación de masas de sistemas de galaxias, existen otras alternativas que consideran funciones teóricas y/o empíricas de la distribución de masas en función de parámetros observables, como la luminosidad en rayos-X, la temperatura del gas y la riqueza. Estas relaciones usualmente son empleadas en grupos de galaxias, y suelen ser calibradas usando las metodologías tradicionales que se describen a continuación.

1.4.1 Determinación dinámica de masas.

La estimación dinámica de las masas de sistemas de galaxias se basa en el teorema del virial, el cual establece:

$$2K + U = 0 \quad (24)$$

donde K y U son las energías cinética y potencial del sistema, respectivamente. Podemos estimar la energía cinética a partir de la medición de la componente radial de la velocidad de las galaxias miembro y relacionarla con la masa total del sistema. Al medir la componente de la velocidad de las galaxias en la línea de la visual para derivar la energía cinética, se asume que la distribución de las órbitas es isótropa. De esta forma, la dispersión de velocidades del sistema puede relacionarse con la velocidad 3-D de las galaxias si se asume simetría esférica. La determinación de masas a partir de este método requiere la medición de muchos *redshifts* para una estimación adecuada de las masas.

Este ha sido tradicionalmente el método para la determinación de masas de cúmulos de galaxias, y fue por primera vez empleado por Zwicky (1933) en el cúmulo Coma. Para derivar las masas a partir de esta técnica se supone que las órbitas de las galaxias son isótropas, lo cual no se cumpliría para el caso en el cual el cúmulo no se encuentre en estado relajado o estuviese rotando. Si el cúmulo estuviese rotando, debido a que se mantiene el momento angular inicial en su formación o por posibles interacciones con vecinos cercanos, esta suposición llevaría a una estimación errónea de la masa del sistema (Manolopoulou y Plionis, 2016).

Si bien también ha sido aplicado en la estimación de masas de grupos, estas determinaciones contienen un error significativo debido al bajo número de miembros observados y consecuentemente, al bajo número de mediciones de velocidades radiales. Para poder lograr estimaciones confiables se suelen considerar las velocidades de miembros de muchos grupos con características similares, como es el caso de los grupos compactos. Sin embargo, dada la alta densidad de estos sistemas esta dispersión podría estar siendo afectada por los efectos de fricción dinámica.

Un método alternativo para la determinación de masas a partir de las posiciones de las galaxias miembro y de las velocidades espectroscópicas fue propuesto por Diaferio y Geller (1997). Dado que dentro del escenario de formación de estructuras jerárquico los cúmulos de galaxias aumentan su masa a partir de la acreción de sistemas menores, el campo de velocidad de las regiones internas de los cúmulos

está compuesto por el movimiento aleatorio de las galaxias miembro superpuesto con el movimiento de acreción en la dirección radial. La amplitud del campo de velocidad de las regiones de acreción de los halos de materia oscura, proveen una determinación directa de la velocidad de escape dentro de estas regiones, lo que a su vez permite estimar la masa del halo. A este método se le conoce como *método de las cáusticas*, dado que se basa en la medición de la separación de dichas curvas en el plano $R - v$ (donde R es la distancia proyectada al centro del cúmulo y v es la velocidad a lo largo de la línea de la visual) predichas por el modelo de colapso esférico (Regos y Geller, 1989). El método de las cáusticas permite no solo estimar el perfil de masa de los halos, sino también identificar las galaxias miembro, las cuales se encontrarían en la región delimitada por las cáusticas.

1.4.2 Determinación de masas a partir del gas intracúmulo.

El gas en el cual se encuentran embebidas las galaxias de los sistemas de galaxias, emiten mediante el proceso *Bremsstrahlung* (del alemán *bremsen* frenar y *Strahlung* radiación), que es la emisión de radiación electromagnética generada debido a la desaceleración de una partícula cargada. Esta emisión depende de la densidad y la temperatura del gas y, a bajas temperaturas, de su composición química. Las temperaturas típicas observadas van de 2 a 14 KeV para los cúmulos ricos y < 2 KeV para los grupos y cúmulos de menor masa. Si bien el gas es un componente significativo en los sistemas de galaxias, posee densidades bajas (menores a 10^{-3} partículas por centímetro cúbico)

Para estimar las masas se asume equilibrio hidrostático-isotérmico, es decir que tanto el gas como las galaxias son isoterms y están en equilibrio ligados al cúmulo. En el pozo del potencial de cúmulo, el gas con una presión P debe compensar la gravedad a partir de:

$$\nabla \vec{P} = -\rho_g \nabla \vec{\Phi} \quad (25)$$

donde ρ_g es la densidad del gas y Φ es el campo gravitatorio Newtoniano. Para el caso de simetría esférica esta ecuación puede expresarse como:

$$\frac{1}{\rho_g} \frac{dP}{dr} = -\frac{d\Phi}{dr} = -\frac{GM(r)}{r^2} \quad (26)$$

A partir del perfil de brillo en rayos-X y la medición de temperatura, podemos estimar la masa total del sistema encerrada en el radio r , $M(r)$:

$$M(r) = -\frac{k_B T r^2}{G \mu m_p} \left(\frac{d \ln \rho_g}{dr} + \frac{d \ln T}{dr} \right) \quad (27)$$

Donde μm_p es la masa media de la partícula que compone el gas y k_B es la constante de Boltzmann. Por lo general no se conoce la distribución de brillo y de temperatura, por lo que se asume que la temperatura no varía con la distancia al centro del cúmulo y se suelen ajustar perfiles que describen las distribuciones de brillo observado.

Las observaciones en rayos-X en cúmulos de galaxias han mostrado que las regiones centrales presentan una estructura más compleja que la que implica el equilibrio hidrostático. En algunos casos la emisión en X del gas es afectada por la

presencia de AGNs, por lo que la estimación de masas en las regiones centrales a partir de este tipo de observaciones requieren un tratamiento especial. Además, es importante considerar la presencia procesos no térmicos, los cuales pueden incrementar la presión del gas y causar una subestimación de la masa total. La contribución de procesos no térmicos puede ser estimada a partir de la combinación de observaciones en rayos-X, radio y rayos gamma, de forma tal de establecer el efecto de los campos magnéticos, turbulencia, etc (Laganá y col., 2009).

Otra forma de observar el gas intracúmulo y derivar la masa total del sistema, es a partir del efecto Sunyaev-Zeldovich (Sunyaev y Zeldovich, 1972). Este efecto se basa en el proceso de dispersión Compton inverso producido por los electrones libres del gas en los fotones del CMB. Dado que el gas se encuentra a una temperatura más elevada que la de estos fotones, la energía de la radiación es alterada produciendo modificaciones en el espectro. Mediciones en la modificación del espectro del CMB dan lugar a determinaciones de la densidad de electrones y por lo tanto, puede relacionarse con la masa del gas. Conociendo, además, la temperatura del mismo es posible determinar la masa total del sistema. Existen otros dos posibles fenómenos capaces de afectar el espectro observado del CMB: el efecto Sunyaev-Zeldovich dinámico, debido al movimiento del gas del cúmulo como un todo, y las propias variaciones en la radiación. Sin embargo pueden ser distinguidos dado que afectan el espectro en forma diferente. Las ventajas de este efecto es que no depende de la distancia al sistema, por lo que puede observarse a altos *redshifts*. Determinaciones de masas de cúmulos a partir de esta técnica comparadas con las derivadas utilizando observaciones en rayos-X sugerirían que el efecto Sunyaev-Zeldovich sería menos sensible a los detalles acerca de las propiedades físicas de los centros de los cúmulos (Marrone y col., 2009).

1.4.3 Lentes gravitacionales débiles y fuertes.

El efecto de lente gravitacional (el cual será detallado en el siguiente capítulo) ocasiona que las galaxias de fondo observadas en sistemas de galaxias se distorsionen debido al potencial gravitatorio del halo, dando lugar a gigantescos arcos e imágenes múltiples. A este efecto se le conoce como lente gravitacional fuerte, y sucede principalmente en las partes centrales de los cúmulos. Esto puede usarse para mapear la distribución de masa de estos sistemas. En el caso en el que se observen varios arcos y/o imágenes múltiples, se puede realizar un modelado detallado de la distribución de masa del sistema. El proceso es típicamente iterativo: en primer lugar se identifican las imágenes múltiples (basándose en los colores o la morfología de las galaxias), luego se asume un modelo de masa con parámetros que se fijan a partir de las posiciones de las imágenes observadas y que expliquen correctamente la presencia de los arcos. Una vez hecho esto, se analizan las predicciones del modelo y se buscan posibles imágenes múltiples no detectadas en el primer paso. Si nuevas imágenes son detectadas, se reajusta el modelo considerando estas nuevas posiciones y luego se analizan sus predicciones una vez más. Detalles sobre el modelado de la distribución de masa de la lente se verán en la Subsección 2.3.2.1

Las observaciones de arcos en cúmulos demostraron que la masa en las regiones centrales parece estar más concentrada de lo que predicen los modelos basados

en observaciones de rayos-X. Además se encontró que la región interna de los cúmulos a menudo muestra un fuerte grado de subestructura y múltiples picos. La orientación de la masa del halo parece seguir la orientación de la luz de la galaxia CD. Por último, si bien existen algunos desacuerdos entre las masas determinadas a partir de lentes fuertes y las estimaciones en rayos X (Clowe y Schneider, 2001; Dye y col., 2001; Taylor y col., 1998; Tyson y Fischer, 1995, por ejemplo el caso de A 1689), en general se observa un buen acuerdo entre ambas determinaciones (Donahue y col., 2003; Etori y Lombardi, 2003).

Las lentes gravitacionales también pueden ser aplicadas a sistemas de galaxias que no cuentan con arcos e imágenes múltiples, a partir del análisis de lente débil. Este fenómeno permite estudiar las distribuciones de masa en regiones angulares grandes con respecto al centro del sistema, obteniéndose información acerca de la densidad de masa en regiones de hasta 30 veces el radio virial. Además, permite la reconstrucción de la distribución de masa proyectada del grupo o cúmulo sin tener en cuenta consideraciones acerca de la estado dinámico o físico del sistema.

La determinación de masas de sistemas de galaxias a partir de las lentes gravitacionales, no es restrictiva a cúmulos masivos. Se han observado arcos en grupos de galaxias con dispersiones de velocidades que van desde 350 a 1000 km s⁻¹ (Foëx y col., 2013, 2014). El efecto de lente débil también ha sido usado para la determinación de masas de este tipo de sistemas, pero dada la baja masa de los mismos, la detección del efecto es compleja por lo que se recurren a técnicas de apilamiento que consisten en superponer la señal de un gran número de estos objetos que actúan como lente (Foëx y col., 2014; Leauthaud y col., 2010; Mandelbaum y col., 2006; Melchior, 2013; Rykoff y col., 2008) y que serán discutidas en la sección 3.5.

En el resto de los capítulos se discutirá sobre la determinación de masas a partir del fenómeno de lente gravitacional, principalmente a partir del fenómeno de lente gravitacional débil.

LENTES GRAVITACIONALES

Gravity tells us why an apple doesn't go to heaven.

La gravedad nos cuenta por qué una manzana no va al cielo.

— Anónimo – en *The Best Howlers* (1957)

2.1 HISTORIA DE LAS LENTES GRAVITACIONALES

La teoría de gravitación de Newton predice que la trayectoria de una partícula de prueba en un campo gravitatorio, depende de la posición y la velocidad inicial de la partícula y es independiente de su masa. Es por ello que desde finales del siglo XVIII varios físicos y astrónomos especularon con la idea de que, si la luz era tratada como una partícula de prueba, los rayos de luz deberían verse influenciados bajo la presencia de un campo gravitatorio. Haciendo referencia a este fenómeno John Mitchell le escribió en una carta en 1784 a Henry Cavendish y posteriormente Johann Soldner (Soldner, 1804) presentó un trabajo acerca de la desviación de la luz debido a la presencia de un objeto masivo. En este trabajo Soldner obtuvo que la desviación que sufriría un rayo de luz que se acercara al limbo solar sería equivalente a $0,84''$. Sin embargo, estas ideas fueron descartadas y consideradas meras especulaciones.

Más de un siglo después Albert Einstein (Einstein, 1911), desconociendo el trabajo de Soldner y previo al desarrollo completo de su teoría de relatividad general, obtiene una desviación de $0,83''$ para un rayo de luz rasante al sol haciendo uso de la física Newtoniana. Además, se descubrieron en sus notas de 1912, derivaciones de la ecuación de la lente, y el estudio de la posibilidad de imágenes dobles y la magnificación de fuentes (Renn, Sauer y Stachel, 1997). Los resultados anteriores fueron derivados asumiendo que la luz podía considerarse como una partícula de baja masa, antes de que el concepto de fotón fuese introducido. Entre los años 1907 y 1915 Einstein comienza a desarrollar su teoría de relatividad general, deriva nuevamente el ángulo de deflexión y obtiene un valor de $1,74''$ (Einstein, 1916). En 1912 se realiza la primera expedición para la observación de un eclipse total de Sol, organizada por el Observatorio Nacional Argentino (actualmente Observatorio Astronómico de Córdoba), con el objetivo de comprobar la por entonces novedosa teoría sobre la deflexión de la luz. El eclipse total sucedería el 10 de Octubre de 1912 y el mismo sería visible en Sudamérica. La expedición se llevó a cabo en el estado de Mina Gerais, Brasil, sin embargo las observaciones no pudieron concretarse debido a las inclemencias del clima. En 1913, Einstein se contacta con el entonces director del Observatorio del Monte Wilson, George Ellery Hale, consultándole si era posible medir la posición de estrellas cercanas al sol con el objetivo de medir la desviación producida por la presencia de este astro (Physics, 1996). Se hicieron planes de observación durante el eclipse solar en 1914 en la península Rusa Crimea, sin embargo no pudieron concretarse debido a que los observadores fueron captura-

dos por soldados rusos que participaban en la Primera Guerra Mundial (Brecher, 1982).

Para el eclipse del 29 de Mayo 1919, se planearon dos expediciones gemelas dirigidas por astrónomos británicos, una dirigida por Frank Dyson en Sobral (Brasil) y la otra por Arthur Eddington en la isla de Príncipe ubicada en el golfo de Guinea. Ambas expediciones pudieron medir la desviación de la posición de una estrella cercana al sol durante el eclipse solar, con una precisión suficiente como para distinguir entre la teoría Newtoniana y la Relatividad General. Esto desencadena el éxito de la física relativista y el inicio de una nueva etapa para la física en general. Fue Lodge en 1919 (Lodge, 1919) el primero en usar el término 'lente' en el contexto de la deflexión gravitacional de la luz. En 1936 Einstein publica sus resultados derivados en 1912 (Einstein, 1936) acerca del efecto de lente producido por una estrella, incluyendo la posibilidad de imágenes múltiples, la formación de una imagen en forma de anillo en el caso en que la fuente y la lente se encuentren alineadas (posteriormente denominado anillo de Einstein) y ecuaciones de magnificación. Sin embargo en su trabajo concluye que la separación entre las imágenes (del orden del milisegundo de arco) tratándose de estrellas dentro de la galaxias es demasiado pequeña para poder ser observada.

Zwicky en 1937 tuvo una visión más optimista acerca del fenómeno de lente gravitacional en dos artículos visionarios (Zwicky, 1937a,b). En lugar de considerar el efecto de lente producido por estrellas dentro de la galaxia, analizó el efecto ocasionado por galaxias, en ese entonces conocidas como 'nebulosas extragalácticas'. Considerando galaxias como lentes, él estimó una separación entre las imágenes del orden de los 10". Además sugirió que las lentes podrían ser utilizadas como telescopios naturales, dado que las mismas causarían la magnificación de objetos lejanos permitiéndonos observar a grandes distancias. Más aún, Zwicky calcula que la probabilidad de observar este fenómeno, concluyendo en que 1 de cada 400 fuentes observadas en las placas fotográficas estaría afectada por el fenómeno de lente. Basicamente, todas las conclusiones de Zwicky fueron comprobadas posteriormente.

A pesar de las predicciones de Zwicky, las lentes permanecieron en suspenso durante más de una década. A principios de los '60, tres trabajos independientes revivieron el interés por este fenómeno. En ellos se discutía a la lente producida por una galaxia sobre otra galaxia (Klimov, 1963), a la lente producida por estrellas de la Vía Láctea sobre las estrellas de Andrómeda (Liebes, 1964) y el uso de la lente para determinar la constante Hubble a partir de la medición de los tiempos de retraso de dos imágenes de una misma fuente variable (Refsdal, 1964a,b).

Recién en 1979 se observaron por primera vez imágenes múltiples de una misma fuente, debido a la presencia de una lente. Walsh, Carswell & Weymann observaron dos imágenes de un quásar que compartían el mismo color, redshift ($z = 1,04$) y el mismo espectro (Walsh, Carswell y Weymann, 1979). Este evento desencadenó una serie de nuevos descubrimientos. Un año después se observaron tres imágenes de un mismo quásar, una de ellas mucho más brillante que las dos restantes (Weymann y et. al. 1980). Luego se demostró que esta imagen estaba conformada por dos imágenes superpuestas, separadas por 0,5". La década del '80 fue un éxito para los descubrimientos de lentes gravitacionales fuertes, se observaron arcos lu-

minosos en cúmulos de galaxias (Lynds y Petrosian, 1986; Soucail y col., 1987) e imágenes en forma de anillo (Hewitt y col., 1988; Langston y col., 1989).

Finalmente, durante la década de los '90 se desarrollaron trabajos en los demás regímenes de las lentes gravitacionales, lentes débiles y microlentes, que junto con las lentes fuertes conformaron una sorprendente herramienta con numerosas aplicaciones. Entre las más usadas se encuentran: conocer las propiedades de la lente, como su distribución de masa; propiedades de las fuentes, ya que actúa como un telescopio natural magnificando objetos lejanos; la búsqueda de exoplanetas y la estimación de parámetros cosmológicos.

2.2 TEORÍA DE LENTES

2.2.1 El ángulo de deflexión

En esta subsección derivaremos la ecuación que describe el ángulo de deflexión causado por una masa estacionaria y esféricamente simétrica. Los detalles acerca de la deducción de esta cantidad se encuentran en el Capítulo 6.3 de Wald (1984), remitimos al lector a esta fuente para mayores detalles.

La métrica que describe un campo gravitatorio exterior generado por un cuerpo estacionario y esféricamente simétrico de masa M , es la métrica de Schwarzschild, que en coordenadas esféricas posee la siguiente forma:

$$ds^2 = -c^2 \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r}\right) dt^2 + \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r}\right)^{-1} dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \quad (28)$$

A partir de esta métrica y calculando la ecuación de geodésica nula, podemos obtener:

$$\frac{1}{2}\dot{r}^2 + \frac{1}{2}\frac{L^2}{r^2} \left(1 - \frac{2M}{r}\right) = \frac{1}{2}E^2 \quad (29)$$

Donde E y L son constantes de movimiento y representan la energía total y el momento angular del fotón. Las cantidades involucradas están escaladas de forma tal que $G = 1$ y $c = 1$. Esta ecuación muestra que el movimiento radial de una geodésica es el mismo que el descrito por la mecánica no relativista de una partícula de masa unitaria, con energía $E^2/2$, en un potencial efectivo:

$$V = \frac{L^2}{2r^2} - \frac{ML^2}{r^3} \quad (30)$$

Este potencial posee un máximo en $r = 3M$, por lo tanto, en relatividad general, existen órbitas circulares inestables de los fotones a un radio $3M$. La energía mínima requerida de forma tal de contrarrestar la barrera del potencial será:

$$\frac{1}{2}E^2 = V(R = 3M) = \frac{L^2 M}{2(3M)^3} \Rightarrow L^2/E^2 = 27M^2 \quad (31)$$

Por lo que, cualquier fotón con un parámetro de impacto aparente menor que $\sqrt{27M^2}$, será capturado. Para un rayo de luz propagándose en un espacio tiem-

po plano, es decir en la región asintótica plana descrita por la geometría de Schwarzschild ($r \gg M$), L/E representará el parámetro de impacto aparente:

$$\xi \equiv L/E \quad (32)$$

Ahora procederemos a analizar la deflexión de los rayos de luz que no serán capturados en la geometría de Schwarzschild. Para ello deberemos analizar $d\phi/dr$ y asumiremos que la dirección inicial del rayo de luz está dada por θ y que el movimiento se mantiene en el plano (lo cual puede ser demostrado). Teniendo en cuenta la definición de L y la ecuación 29:

$$\dot{\phi} = \frac{L}{r^2} \quad (33)$$

$$\dot{r} = \pm \sqrt{E^2 - \frac{L^2}{r^3}(r - 2M)} \quad (34)$$

Por lo tanto:

$$\frac{d\phi}{dr} = \frac{L}{r^2} \left[E^2 - \frac{L^2}{r^3}(r - 2M) \right]^{-1/2} \quad (35)$$

Queremos encontrar el cambio, $\Delta\phi = \phi_{+\infty} - \phi_{-\infty}$, en la coordenada angular ϕ de un rayo de luz que atraviesa una geometría descrita por la métrica de Schwarzschild como se muestra en la Figura 4. Un rayo de luz que no es capturado,

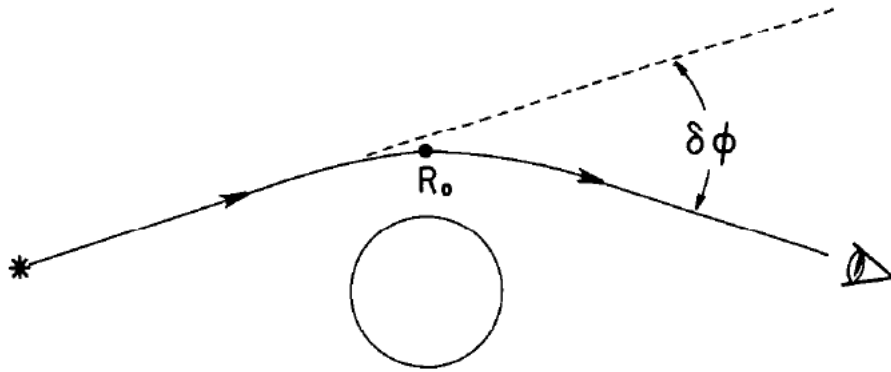


Figura 4.: Diagrama ilustrativo del efecto de curvatura de un rayo de luz por la presencia de una masa M - extraído de Wald (1984)

tendrá un *punto de giro* en la coordenada $r = R_0$ para la cual $V(R_0) = E^2/2$, es decir:

$$R_0^3 - \xi^2(R_0 - 2M) = 0 \quad (36)$$

Dada la simetría, las contribuciones a $\Delta\phi$ por las regiones de la trayectoria anteriores y posteriores al punto de giro serán iguales. Por lo tanto, el cambio total en la coordenada angular se podrá obtener integrando la ecuación 35,

$$\Delta\phi = 2 \int_{R_0}^{\infty} \frac{dr}{\sqrt{r^4 \xi^{-2} - r(r - 2M)}} \quad (37)$$

Para el caso de $M = 0$, esta ecuación arroja $\Delta\phi = \pi$, coherente con lo esperado dado que la trayectoria será una línea recta. Para $M \neq 0$, resolver la ecuación es complejo, pero puede lograrse una aproximación a primer orden diferenciando respecto de M ,

considerando R_0 constante y evaluando el resultado en $M = 0$, a partir de lo cual se obtiene:

$$\delta\phi = \Delta\phi - \pi \approx \frac{4M}{\xi} \quad (38)$$

Reinsertando las constantes G y c , y redefiniendo al ángulo de deflexión $\hat{\alpha} \equiv \delta\phi$, obtenemos:

$$\hat{\alpha} = \frac{4GM}{\xi c^2} \quad (39)$$

Para un rayo de luz que pasa rasante por la superficie del sol, esta ecuación predice un ángulo de deflexión de $1,75''$.

Las ecuaciones de campo de Relatividad General pueden linealizarse si el campo gravitatorio es débil. El ángulo de deflexión de un conjunto de masas puntuales puede obtenerse como la suma vectorial de los ángulos de deflexión debido a las componentes de masas individuales. Una distribución de masa con una densidad volumétrica $\rho(\vec{r})$, puede considerarse como constituida por elementos de masa $dm = \rho(\vec{r})dV$. Consideremos un rayo que pasa la distribución de masa describiendo una trayectoria espacial a partir del vector con componentes $(\xi_1(\lambda), \xi_2(\lambda), r_3(\lambda))$, donde λ es el parámetro afín y cuya dirección inicial era a lo largo del eje r_3 . Si el ángulo de deflexión es pequeño, el rayo puede aproximarse a una línea recta en el entorno de la distribución de masa, en cuyo caso denominaremos a esta distribución como una *lente geoméricamente fina*. En este caso $\vec{\xi} = (\xi_1, \xi_2)$ es independiente del parámetro afín. El parámetro de impacto del rayo de luz relativo al elemento de masa dm en la posición $\vec{r}' = (\xi'_1, \xi'_2, r'_3)$ será entonces $\vec{\xi} - \vec{\xi}'$ independiente r'_3 , y por lo tanto el ángulo total de deflexión podrá escribirse como:

$$\begin{aligned} \hat{\alpha}(\vec{\xi}) &= \frac{4G}{c^2} \sum dm(\xi'_1, \xi'_2, r'_3) \frac{\vec{\xi} - \vec{\xi}'}{|\vec{\xi} - \vec{\xi}'|^2} \\ &= \frac{4G}{c^2} \iint \rho(\xi'_1, \xi'_2, r'_3) \frac{\vec{\xi} - \vec{\xi}'}{|\vec{\xi} - \vec{\xi}'|^2} dr'_3 d^2\xi' \end{aligned} \quad (40)$$

el cual es a su vez un vector bi-dimensional. Definimos la *densidad de masa superficial* como la densidad de masa proyectada en el plano perpendicular a la dirección inicial del rayo de luz:

$$\Sigma(\vec{\xi}) \equiv \int \rho(\xi_1, \xi_2, r_3) dr_3 \quad (41)$$

Utilizando esta definición, podemos escribir al ángulo de deflexión producido por una distribución de densidad arbitraria como:

$$\hat{\alpha}(\vec{\xi}) = \frac{4G}{c^2} \int \Sigma(\vec{\xi}') \frac{\vec{\xi} - \vec{\xi}'}{|\vec{\xi} - \vec{\xi}'|^2} d^2\xi' \quad (42)$$

Esta ecuación describe la desviación de un rayo de luz de su trayectoria lineal, para el caso en el que la extensión de la distribución de masa es pequeña comparada con las distancias involucradas, por lo cual es válido asumir que todo el efecto de lente acontece en un mismo plano. En muchas situaciones astrofísicas, las distancias involucradas entre el observador, la lente y la fuente son mucho mayores que la extensión de masa que genera el efecto gravitatorio de lente. Por ejemplo, un cúmulo de galaxias posee una extensión de algunos pocos megaparsecs, mientras que las distancias al cúmulo y a la fuente son fracciones de la longitud de Hubble

($cH_0 = 3 \times 10^3 h^{-1} \text{ Mpc}$). Por lo tanto, la condición de lente geoméricamente fina se satisface en la mayoría de estas situaciones.

2.2.2 La ecuación de la lente

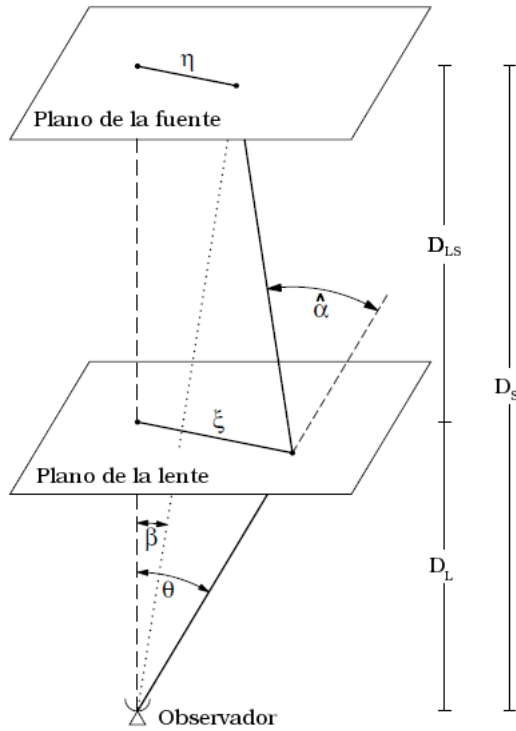


Figura 5.: Esquema general de una lente gravitacional. Adaptado de Schneider, Kochanek y Wambsganss (2004)

La Figura 5 es un esquema de una situación general para el caso de una lente gravitacional fina, es decir asumiendo que todo el efecto de lente sucede a una misma distancia diametral angular D_L del observador. Los rayos de luz de una fuente situada a una distancia diametral angular D_S , se curvarán en las proximidades de la masa que actúa como lente y pueden representarse usando líneas rectas. La desviación sufrida por el rayo está descrita por el ángulo de deflexión $\hat{\alpha}$, el cual depende de la distribución de masa de la lente y del parámetro de impacto $\vec{\xi}$. Las ecuaciones derivadas en esta sección asumen que la lente puede aproximarse a una lente gravitacional fina, cuyas componentes son objetos aislados no relativistas. Derivaciones de las ecuaciones que describen el efecto de lente gravitacional y que precinden de estas restricciones puede encontrarse en Gallo y Moreschi (2011).

En la Figura 5, los planos de la lente y de la fuente se encuentran perpendiculares al eje óptico. Observando el esquema y considerando que los ángulos involucrados son pequeños ($\sin \hat{\alpha} \approx \text{tg } \hat{\alpha} \approx \hat{\alpha}$), puede deducirse la siguiente ecuación:

$$\eta = \frac{D_S}{D_L} \xi - D_{LS} \hat{\alpha}(\vec{\xi}) \quad (43)$$

donde D_{LS} es la distancia diametral angular de la lente a la fuente (recordar que $D_{LS} \neq D_S - D_L$, ver Sub-subsección 1.1.1.3). Si introducimos coordenadas angulares ($\vec{\eta} = D_S \vec{\beta}$ y $\vec{\xi} = D_L \vec{\theta}$) y definiendo el ángulo de deflexión escalado como:

$$\vec{\alpha}(\vec{\theta}) = \frac{D_{LS}}{D_S} \hat{\alpha}(\vec{\xi}) \quad (44)$$

obtenemos la ecuación de la lente:

$$\vec{\beta} = \vec{\theta} - \vec{\alpha}(\vec{\theta}) \quad (45)$$

Esta ecuación relaciona la posición de la fuente con su posición observada en el cielo, por lo que la imagen de una fuente que se encuentre a una distancia angular $\vec{\beta}$ del eje óptico, se observará a una distancia $\vec{\theta}$. En los casos en los cuales exista más de una coordenada $\vec{\theta}$ que satisfaga la ecuación 45, la lente producirá imágenes múltiples y se observará más de una imagen correspondientes a una misma fuente.

Definimos ahora dos cantidades, la *densidad superficial de masa crítica* Σ_{cr} y la *convergencia*, κ :

$$\kappa(\vec{\theta}) := \frac{\Sigma(D_L \vec{\theta})}{\Sigma_{cr}} \quad ; \quad \Sigma_{cr} := \frac{c^2}{4\pi G} \frac{D_S}{D_L D_{LS}} \quad (46)$$

Notemos que Σ_{cr} depende únicamente de la configuración del sistema observador-lente-fuente, es decir de las distancias involucradas entre estas componentes. Podemos expresar el ángulo de deflexión escalado en función de estas cantidades:

$$\vec{\alpha}(\vec{\theta}) = \frac{1}{\pi} \int_{\mathcal{R}^2} \kappa(\vec{\theta}') \frac{\vec{\theta} - \vec{\theta}'}{\|\vec{\theta} - \vec{\theta}'\|^2} d^2\theta' \quad (47)$$

La ecuación de la lente 45 describe la transformación $\vec{\theta} \rightarrow \vec{\beta}$, desde el plano de la lente al plano de la fuente, para una distribución de masa $\Sigma(\vec{\xi})$. Esta transformación puede, en principio, ser fácilmente calculada. Sin embargo, dado que la transformación $\vec{\theta} \rightarrow \vec{\beta}$ no es lineal y teniendo en cuenta que el número total de imágenes no se conoce a priori, resolverla no es una tarea sencilla en la mayoría de los casos.

2.2.3 El potencial de la lente y el tiempo de retraso

Una distribución de masa está caracterizada por su *potencial efectivo de lente*, definido a partir de la proyección del potencial gravitatorio Newtoniano, $\Phi(\vec{r})$, proyectando en el plano de la lente y escalado adecuadamente:

$$\psi(\vec{\theta}) = \frac{D_{LS}}{D_L D_S} \frac{2}{c^2} \int \Phi(\vec{r}) dz \quad (48)$$

Puede demostrarse que el gradiente del potencial está relacionado con el ángulo de deflexión:

$$\vec{\nabla} \psi(\vec{\theta}) = \vec{\alpha}(\vec{\theta}) \quad (49)$$

A su vez, el laplaciano está relacionado con la convergencia:

$$\Delta \psi(\vec{\theta}) = 2\kappa(\vec{\theta}) \quad (50)$$

Lo cual se conoce como la *Ecuación de Poisson* en dos dimensiones. Cabe destacar la semejanza entre esta relación y la ecuación de Poisson estándar para la gravedad tridimensional, en donde ψ es análogo al potencial gravitatorio, $\vec{\alpha}$ corresponde al vector aceleración y κ a la densidad volumétrica.

Definimos la función escalar denominada *potencial de Fermat* como:

$$\tau(\vec{\theta}, \vec{\beta}) = \frac{1}{2}(\vec{\theta} - \vec{\beta})^2 - \psi(\vec{\theta}) \quad (51)$$

Puede mostrarse que (Schneider, 1985):

$$\tau(\vec{\theta}, \vec{\beta}) = \tau_{\text{geom}} + \tau_{\text{grav}} = \frac{1 + z_L}{c} \frac{D_L D_S}{D_{LS}} \left(\frac{1}{2}(\vec{\theta} - \vec{\beta})^2 - \psi \right) \quad (52)$$

a la cual denominamos *tiempo de retraso* o *tiempo de delay*. El tiempo de retraso es una función de la geometría de la imagen, $(\vec{\theta}, \vec{\beta})$, del potencial de la lente, ψ , y de la configuración del sistema a través de las distancias. Esta cantidad expresa el tiempo de arribo de un rayo de luz que parte inicialmente de la posición $\vec{\beta}$ y que atraviesa el plano de la lente en $\vec{\theta}$. El término geométrico, τ_{geom} , refleja el camino extra que debe recorrer la luz debido a la presencia de la lente. El término gravitatorio, τ_{grav} , es el retardo debido al potencial gravitatorio de la lente, conocido como *retraso de Shapiro*.

A partir de la ecuación 52 se puede obtener:

$$\vec{\nabla}_{\vec{\theta}} \left(\frac{1}{2}(\vec{\theta} - \vec{\beta})^2 - \psi \right) = 0 \quad (53)$$

Esta ecuación expresa que las imágenes se formarán en las regiones en las que el tiempo de retraso sea estacionario, lo cual expresa el principio de Fermat en el contexto de las lentes para una distribución de materia en un plano.

2.2.4 Magnificación y distorsión

Dado que la deflexión de la luz dependerá de la posición inicial del rayo de luz, las formas originales de las fuentes de objetos extendidos se modificarán. En general, para poder encontrar la forma de la imagen resultante sería necesario resolver la ecuación de la lente para cada uno de los rayos de luz que componen la fuente. Sin embargo, si analizamos el efecto de lente gravitacional como una transformación lineal, podemos describir las distorsiones que sufriría una fuente extendida infinitesimal a partir de la matriz Jacobiana asociada a la transformación. En las cercanías de un punto arbitrario, la transformación de la lente puede describirse a partir de la matriz Jacobiana,

$$\mathcal{A}(\vec{\theta}) = \frac{\partial \vec{\beta}}{\partial \vec{\theta}} = \left(\delta_{ij} - \frac{\partial \psi(\vec{\theta})}{\partial \theta_i \theta_j} \right) \quad (54)$$

Definiendo las componentes de un pseudo-vector en el plano de la lente denominado *shear*, $\gamma \equiv \gamma_1 + i\gamma_2$, como:

$$\gamma_1(\vec{\theta}) = \frac{1}{2}(\psi_{11} - \psi_{22}) = \gamma(\vec{\theta}) \cos[2\phi(\vec{\theta})] \quad (55)$$

$$\gamma_2(\vec{\theta}) = \psi_{12} = \psi_{21} = \gamma(\vec{\theta})\text{sen}[2\phi(\vec{\theta})] \quad (56)$$

En esta ecuación ϕ representa la dirección de la fuerza de marea inducida por el *shear*, relativo al sistema de coordenadas. Teniendo en cuenta además, la relación entre el Laplaciano del potencial de la lente y la convergencia (Ecuación 50), podemos expresar la matriz Jacobiana como:

$$\mathcal{A}(\vec{\theta}) = \begin{pmatrix} 1 - \kappa - \gamma_1 & -\gamma_2 \\ -\gamma_2 & 1 - \kappa + \gamma_1 \end{pmatrix} \quad (57)$$

$$\mathcal{A}(\vec{\theta}) = (1 - \kappa) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} - \gamma \begin{pmatrix} \cos(2\phi) & \text{sen}(2\phi) \\ \text{sen}(2\phi) & -\cos(2\phi) \end{pmatrix} \quad (58)$$

La última ecuación explica el significado de la convergencia y el *shear*. La distorsión producida por la convergencia es isótropa, es decir que la imagen solo es escalada por un factor constante en todas las direcciones. Por otro lado, el *shear* prolonga la forma de la fuente en una dirección privilegiada. Por esta razón, una fuente circular infinitesimal de radio r será transformada en una elipse, cuyos semiejes serán:

$$a = \frac{r}{1 - \kappa - |\gamma|}, \quad b = \frac{r}{1 - \kappa + |\gamma|} \quad (59)$$

Es útil definir el *shear reducido* como:

$$g \equiv \frac{|\gamma|}{1 - \kappa} e^{2i\phi} \quad (60)$$

cuyas componentes determinan el cambio de la forma entre la fuente y la imagen.

Una consecuencia importante sobre la distorsión de la fuente, es la magnificación de la imagen. La ecuación de la lente nos indica cómo el elemento de ángulo sólido $\delta\beta^2$ es transformado en el ángulo sólido $\delta\theta^2$. De acuerdo con el *Teorema de Liouville*, no se emiten ni se absorben fotones durante la deflexión de la luz, el efecto de lente conserva el brillo superficial. Sin embargo, dado que el ángulo sólido de la imagen se modifica, el flujo recibido a partir de la fuente es magnificado o demagnificado según sea el caso. La inversa de la matriz Jacobiana es llamada el tensor de magnificación:

$$\mathcal{M}(\vec{\theta}) = \mathcal{A}^{-1} \quad (61)$$

Esta matriz, contiene la información acerca de la transformación de la fuente al plano de la imagen. Se define la magnificación como el determinante de esta matriz:

$$\mu \equiv \det \mathcal{M} = \frac{1}{\det \mathcal{A}} = \frac{1}{(1 - \kappa)^2 - \|\gamma\|^2} \quad (62)$$

Por consiguiente, a primer orden, tanto la forma como el tamaño de la fuente son distorsionadas. La distorsión es un efecto generado por el campo gravitatorio, descrito por el *shear* γ , mientras que la magnificación es causada por el desenfoque isótropo ocasionado por la distribución de materia local κ y el desenfoque anisótropo debido al *shear*. El signo de la magnificación define la *paridad* de la imagen, una paridad negativa indica que la imagen estará invertida con respecto a la fuente, en forma análoga al efecto producido por un espejo. Los flujos observados



Figura 6.: Ejemplo de arco en el cúmulo de galaxias Abell 1689. El cúmulo actúa como una lente gravitacional distorsionando las formas y causando imágenes múltiples de las galaxias que se encuentran por detrás del cúmulo. Crédito: NASA, N. Benitez (JHU), T. Broadhurst (The Hebrew University), H. Ford (JHU), M. Clampin(STScI), G. Hartig (STScI), G. Illingworth (UCO/Lick Observatory), the ACS Science Team and ESA.

están determinados por el valor absoluto de la magnificación, de esta forma una fuente con $|\mu| < 1$ se verá demagnificada mientras que si $|\mu| > 1$ la imagen de la fuente será magnificada.

2.2.5 Curvas Críticas y Caústicas

Las regiones en las cuales se anula el determinante de la matriz jacobiana, definen funciones $\det \mathcal{A}(\vec{\theta}) = 0$ en el plano de la imagen denominadas *curvas críticas*. Al mapear las curvas críticas al plano de la imagen se obtienen las *caústicas*, las cuales no son funciones necesariamente suaves, sino que pueden presentar picos.

En estas regiones, para el caso de una fuente puntual, la magnificación formalmente diverge de acuerdo con la ecuación 62, sin embargo esto no es físicamente plausible. Para este caso particular, la aproximación de óptica geométrica deja de ser válida y es necesario realizar consideraciones acerca del carácter ondulatorio de la luz. El resultante patrón de difracción predice valores de magnificación muy altos pero finitos (Ohanian, 1983). Por lo tanto, una fuente que se localice cerca de una caústica producirá imágenes altamente magnificadas cerca de las correspondientes curvas críticas en el plano de lente.

Asumiendo un perfil de masa para la lente tal que el ángulo de deflexión tienda a cero para grandes valores de $\|\vec{\theta}\|$ (lo cual es válido para todas las lentes reales), una fuente localizada a una gran distancia $\|\vec{\beta}\|$ respecto del eje óptico tendrá una única imagen en $\vec{\theta} \approx \vec{\beta}$. Es decir, una fuente que se encuentre a una gran distancia respecto del eje óptico, no verá modificada su posición respecto a la presencia de la lente. Es posible resolver la transformación de la lente, descrita por la Ecuación 54, siempre y cuando el $\det \mathcal{A} \neq 0$. Esto implica que el cambio de la posición de la fuente no conduce a la creación de nuevas imágenes, mientras la misma no atraviese una caústica. Cuando la posición de la fuente cruza una caústica, un par de imágenes cercanas a la curva crítica correspondiente son creadas o destruidas, dependiendo

de la dirección en la cuál se mueve la fuente. Si una fuente extendida se encuentra sobre una cáustica, las dos o tres imágenes correspondientes se fusionan. Dado que el $\det \mathcal{A} = 0$ en esta región, al menos uno de los autovalores de \mathcal{A} se anula, por lo que la imagen sufrirá una fuerte distorsión en la dirección del autovector correspondiente. La imagen de una fuente circular puede ser altamente elongada lo cual explica la presencia de los arcos luminosos que se observan en los cúmulos de galaxias (Figura 6). Por lo tanto, el número de imágenes que se observarán de una determinada fuente dependerá de su localización respecto a las curvas cáusticas (Figura 7). Por otro lado, mientras que las cáusticas, dividen el plano de la fuente en regiones en las cuales el número de imágenes es constante, la curvas críticas divide el plano de la imagen en regiones de paridad positiva ($\mu > 0$) y negativa ($\mu < 0$).

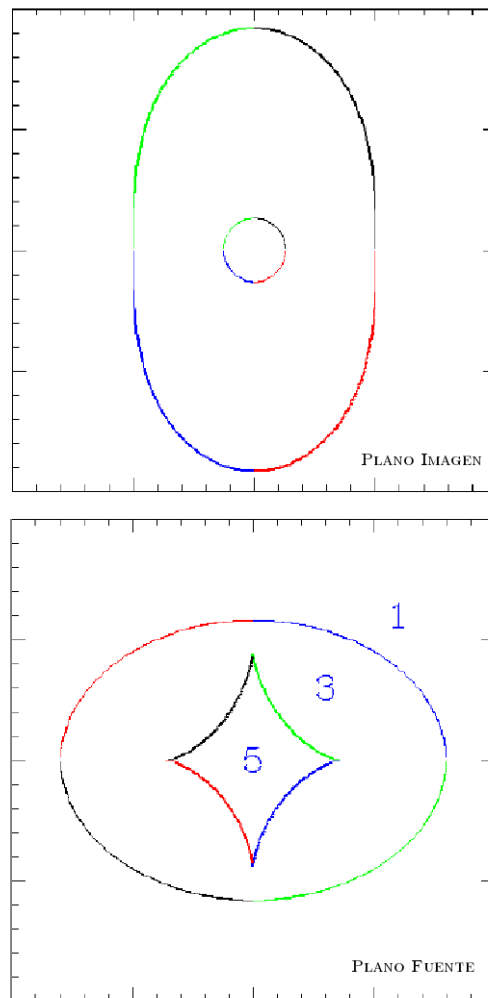


Figura 7.: Curvas críticas (panel superior) y cáusticas (panel inferior) para una lente con una distribución de masa elíptica. Los números en el panel inferior representan el número de imágenes que se observarán para una fuente localizada en estas regiones (Extraído de Wambsganss (1998)).

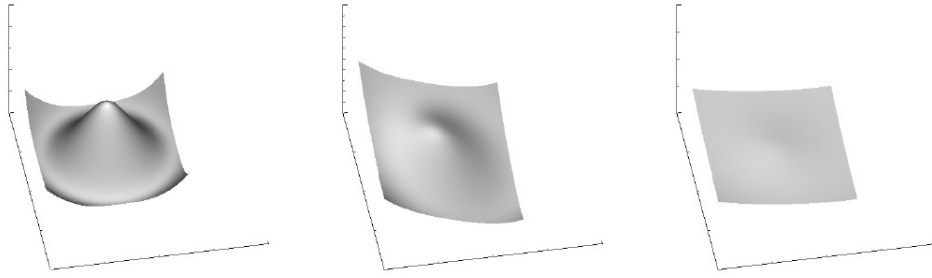


Figura 8.: Superficies de tiempo de retraso calculadas para una lente con una distribución de masa axialmente simétrica. El panel derecho muestra el caso para el cual la fuente y la lente se encuentran alineadas con el eje óptico. En el panel medio e izquierdo se muestran los casos en los cuales la fuente se aleja del eje óptico (Extraído de Meneghetti, 1996)).

2.2.6 Tipos y número de imágenes

Como vimos de acuerdo con la ecuación 53, las imágenes solo se formarán en aquellos puntos en los cuales el tiempo de retraso sea estacionario. Esto arroja una útil clasificación de las imágenes de acuerdo a si las mismas se ubican en un máximo, un mínimo o un punto ensilladura de la función $\tau(\vec{\theta}, \vec{\beta})$. Dado que la matriz jacobiana es el Hessiano de τ ($\mathcal{A}_{ij} = \partial^2 \tau / (\partial \theta_i \partial \theta_j)$), podemos clasificar las imágenes teniendo en cuenta la traza y el determinante de \mathcal{A} en la posición de la imagen θ , $\text{tr} \mathcal{A}(\theta)$ y $\det \mathcal{A}(\theta)$. Definimos entonces, tres tipos imágenes teniendo en cuenta estos criterios:

IMÁGENES TIPO I: son aquellas que se forman en los mínimos de la superficie de tiempo de retraso, para el cuál se cumple $\text{tr} \mathcal{A} > 0$ y $\det \mathcal{A} > 0$ y que por lo tanto tienen una magnificación positiva.

IMÁGENES TIPO II: corresponden a los puntos de ensilladura de la superficie del tiempo de retraso, donde $\det \mathcal{A} < 0$ y por consiguiente la imagen se observa demagnificada.

IMÁGENES TIPO III: correspondientes a los máximos de la superficie del tiempo de retraso, donde $\text{tr} \mathcal{A} < 0$ y $\det \mathcal{A} > 0$ y, al igual que las imágenes tipo I, se observan magnificadas.

Dado que $\text{tr} \mathcal{A} = 2(1 - \kappa)$, las imágenes tipo I y tipo III suceden siempre y cuando $\kappa < 1$ y $\kappa > 1$, respectivamente. Como el Hessiano, \mathcal{A} , describe la curvatura de la superficie del tiempo de retraso, la magnificación de la imagen será mayor en la dirección en la cual la curvatura es menor. En la Figura 8 se muestran algunos ejemplos de superficies de tiempo de retraso para una lente con una distribución de masa axisimétrica cuya densidad decrece con la distancia al cuadrado. Las superficies se grafican para tres posiciones de la fuente. Cuando la fuente y la lente están alineadas, el mínimo de la superficie está localizado en un anillo, mientras que el máximo se encuentra en la posición del centro de la distribución de masa de la lente. En este caso la fuente posee dos imágenes, una imagen tipo I en forma de anillo (Anillo de Einstein) y una imagen tipo III en el centro de la lente. A me-

dida que la fuente se aparta del eje óptico, el anillo se rompe dando lugar a tres imágenes; tipo I, tipo II y tipo III.

Burke (1981) demostró que, para el caso de una lente con una distribución de densidad superficial de masa suave que decrece más rápido que $\|\vec{\theta}\|^{-1}$ para $\|\vec{\theta}\| \rightarrow \infty$, el número de imágenes que se observarán de la fuente con paridad positiva (tipo I y tipo III) será igual al número de puntos de ensilladura más uno ($n_I + n_{III} = n_{II} + 1$, donde n_I , n_{II} y n_{III} corresponde al número de imágenes tipo I, II y III, respectivamente) y al menos una de éstas corresponderá a un mínimo ($n_I \neq 0$). Por lo tanto el número total de imágenes será impar ($n_{\text{tot}} = n_I + n_{III} + n_{II} = 2n_{II} + 1$), lo cual es consistente con el hecho de que cuando la fuente atraviesa una caústica cambia el número de imágenes en ± 2 . El hecho de que al menos una de las imágenes debe corresponder a un mínimo de τ se debe a que esta función se comporta como $\|\vec{\theta}\|^2/2$ para $\|\vec{\theta}\| \rightarrow \infty$, es decir es creciente para grandes valores de $\|\vec{\theta}\|$, y como la misma es suave debe poseer al menos un mínimo.

La distribución de masa de una lente puede producir imágenes múltiples sí, y solo sí, existe un punto $\vec{\theta}_0$ tal que $\det \mathcal{A}(\vec{\theta}_0) < 0$. Esto puede demostrarse teniendo en cuenta que $\vec{\theta}_0$ corresponderá a un punto de ensilladura, y considerando lo demostrado por Burke (1981), existirán al menos dos imágenes más de la fuente. Si el $\det \mathcal{A}(\vec{\theta}) > 0$ para todo $\vec{\theta}$, la transformación es globalmente invertible y por lo tanto no ocurrirán imágenes múltiples. Una condición suficiente para la formación de imágenes múltiples es que exista un punto $\vec{\theta}_0$ tal que $\kappa(\vec{\theta}_0) < 1$. En este caso, la fuente posee una imagen que corresponde a un máximo y por lo tanto deben existir al menos dos imágenes más. Sin embargo, esta no es una condición necesaria dado que es posible la existencia de imágenes múltiples para distribuciones de masas en las cuales $\kappa(\vec{\theta}) > 1$ para todo $\vec{\theta}$, en cuyo caso se formarán imágenes tipo I y II.

2.2.7 Degeneración de hoja de masa

Si multiplicamos el jacobiano por un factor $\lambda \neq 0$,

$$\mathcal{A} \rightarrow \lambda \mathcal{A} \equiv \mathcal{A}' \quad (63)$$

Escalar el jacobiano de esta forma, simplemente agranda las fuentes sin modificarle las formas, por lo que el *shear* permanece invariante mientras que la convergencia es reescalada:

$$(1 - \kappa_\lambda) = \lambda(1 - \kappa) \rightarrow \kappa_\lambda = 1 - \lambda + \lambda\kappa \quad (64)$$

La ecuación de la lente en este caso será:

$$\vec{\beta} = \vec{\theta} - \alpha'_\lambda(\vec{\theta}) \quad (65)$$

con,

$$\alpha'_\lambda(\vec{\theta}) = (1 - \lambda)\vec{\theta} - \lambda\alpha(\vec{\theta}) \quad (66)$$

Combinando estas dos últimas ecuaciones obtenemos:

$$\frac{\vec{\beta}}{\lambda} = \vec{\theta} - \alpha(\vec{\theta}) \quad (67)$$

por lo que para esta transformación, la ecuación de la lente permanece invariante salvo que las coordenadas en el plano de la fuente son multiplicadas por un factor $1/\lambda$. Sin embargo, este reescalo no es directamente observable y, a menos que se establezca una escala para la fuente (tamaño o luminosidad) o una escala para la masa de la lente, no puede diferenciarse entre una situación descrita por κ o por κ_λ . Si asumimos $\lambda = 1 + \delta \approx 1$,

$$\kappa_\lambda = \delta + \kappa \quad (68)$$

por lo que la transformación se corresponde con sumarle una constante de densidad de masa superficial a la lente. A esta invarianza se la conoce como la *degeneración de hoja de masa* (Falco, Schneps y Kurtz, 1985; Gorenstein, Shapiro y Falco, 1988). En general, si no es especificada una escala absoluta para la fuente (tamaño o luminosidad) o una escala absoluta para la masa de la lente (por ejemplo a partir de determinaciones dinámicas), no puede distinguirse entre un modelo descrito por κ de un descrito por κ_λ . Esta degeneración puede romperse si se observan fuentes a distintas distancias D_S afectadas por la lente, dado que para una dada distribución de masa proyectada la convergencia será diferente para las distintas distancias a las fuentes, debido a que κ esta relacionada con la Σ_{cr} y, por ende, con el *redshift* de la fuente.

2.2.8 Modelos de masa simples

Podemos obtener soluciones analíticas para el ángulo de deflexión para algunos modelos de distribución de masa de la lente relativamente simples. Esto nos permitirá establecer algunas propiedades generales de las lentes y resolver ciertas situaciones sobre qué configuración de lente-fuente da origen a las imágenes observadas. Existe una gran cantidad de modelos con simetría esférica que describen relativamente bien las situaciones físicas en diferentes escalas. La distribución de masa de objetos compactos que actúan como lentes, como agujeros negros, puede describirse a partir de un modelo de lente puntual, mientras que la de las galaxias elípticas está descrita por perfiles de esfera isoterma. Sin embargo, para una descripción más detallada de la distribución de masa de las lentes es necesario llevar a cabo consideraciones acerca de las desviaciones de la simetría, de forma tal de realizar descripciones más realistas.

En esta subsección describiremos algunos de los modelos de masa más ampliamente usados para estimar masas de lentes, a partir de la medición de las formas y magnitudes de las imágenes observadas de las fuentes.

2.2.8.1 Masa puntual

Para una masa puntual, vimos que el ángulo de deflexión estará dado por:

$$\hat{\alpha}(\vec{\xi}) = \frac{4GM}{c^2} \frac{\vec{\xi}}{\|\xi\|^2} \quad (69)$$

La ecuación de la lente para este caso será,

$$\vec{\beta} = \theta - \frac{4GMD_{LS}}{c^2 D_L D_S} \frac{\vec{\theta}}{\|\theta\|^2} = \vec{\theta} - \theta_E^2 \frac{\vec{\theta}}{\|\theta\|^2} \quad (70)$$

en donde hemos definido el radio de Einstein como:

$$\theta_E \equiv \sqrt{\frac{4GM D_{LS}}{c^2 D_L D_S}} \quad (71)$$

el cual depende de la masa de la lente y de las distancias entre el observador, la lente y la fuente. Dada la simetría del modelo, β se encuentra en la misma dirección de θ , por lo que podemos analizar la situación en una dimensión sin perder generalidad. Escalando los ángulos $x := \theta/\theta_E$ e $y := \beta/\beta_E$, la ecuación de la lente puede escribirse como $y = x - 1/x$ y tendrá dos soluciones:

$$x_{\pm} = \frac{1}{2}(y \pm \sqrt{y^2 + 4}) \quad (72)$$

es decir, una imagen a cada lado de la lente. Podríamos preguntarnos por qué no se forman tres imágenes, dado que vimos que el número total de imágenes de una fuente será impar. Esto se debe a que la distribución de masa adoptada es singular, por lo que el *tiempo de retraso* no será una superficie suave. Si la fuente está alineada con la lente, es decir $y = 0$, $x_{\pm} = 1$, la imagen tendrá forma de anillo con radio θ_E . Para el caso para el cual $\beta \rightarrow \infty$, $\theta_- = x_- \theta_E \rightarrow 0$ mientras que $\theta_+ = x_+ \theta_E \rightarrow \beta$, por lo que para grandes separaciones angulares entre la fuente y la lente, la posición de la fuente permanece inalterada.

Podemos analizar la magnificación de las imágenes a partir del determinante de la matriz jacobiana:

$$\begin{aligned} \mathcal{A} &= \frac{y}{x} \frac{\partial y}{\partial x} = \left(1 - \frac{\alpha}{x}\right) \left(1 - \frac{\partial \alpha}{\partial x}\right) \\ &= \left(1 - \frac{1}{x^2}\right) \left(1 + \frac{1}{x^2}\right) = 1 - \frac{1}{x^4} \end{aligned} \quad (73)$$

Por lo tanto la magnificación de cada imagen será:

$$\begin{aligned} \mu_{\pm} &= \frac{1}{\det \mathcal{A}} = \left[1 - \left(\frac{1}{x_{\pm}}\right)^4\right]^{-1} \\ &= \pm \frac{1}{4} \left(\frac{y}{\sqrt{y^2 + 4}} + \frac{\sqrt{y^2 + 4}}{y} \pm 2\right) \end{aligned} \quad (74)$$

Mientras que la magnificación total puede obtenerse como:

$$\mu \equiv \mu_+ + |\mu_-| = \frac{y^2 + 2}{y\sqrt{y^2 + 4}} \quad (75)$$

Como puede apreciarse, dado que $x_+ \geq 1$, la imagen se verá magnificada, $\mu(x_+) \equiv \mu_+ \geq 1$. Por otro lado, la imagen correspondiente a x_- es demagnificada, y la magnificación tenderá a cero cuando la separación angular entre la fuente y la lente sea mayor ($\beta \rightarrow \infty \Rightarrow x_- \rightarrow 0 \Rightarrow \mu \rightarrow 0$). Cabe notar que para el caso en el cual la lente se encuentra alineada con la fuente, vimos que $x = \pm 1$, y la magnificación diverge formalmente.

2.2.8.2 Modelos de masa axisimétricos. Generalidades.

La principal ventaja de estos modelos es que la distribución de materia está caracterizada por una densidad de masa superficial que es independiente del ángulo de posición con respecto al centro de la lente ($\Sigma(\vec{\xi}) = \Sigma(\|\vec{\xi}\|) = \Sigma(\xi)$), por lo que podemos realizar el análisis en una dimensión sin perder generalidad. El ángulo de deflexión puede calcularse a partir de la ecuación 47 teniendo en cuenta la ecuación 46:

$$\hat{\alpha}(\vec{\xi}) = \frac{\vec{\xi}}{\|\vec{\xi}\|^2} \frac{4G}{c^2} 2\pi \int_0^{\vec{\xi}} \vec{\xi}' \Sigma(\xi') d^2 \xi' \quad (76)$$

Considerando que $\vec{\xi}$ y $\hat{\alpha}$ son colineales, podemos escribir al ángulo de deflexión escalado como:

$$\hat{\alpha} = \frac{4GM(\xi)}{c^2 \xi} \quad (77)$$

Donde $M(\xi)$ es la masa proyectada encerrada por el círculo de radio $\|\vec{\xi}\| = \xi$. Definiendo la masa adimensional dentro de un radio $\|\vec{\theta}\| = \theta$ y la densidad superficial de masa media dentro de θ , $\bar{\kappa}(\theta)$:

$$m(\theta) = \int_0^\theta \theta' \kappa(\theta') d\theta', \quad \bar{\kappa}(\theta) = \frac{m(\theta)}{\theta^2} \quad (78)$$

Podemos escribir la ecuación de la lente como:

$$\vec{\beta} = \vec{\theta} - \vec{\alpha}(\vec{\theta}) = \vec{\theta} - \bar{\kappa}(\|\vec{\theta}\|)\vec{\theta} = [1 - \bar{\kappa}(\|\vec{\theta}\|)]\vec{\theta} \quad (79)$$

A partir de esta ecuación podemos calcular el jacobiano diferenciando,

$$\mathcal{A} = [1 - \bar{\kappa}(\|\vec{\theta}\|)]\mathcal{J} - \frac{\bar{\kappa}'}{\|\vec{\theta}\|} \begin{pmatrix} \theta_1^2 & \theta_1 \theta_2 \\ \theta_1 \theta_2 & \theta_2^2 \end{pmatrix} \quad (80)$$

donde \mathcal{J} es la matriz de identidad bidimensional, $\bar{\kappa}' \equiv d\bar{\kappa}/d\theta = 2[\kappa(\theta) - \bar{\kappa}(\theta)]/\theta$, θ_1 y θ_2 son las componentes del vector posición en el plano del imagen. Expresando las componentes de $\vec{\theta}$ en coordenadas polares, $\theta_1 = \|\theta\|\cos\phi$ y $\theta_2 = \|\theta\|\sin\phi$, obtenemos:

$$\mathcal{A} = [1 - \bar{\kappa}(\|\vec{\theta}\|)] \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} - (\kappa(\|\vec{\theta}\|) - \bar{\kappa}(\|\vec{\theta}\|)) \begin{pmatrix} \cos 2\phi & \sin 2\phi \\ \sin 2\phi & -\cos 2\phi \end{pmatrix} \quad (81)$$

Comparando esta ecuación con la ecuación 58, podemos notar que la expresión del *shear* será:

$$\gamma(\vec{\theta}) = [\kappa(\|\vec{\theta}\|) - \bar{\kappa}(\|\vec{\theta}\|)]e^{2i\phi} \quad (82)$$

donde la fase del *shear* es la misma que la del polar $\vec{\theta}$. El determinante de la matriz Jacobiana será:

$$\det \mathcal{A} = (1 - \bar{\kappa})(1 + \bar{\kappa} - 2\kappa) \quad (83)$$

Las curvas críticas, que en este caso serán círculos, ocurrirán cuando $1 - \bar{\kappa}(\|\vec{\theta}\|) = 0$ o cuando $1 + \bar{\kappa}(\|\vec{\theta}\|) - 2\kappa(\|\vec{\theta}\|) = 0$. Las primeras definen las llamadas *curvas tangenciales* mientras que las segundas definen las *curvas radiales*, dado que la imagen de una fuente posicionada en las regiones donde se anula el primer autovalor es-

tará fuertemente elongada en la dirección tangencial, mientras que si se encuentra cerca de las regiones donde se anula el segundo autovalor se verá elongada en la dirección radial.

A continuación veremos algunos ejemplos de los modelos más usados de lentes axisimétricos para la descripción de halos de materia oscura.

2.2.8.3 Perfil singular de esfera isoterma - SIS

Un modelo simple, el cual se aplica para describir las distribuciones de densidad de galaxias y cúmulos, es el perfil singular de esfera isoterma (a partir de sus siglas en inglés, SIS). Este surge de la caracterización de partículas auto-gravitantes las cuales poseen una distribución de velocidad Maxwelliana para todos los radios, y que están descritas por un único parámetro, la dispersión de velocidades tridimensional $\sqrt{3}\sigma_V$. La distribución de densidad está descrita por:

$$\rho = \frac{\sigma_V^2}{2\pi G r^2} \quad (84)$$

Esta distribución de masa diverge con $\rho \propto r^{-2}$ y la masa total de la distribución diverge con $r \rightarrow \infty$. Dada la simetría del sistema, es conveniente utilizar coordenadas polares, de forma tal que $\|\vec{\xi}\| = \xi$ y $\|\vec{\theta}\| = \theta$. Proyectando la densidad tridimensional a lo largo de la línea de la visual, obtenemos la densidad de masa proyectada

$$\begin{aligned} \Sigma(\xi) &= 2 \frac{\sigma_V^2}{2\pi G} \int_0^\infty \frac{dz^2}{\xi^2 + z^2} \\ &= \frac{\sigma_V^2}{2G} \xi^{-1} \end{aligned} \quad (85)$$

El radio de Einstein para esta distribución de masa, se puede obtener integrando esta ecuación para calcular la masa dentro de este radio, $M(\theta < \theta_E) = M(\theta_E)$:

$$\begin{aligned} \theta_E &= \sqrt{\frac{4GM(\theta_E)}{c^2} \frac{D_{LS}}{D_L D_S}} \\ &= 4\pi \left(\frac{\sigma_V}{c}\right)^2 \frac{D_{LS}}{D_S} \end{aligned} \quad (86)$$

En términos del cuál podemos obtener:

$$\kappa(\theta) = \frac{\theta_E}{2\theta}; \quad \bar{\kappa}(\theta) = \frac{\theta_E}{\theta}; \quad |\gamma|(\theta) = \frac{\theta_E}{2\theta}; \quad \vec{\alpha}(\vec{\theta}) = \theta_E \hat{\theta} \quad (87)$$

Notar que el módulo del ángulo de deflexión es constante y está en la misma dirección que el versor, $\hat{\theta} = \vec{\theta}/\|\vec{\theta}\|$.

2.2.8.4 Perfil de densidad de Navarro-Frenk & White

A partir de simulaciones numéricas, se puede estudiar el perfil de densidad de halos de materia oscura. Navarro, Frenk y White (1997) encontraron la siguiente expresión para describir la distribución de densidad de masa de halos:

$$\rho(r) = \frac{\delta_c \rho_{cr}(z)}{(r/r_s)(1+r/r_s)^2} \quad (88)$$

que se define como el perfil NFW, donde r_s es un radio de escala característico y $\rho_{cr}(z) = 3H^2(z)/(8\pi G)$ es la densidad crítica del universo al *redshift* del halo. El radio característico se relaciona con el radio R_{200} a partir del *parámetro de concentración* $c_{200} = R_{200}/r_s$, donde R_{200} se define como el radio que encierra una densidad media igual a $200\rho_{cr}(z)$. A partir de esta definición podemos relacionar el parámetro de concentración con δ_c a partir de:

$$\delta_c = \frac{200}{3} \frac{c^3}{\ln(1+c) - c/(1+c)} \quad (89)$$

Este perfil parece ser una buena descripción de la distribución radial de masa de los halos simulados, cubriendo 9 órdenes de magnitud en masa, desde cúmulos globulares hasta cúmulos de galaxias. La generalización aparente de este perfil ha sido confirmada por un gran número de estudios (e.g., Bartelmann y col., 1998;

Cole y Lacey, 1996; Kravtsov, Klypin y Khokhlov, 1997; Thomas y et. al. 1998; Tormen, Bouchet y White, 1997), sin embargo hay varios trabajos que contradicen la validez de este modelo en las regiones centrales (e.g., Ghigna y col., 2000; Mamon y Łokas, 2005; Moore y col., 1998).

Adoptando $x = r/r_s$ podemos obtener una estimación del *shear* para este perfil teniendo en cuenta la ecuación 82:

$$\gamma_{NFW}(x) = \frac{\bar{\Sigma}_{NFW}(x) - \Sigma_{NFW}(x)}{\Sigma_{cr}} \quad (90)$$

podemos obtener $\bar{\Sigma}_{NFW}(x)$ y $\Sigma_{NFW}(x)$ integrando la ecuación 88. Por lo tanto, la dependencia radial del *shear* será (Wright y Brainerd, 2000):

$$\gamma_{NFW}(x) = \frac{r_s \delta_c \rho_c}{\Sigma_{cr}} g(x) \quad (91)$$

donde:

$$g(x) = \begin{cases} \frac{8 \operatorname{arctanh} \sqrt{(1-x)/(1+x)}}{x^2 \sqrt{1-x^2}} + \frac{4}{x^2} \ln \left(\frac{x}{2} \right) \\ - \frac{2}{x^2 - 1} + \frac{4 \operatorname{arctanh} \sqrt{(1-x)/(1+x)}}{(x^2 - 1) \sqrt{1-x^2}} & x < 1 \\ \frac{10}{3} + 4 \ln \left(\frac{1}{2} \right) & x = 1 \\ \frac{8 \operatorname{arctanh} \sqrt{(x-1)/(1+x)}}{x^2 \sqrt{x^2 - 1}} + \frac{4}{x^2} \ln \left(\frac{x}{2} \right) \\ - \frac{2}{x^2 - 1} + \frac{4 \operatorname{arctanh} \sqrt{(1-x)/(1+x)}}{(x^2 - 1)^{3/2}} & x > 1 \end{cases} \quad (92)$$

El *shear* introducido debido a la presencia de una dada lente puede calcularse a partir de la distorsión inducida en las imágenes de las galaxias fuentes, el cual a su vez puede relacionarse con los parámetros que describen el perfil (el parámetro de concentración y el radio característico) a partir de la ecuación anterior.

2.3 CLASIFICACIÓN Y APLICACIONES

Podemos dividir el fenómeno de las lentes gravitacionales en tres regímenes, las lentes gravitacionales fuertes, que comprenden las imágenes múltiples y los arcos, las lentes gravitacionales débiles, las cuales abarcan las distorsiones débiles en las imágenes individuales de las fuentes, y las microlentes, en donde las lentes son objetos compactos. Dependiendo de cada régimen es la metodología empleada para analizar el sistema y obtener información del mismo, y el campo de aplicación de este fenómeno. En las siguientes subsecciones daremos los conceptos básicos de cada uno de estos regímenes y los resultados que se pueden obtener a partir de su análisis.

2.3.1 *Microlentes*

El efecto de microlente se describe como la acción de un objeto compacto (de extensión menor al radio de Einstein) de baja masa ($\approx 10^{-6} - 10^6 M_{\odot}$) a lo largo de la línea de la visual sobre una fuente distante (estelar o galáctica). En otras palabras, para clasificar un evento como microlente, se necesitan masas suficientemente bajas, y lentes y fuentes a distancias suficientemente lejanas. Las lentes pueden ser planetas, estrellas o cualquier objeto compacto en el halo o en el núcleo de la Vía Láctea o de otras galaxias. A continuación veremos los casos más comúnmente estudiados de microlentes y sus aplicaciones

2.3.1.1 *Lente de estrellas individuales a fuentes estelares individuales*

Estudiaremos el efecto de lente producido por objetos estelares en fuentes también estelares. Para ello utilizaremos el formalismo introducido en la sección 2.2.8.1 acerca de la lente producida por un objeto puntual, en la cual concluimos que se podrían observar dos imágenes de la misma fuente (ecuación 72) y obtuvimos las magnificaciones de cada una de las imágenes (ecuación 74). Consideremos las estrellas moviéndose alrededor del centro galáctico. En este caso se introduce una componente temporal en la geometría de la lente causando que la magnificación de la estrella fuente varíe como función del tiempo. El *tiempo característico* de variación estará dado de acuerdo al tiempo de cruce de la longitud correspondiente al radio de Einstein:

$$t_E = (D_L \theta_E) / v_{\perp} \quad (93)$$

en donde v_{\perp} es la componente de la velocidad transversa de la lente relativa a la línea fuente-observador. Para $y < 1$ la magnificación total de la fuente puntual puede ser significativa en un periodo t_E . Las lentes estelares en nuestra galaxia están asociadas con tiempos característicos del orden del mes.

Asumiendo que para la duración del evento observable este movimiento es rectilíneo, el movimiento relativo entre la lente y la fuente difiere solo en el signo. Si

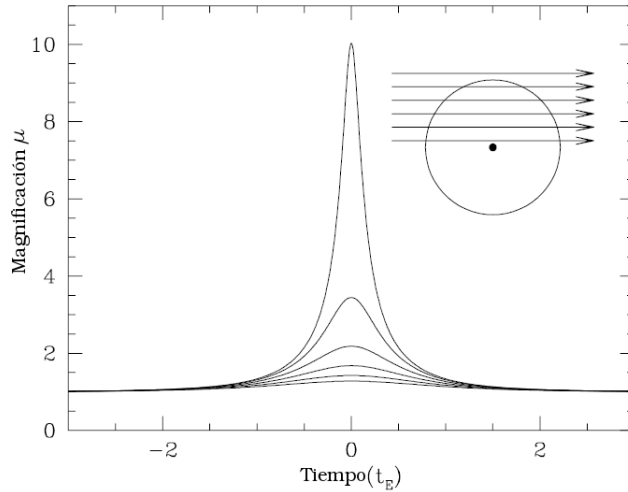


Figura 9.: Curvas de luz de una fuente puntual para diferentes parámetros de impacto (de arriba hacia abajo $y_0 = 0, 1; 0, 3; \dots; 1, 1$) y sus correspondientes trayectorias a través del anillo de Einstein. Adaptado de Schneider, Kochanek y Wambsganss (2004), cortesía de Penny Sackett.

consideramos a t_0 como el tiempo para el cual la separación fuente-lente, y , toma su menor valor mínimo y_0 , la trayectoria de la fuente puede representarse como:

$$y(t) = \sqrt{y_0^2 + \left(\frac{t - t_0}{t_E}\right)^2} \quad (94)$$

La magnificación total para todo t puede obtenerse reemplazando $y(t)$ en la ecuación 75. Por lo tanto, la correspondiente curva de luz puede obtenerse como $F(t) = \mu(t)F_s$ (en donde F_s es el flujo de la fuente sin ser afectada por la lente), algunos ejemplos se muestran en la Figura 9. Este evento de microlente puede describirse a partir de cuatro parámetros: F_0 , el cual puede estimarse a partir del brillo de la fuente antes o después del evento de microlente; t_0 , que fija un tiempo de escala arbitrario; y_0 que depende de la posición aleatoria entre la fuente y la lente; t_E , que contiene toda la información física acerca del sistema. Asumiendo que puede conocerse la distancia a la fuente, D_s , aún quedan por determinar 3 parámetros físicos: la masa de la lente M , la distancia a la lente, D_L y la velocidad transversal relativa v_{\perp} . Por lo tanto la observación del evento de microlente no es suficiente para obtener información sobre los parámetros v_{\perp} , D_L y la masa de la lente, en forma independiente.

Sin embargo este fenómeno fue utilizado para la búsqueda de objetos compactos masivos en el halo de la galaxia (MACHOs, por sus siglas en inglés *Massive Astrophysical Compact Halo Objects*), uno de los posibles candidatos a materia oscura. En el caso de que el halo estuviese altamente poblado de objetos compactos masivos, la observación de fuentes estelares lejanas (por ejemplo en la dirección de las nubes de Magallanes) arrojaría una gran cantidad de eventos de microlentes. La detección de estos eventos representa una difícil tarea dado que implica monitorear un gran número de estrellas, con buena resolución temporal con el fin de detectar fluctuaciones en sus luminosidades. Durante la década de los '90 se llevó a cabo el proyecto MACHO con el fin de detectar eventos de microlentes en la di-

rección de la Nube Mayor de Magallanes. La cantidad de eventos observados no serían suficientes para explicar la cantidad de masa en materia oscura detectada a partir de estos objetos compactos. Las detecciones realizadas concluyen en que aproximadamente un 20% de la masa del halo está constituida por objetos compactos, cuyo rango de masas más probables se encuentra entre $0,15 M_{\odot}$ y $0,9 M_{\odot}$ (Alcock y et. al. 2000). Sin embargo, este proyecto tenía como objetivo monitorear eventos con duraciones de entre las horas y los cientos de días, lo que resultaría en un rango de masas detectable de entre $10^{-6} M_{\odot}$ y $15 M_{\odot}$. Este límite superior en masas fue considerado dado que se planeaba encontrar objetos estelares en sus fases evolutivas finales, i.e. enanas blancas, estrellas de neutrones, agujeros negros o enanas marrones cuyas masas no excederían $\sim 15 M_{\odot}$ (correspondiente a la masa de un agujero negro formado por el colapso de una estrella masiva). Actualmente se discute si este límite en masa podría afectar considerablemente los resultados, dado que se espera que algunos agujeros negros primordiales superen esta cantidad. Más aún teniendo en cuenta los resultados recientes de LIGO, sobre la detección de la colisión de agujeros negros con masas iniciales $\sim 30 M_{\odot}$ (Abbott y al. 2016).

2.3.1.2 Lentes binarias

Consideraremos ahora el efecto de lente producido por dos fuentes puntuales con masas M_a y M_b , respectivamente. Dado que el ángulo de deflexión tiene una dependencia lineal con la masa, el ángulo total de deflexión para un rayo de luz que cruza el plano de la lente en $\vec{\xi}$ será:

$$\hat{\alpha} = \frac{4G}{c^2} \left[\frac{M_a}{\|\vec{\xi} - \vec{\xi}_a\|^2} (\vec{\xi} - \vec{\xi}_a) + \frac{M_b}{\|\vec{\xi} - \vec{\xi}_b\|^2} (\vec{\xi} - \vec{\xi}_b) \right] \quad (95)$$

El principal efecto de una lente binaria es la ocurrencia de cáusticas extendidas en plano de la fuente, lo que genera múltiples imágenes, que si bien no pueden ser resueltas, se manifiesta en una curva de luz con grandes picos a medida que la fuente pasa cada una de las cáusticas. En este escenario se introducen nuevos parámetros, la razón de masas, $q = M_a/M_b$, la separación entre las componentes del sistema binario, d , y el ángulo entre la línea que conecta estas componentes y la trayectoria de la fuente, ϕ . La Figura 10 muestra las curvas críticas y las cáusticas para el caso particular en el que $q = 1$ para distintas separaciones d . Como puede apreciarse cuando d es del orden del radio de θ_E las curvas críticas se fusionan. Para distancias aún menores la curva crítica se divide en tres partes. Las curvas de luz observadas dependerán del ángulo ϕ , dada la complejidad de las cáusticas. En la Figura 11 se muestran las diferentes curvas de luz observadas para distintas trayectorias de la fuente. Dado que se requieren separaciones pequeñas entre las estrellas para que sean notorios los efectos de lente (caso contrario el sistema actuará como dos lentes individuales), se espera que solo el 10% de los eventos de microlensing observados posean signos que refleje la naturaleza binaria de los sistemas.

Este tipo de situación puede ser extendida para el análisis de lentes binarias cuyas componentes son una estrella y un planeta, a fin de ser aplicado en la detección de sistemas planetarios, en cuyo caso $q = M_p/M_{\star} \ll 1$, en donde M_p y M_{\star} son las masas del planeta y de la estrella, respectivamente. A la fecha, se cuenta con

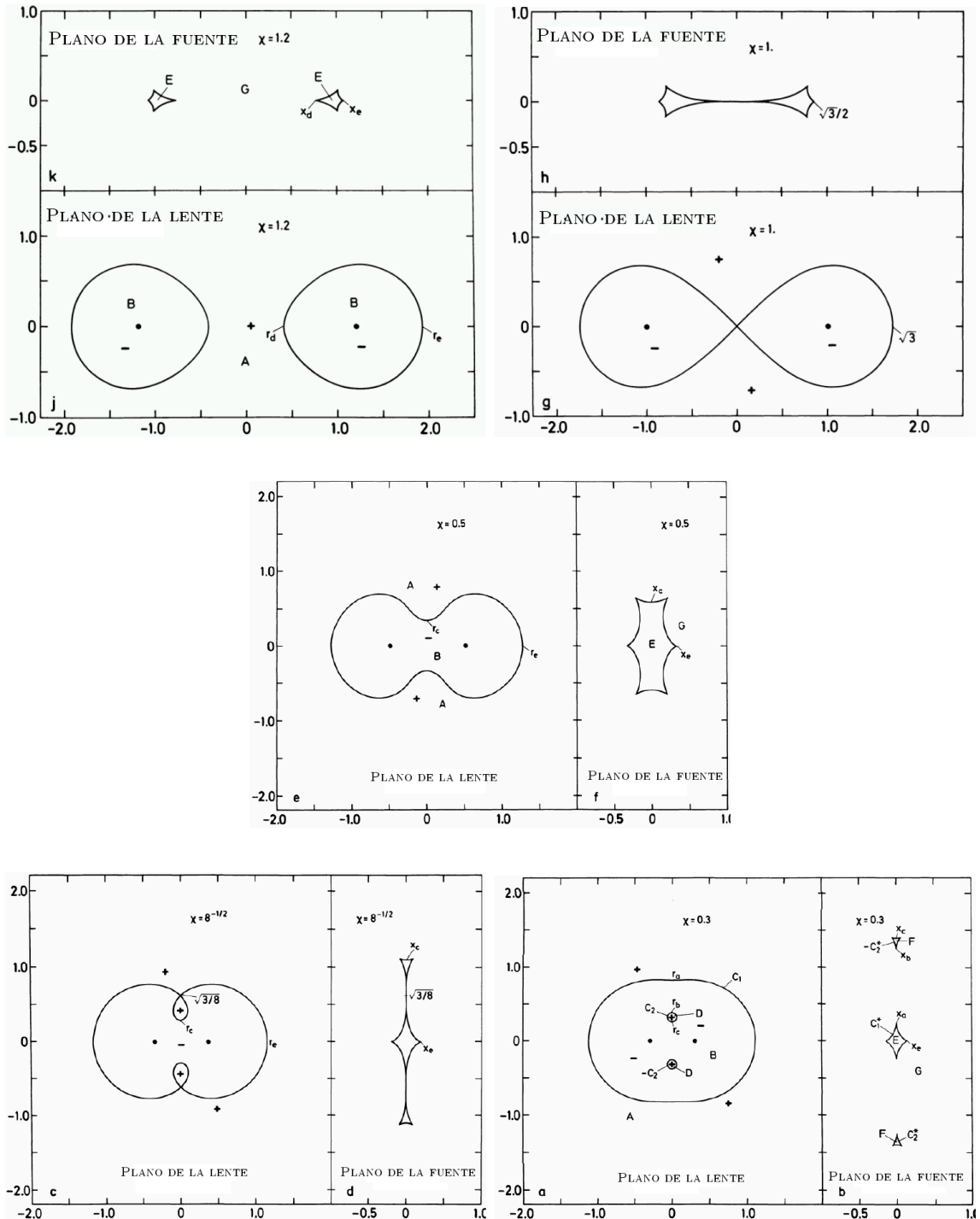


Figura 10.: Curvas críticas en el plano de la lente y sus correspondientes cáusticas en el plano de la fuente para una lente binaria de masas iguales ($M_a = M_b$) para separaciones en unidades del radio de Einstein ($x = d/\theta_E$) decrecientes de arriba hacia abajo. Adaptada de la Figura 2 de Schneider y Weiss (1986).

la detección de 51 exoplanetas empleando esta técnica (<http://exoplanet.eu/catalog>). Si bien este número representa solo el 2% de los exoplanetas conocidos, los eventos de microlentes permiten detectar planetas de masas comparables a la de la Tierra a una distancia de $\sim 1\text{UA}$ de la componente estelar del sistema, lo cual es de interés

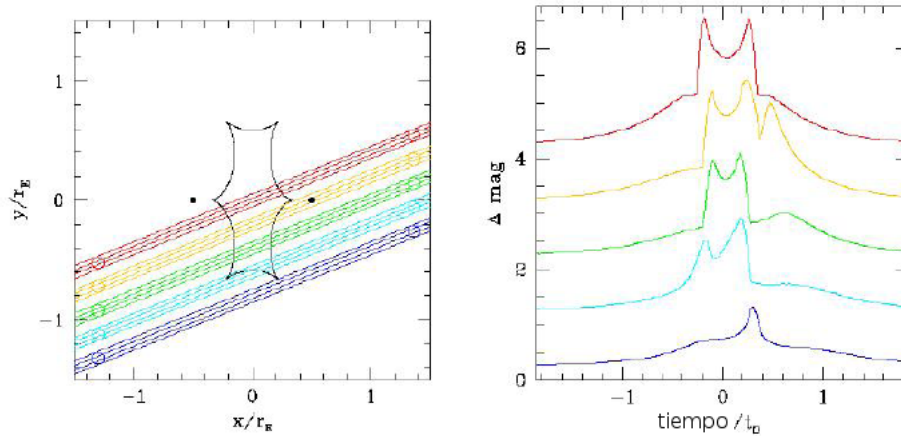


Figura 11.: En el panel de la izquierda se muestran las cáusticas correspondientes a una lente binaria con componentes de igual masa, separadas por una distancia igual a θ_E , junto con diferentes trayectorias de la fuente. A la derecha se muestra las curvas de luz correspondientes con offsets de una magnitud para facilitar la visibilidad. Extraído de Schneider, Kochanek y Wambsganss (2004).

dado que serían sistemas con planetas similares al nuestro y consecuentemente potenciales candidatos a albergar vida.

2.3.1.3 Microlentes en quásares

Los quásares pueden estar afectados por dos efectos de lente: Lente fuerte, ocasionada usualmente por una galaxia que produce imágenes múltiples de este objeto; y eventos de microlentes, que ocasiona variabilidad en el perfil de brillo y donde las microlentes son objetos compactos componentes de la galaxia que actúa como lente fuerte. Este último efecto puede utilizarse para estudiar el tamaño y el perfil de brillo de los quásares, y la distribución de materia en forma de objetos compactos a lo largo de la línea de la visual. Lo que hace posible la observación de este efecto es el cambio de la configuración en el tiempo, y por lo tanto la variación en la magnificación total de las imágenes del quásar, por lo que el fenómeno de microlentes es dinámico.

Al momento de llevar a cabo el análisis de eventos de microlentes en quásares es importante tener en cuenta que estos objetos poseen variaciones intrínsecas en su magnitud (*“one man’s signal is another man’s noise...”* Paul Schechter). Si se cuenta con una única imagen del quásar es muy difícil distinguir entre ambas variaciones. Sin embargo, si es posible observar múltiples imágenes del objeto, debido al efecto de lente gravitacional fuerte, es posible aislar el efecto de microlente, considerando las que la variación intrínseca en la magnitud, será la misma en todas las imágenes (previas correcciones temporales y teniendo en cuenta la magnificación de cada una de ellas). Tanto la ausencia como la observación de los eventos de microlentes en quásares permiten obtener información acerca de las masas de las componentes individuales de la galaxia que produce la lente fuerte utilizando simulaciones numéricas. En la Figura 12 se muestran las curvas de luz para dos imágenes del quásar Q0957+561, las cuales se mantuvieron constantes a lo largo del tiempo en un rango de 0,05 magnitudes. En el trabajo de Wambsganss y col. (2000) se analizó este objeto, y a partir de simulaciones de curvas de luz para diferentes rangos de masas

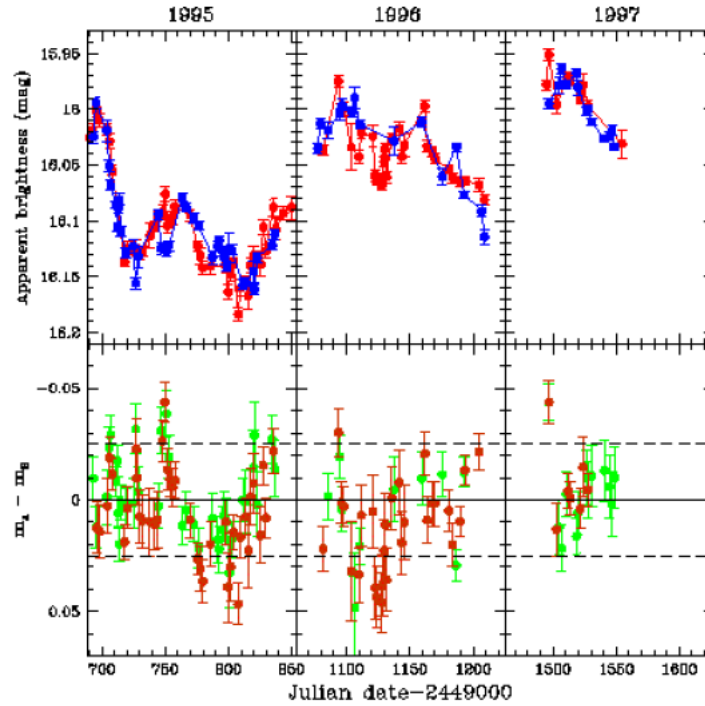


Figura 12.: Curvas de luz observadas de cada imagen del quásar Q0957+561; en el panel superior se muestran ambas curvas de luz para las imágenes observadas (con el corrimiento en magnitud y en tiempo correspondiente aplicado a fin de superponerlas). En el panel inferior se muestran las diferencias entre ambas curvas (Wambsganss y col., 2000).

de las microlentes y diferentes tamaños del quásar, fue posible excluir un rango de masas para el sistema de microlentes, descartando a su vez un rango completo de masas para candidatos a materia oscura que abarca desde $10^{-7}M_{\odot}$ a $10^{-2}M_{\odot}$. En la Figura 13 se muestran las diferentes curvas de luz obtenidas a partir de la simulación para diferentes rangos de masas.

2.3.2 Lentes gravitacionales fuertes

El fenómeno de lentes fuertes se observa en las regiones internas de las galaxias y los cúmulos, donde se encuentran las curvas críticas y las cáusticas. Dado que los potenciales de las lentes que generan el efecto son más complejos de describir que para un objeto puntual, las propiedades de lente fuerte son determinadas a partir de un gran número de parámetros.

Los cúmulos de galaxias y las galaxias pueden distorsionar los objetos de fondo de manera significativa produciendo imágenes múltiples y arcos (ver Figura 14). Las separaciones angulares entre las imágenes múltiples son del orden del radio de Einstein ($\sim 1''$ para el caso de galaxias actuando como lente y $\sim 1,5'$ para el caso de un cúmulo) lo que significa que pueden ser resueltas. Entre los datos que pueden extraerse de este tipo de imágenes se encuentran: las posiciones astrométricas de las imágenes, sus flujos relativos, para el caso de fuentes variables los tiempos de retraso, propiedades de la lente (dinámicas, fotométricas, etc), efectos de microlente.

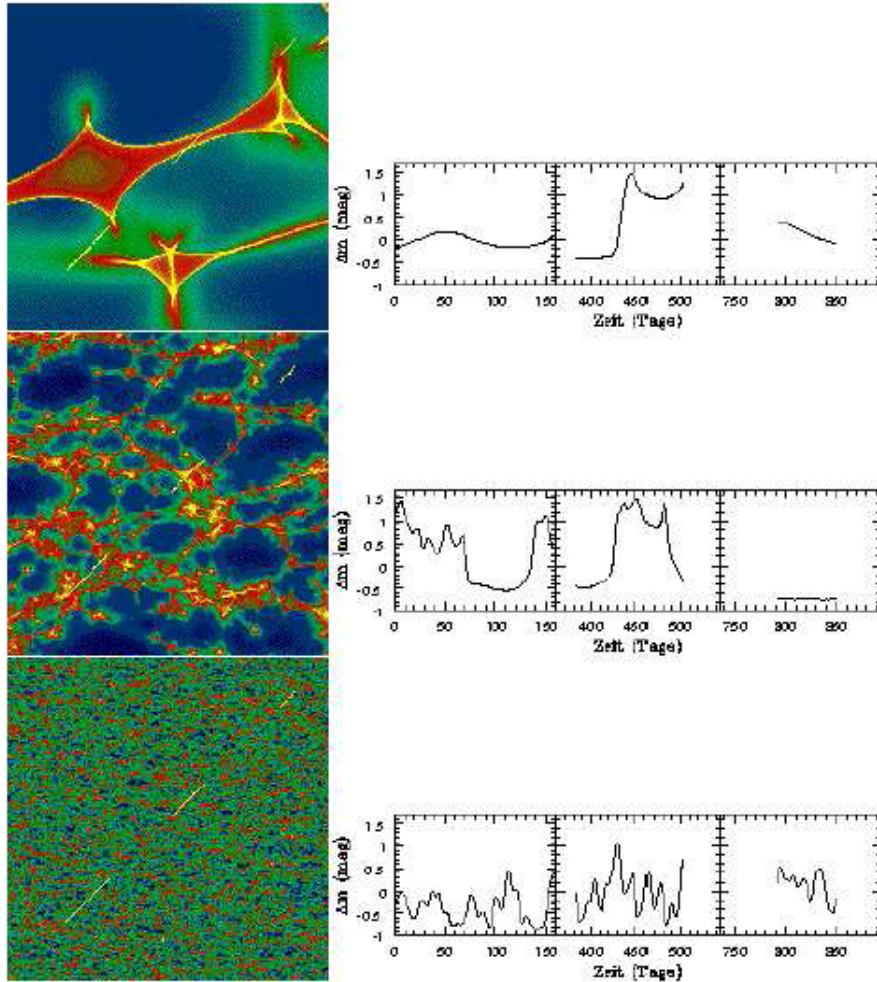


Figura 13.: Curvas de luz simuladas para el quásar doble Q0957+561; en el panel de la izquierda se muestra el patrón de caústicas generado por objetos compactos en tres rangos de masas, la línea entre cortada en tres partes muestra la trayectoria del quásar; en el pnel de la derecha las correspondientes curvas de luz para las tres fracciones de trayectoria del quásar (Wambsganss y col., 2000).

A continuación veremos cómo pueden utilizarse las lentes fuertes para estudiar la distribución de densidad de la lente y la determinación de la constante de Hubble a partir de la variación en el brillo de las distintas imágenes de una fuente variable. Las lentes gravitacionales fuertes, a su vez, permiten la observación de objetos a altos *redshifts* gracias a la magnificación que este efecto produce. Particularmente en las regiones críticas de cúmulos de galaxias, se esperan altas magnificaciones (~ 10 a 50 veces).

2.3.2.1 Densidad superficial de la lente

Las galaxias y los cúmulos están formados por materia oscura y bariones (gas, polvo y estrellas). Estas componentes poseen distribuciones espaciales diferentes. Para llevar a cabo el análisis de la densidad de masa superficial de la lente se utilizan modelos paramétricos, que se basan en la determinación de los parámetros de un modelo analítico seleccionado, o modelos no paramétricos, que determinan directamente la densidad de masa superficial.

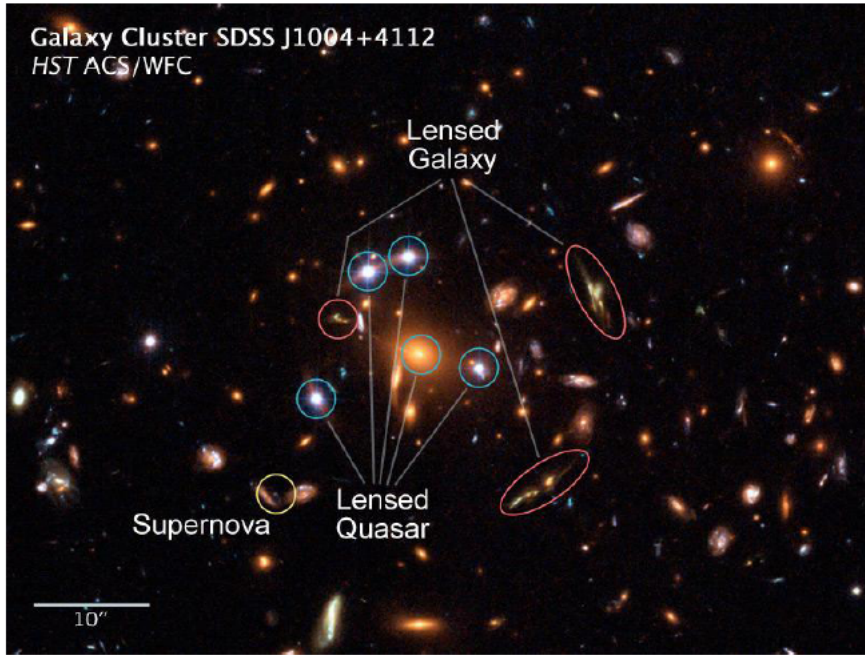


Figura 14.: Imagen del cúmulo de galaxias SDSS J1004+4112. Cerca de la galaxia más brillante del cúmulo pueden observarse 5 imágenes de un quásar. A su vez varias galaxias de fondo están fuertemente afectadas por el potencial del cúmulo - Extraído de Meneghetti (1996)

Los modelos paramétricos consisten en pensar a la lente como compuesta por una componente principal de materia y muchas subestructuras orbitando a su alrededor. Siguiendo esta idea podemos escribir la convergencia como una expansión de multipolos:

$$\kappa(\vec{\theta}) = \kappa_0(\theta) + \sum_{m=1}^{\infty} \kappa_m(\theta) e^{im\phi} \quad (96)$$

En esta expansión el término κ_0 es el monopolo y describe la parte axialmente simétrica de la lente, el término con $m = 1$ es el dipolo que describe el desequilibrio en la distribución de densidad, el término $m = 2$ es el cuadrupolo el cual describe el grado de elipticidad de los iso-contornos de densidad. Órdenes mayores representan las subestructuras presentes en el potencial de la lente. Dependiendo de la forma de la distribución de masa de la lente, esta puede ser más o menos sensible a las perturbaciones externas ocasionadas por las subestructuras. Una distribución de densidad del halo descrita por un modelo SIS es menos sensible a perturbaciones que uno modelado por un perfil NFW. Esto se debe a que el perfil SIS es considerablemente más pronunciado en la región central que un NFW. Por lo tanto órdenes mayores son más significativos para lentes con halos que poseen una distribución más suave.

Para modelar el monopolo se utilizan expresiones analíticas. La elección más simple es trazar la luz. En el caso de las galaxias este término puede modelarse a partir de un perfil de Sérsic (1963):

$$\Sigma(r) = I_0 e^{-(r/R_e(n))^{1/n}} \quad (97)$$

donde I_0 es la intensidad en $r = 0$ y $R_e(n)$ es el radio efectivo, definido como el radio el cual encierra la mitad de la luz. Para $n = 4$ la ecuación describe un perfil de Vaucouleurs y para $n = 1$ un disco exponencial. Otros modelos más comúnmente utilizados para describir la distribución de densidad del halo son un perfil SIS y un NFW. A este modelo analítico se le añade elipticidad a partir del cuadrupolo y componentes de masa adicionales son modeladas en los términos de mayor orden. Teniendo en cuenta que

$$\vec{\beta}_i = \vec{\theta}_i - \vec{\alpha}(\vec{\theta}_i, p) \quad (98)$$

podemos encontrar los parámetros que describen el potencial de la lente, a partir de las posiciones de las imágenes observadas θ_i :

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{\vec{\theta}_i(\vec{\beta}) - \vec{\theta}_i}{\sigma_i} \right)^2 \quad (99)$$

Los modelos no paramétricos, por su parte, consideran el potencial efectivo de la lente y las ecuaciones de deflexión como funciones lineales de la densidad superficial. Como vimos la densidad superficial podía descomponerse en multipolos, por lo que también es válido descomponerla en pixeles o cualquier otra forma en la cual pueda ser representada a partir de una combinación lineal. En este escenario la ecuación de la lente puede escribirse como:

$$\vec{\beta} = \vec{\theta}_i - A_i \mathbf{k} \quad (100)$$

donde A_i es la matriz que contiene la información sobre la deflexión en la posición de la imagen i en términos de la descomposición en los coeficientes de densidad superficial k . Si observamos un total de N_{img} y dividimos el plano de la lente en N_c celdas, cada una con masa m_j ($1 \leq j \leq N_c$), la matriz tendrá $2N_{img} \times N_c$ elementos. El factor 2 considera el hecho de que la posición de las imágenes está dada a partir de dos coordenadas. Si observamos dos imágenes de una misma fuente:

$$\vec{\theta}_1 - \vec{\theta}_2 = (A_1 - A_2) \mathbf{k} \quad (101)$$

puediendo encontrar k despejando en la ecuación

$$\mathbf{k} = (A_1 - A_2)^{-1} (\vec{\theta}_1 - \vec{\theta}_2) \quad (102)$$

Desafortunadamente, el número de variables en la ecuación excede la cantidad de datos, dado que se cuenta con un total de $2N_{img}$ ecuaciones y, si consideramos las posiciones de las fuentes como desconocidas, el total de incógnitas es $2N_{img} + N_c$. Una solución para resolver la ecuación es usar regularización lineal. Otra opción es usar programación lineal imponiendo restricciones, es decir considerando información adicional como exigir densidades superficiales positivas, gradientes negativos con respecto al centro, simetrías, etc.

Richard y col. (2010) presentaron el análisis de 20 cúmulos en donde se observaron lentes fuertes a partir del relevamiento LoCuSS (por sus siglas en inglés: *Local Cluster Substructure Survey*), basado en imágenes de alta de resolución obtenidas con el telescopio espacial Hubble. Los resultados fueron comparados con la distribución de bariones en los núcleos de estos sistemas, derivada a partir de las

poblaciones estelares viejas y de la emisión en rayos-X del gas intracúmulo. Estos autores obtuvieron que la razón entre las masas calculadas modelando las imágenes de lentes con respecto a las derivadas a partir de rayos-X es de 1,3, con una significancia de 3σ . Estas diferencias eran mayores para los cúmulos que presentaban un alto grado de subestructura y, por lo tanto, mayores desviaciones del equilibrio hidrostático.

Las lentes fuertes permiten detectar las subestructuras en forma directa. Las magnificaciones, los tiempos de retrasos de fuentes variables, las razones de flujos y las posiciones de las imágenes observadas son sensibles al grado de subestructura de los halos (e.g. Keeton, 2003; Keeton y Moustakas, 2009; Metcalf y Zhao, 2002; Veggetti y col., 2010). De este modo, las imágenes de lente fuerte pueden emplearse para analizar el grado de subestructura de los halos de los objetos que actúan como lente. Estas determinaciones en los halos de las galaxias y su variación con el *redshift*, la masa y el entorno, proveen información acerca de la formación de estos objetos.

2.3.2.2 Determinación de la constante de Hubble a partir de fuentes variables

El estudio de la cosmografía a partir de tiempos de retraso se remonta a 50 años atrás y se basa en conceptos simples (Refsdal, 1964a). Cuando una fuente es observada a partir del efecto de lente fuerte, múltiples imágenes se generan en los extremos de la superficie del *tiempo de retraso* (ecuación 52). Si la fuente es variable, los tiempos de retraso pueden medirse a partir del seguimiento de las curvas de luz de las imágenes observadas (Courbin, 2003). Los tiempos de retraso dependen de la distribución de masa de la lente, de la distribución de materia a lo largo de la línea de la visual y de los parámetros cosmológicos. A partir de modelos detallados del potencial de la lente, los tiempos de retraso pueden utilizarse para obtener una distancia absoluta denominada *distancia de tiempo de retraso*:

$$D_{\Delta t} \equiv (1 + z_L) \frac{D_L D_S}{D_{LS}} \quad (103)$$

donde z_L es el redshift de la lente. Dicha distancia puede compararse con predicciones del modelo cosmológico de acuerdo a los *redshifts* de la lente y las fuentes (ej. Blandford y Narayan, 1992; Treu, 2010), dado que es sensible a la constante de Hubble H_0 y a mayores órdenes a otros parámetros cosmológicos.

Para poder llevar a cabo este análisis es necesario contar con curvas con una adecuada cobertura temporal. Además, imágenes de alta resolución de las fuentes extendidas y la cinemática de la lente, proveen restricciones sobre el modelo de masa del deflector, de forma tal de reducir la degeneración entre la distancia y el potencial gravitatorio de la lente. Finalmente, simulaciones numéricas pueden utilizarse para caracterizar la distribución de masa a lo largo de la línea de la visual, lo cual usualmente era despreciado en los primeros estudios, pero que actualmente es considerado a fin de precisar mejor los parámetros cosmológicos. Con información complementaria suficiente, la determinación de tiempos de retraso a partir de una sola lente puede proporcionar la distancia con una precisión de hasta un 5% y la constante de Hubble con hasta un 7% (Suyu y col., 2010).

En el año 2014 se detectaron por primera vez imágenes múltiples de una supernova, SN Refsdal. Las cuatro imágenes observadas forman una cruz casi perfecta

alrededor de una galaxia elíptica miembro del cúmulo MACS1149 (Kelly y col., 2015). Esta supernova se encuentra en $z = 1,49$ en el brazo de una galaxia espiral que se observa distorsionado debido al potencial gravitatorio del cúmulo. A partir del modelado de la distribución de materia del masivo cúmulo ($\approx 1,4 \times 10^{15} M_{\odot}$, Applegate y col., 2014; Kelly y col., 2014; von der Linden y col., 2014), se predijo que SN Refsdal se observaría dentro de los próximos años en las diferentes imágenes observadas de la galaxia que la aloja, cerca del núcleo del cúmulo. Las mismas fueron detectadas en Diciembre de 2015 (Kelly y col., 2016). El modelado del potencial del cúmulo que actúa como lente es muy complejo por lo que no es posible que la medición de los tiempos de retraso puedan propiciar determinaciones cosmológicas. Sin embargo, si se adoptan parámetros cosmológicos fijos, los tiempos de retraso y las razones de magnificación de las imágenes observadas, pueden ser utilizados para medir las diferencias en el potencial del cúmulo y proveen una importante prueba para los modelos de lentes.

Dadas las complejidades que presenta el modelado de la distribución de materia de cúmulos de galaxias, la medición de los tiempos de retraso en fuentes variables afectadas por lentes fuertes para la determinación de parámetros cosmológicos, ha sido mayormente utilizada en los casos en que las lentes son galaxias individuales y la fuentes son quásares. Como mencionamos, para poder realizar este tipo de análisis necesitamos contar con una buena cobertura temporal de la variación fotométrica de las imágenes. Con este objetivo es necesario llevar a cabo campañas de seguimiento fotométrico, para la medición de los corrimientos en las curvas de luz de las imágenes de quásares afectados por el fenómeno de lente. Las observaciones deben realizarse con una amplia cobertura y resolución temporal para poder obtener las posibles variaciones fotométricas en las curvas de luz. Este es el objetivo del programa COSMOGRAIL (por sus siglas en inglés: *COSmological MONitoring of GRAvitational Lenses*), el cual observó alrededor de 20 quásares afectados por lente fuerte desde el 2004 (eg. Bonvin y col., 2016; Courbin y col., 2005; Eigenbrod y col., 2006). A partir de los resultados de este programa se pretende obtener la constante H_0 con una precisión $< 3,5\%$. Los resultados recientes de este programa son compatibles con $H_0 = 71,9^{+2,4}_{-3,0}$ (Bonvin y col., 2016), en buen acuerdo con los valores obtenidos utilizando patrones luminosos y en desacuerdo con los resultados a partir de mediciones del CMB, lo cual pondría en duda la veracidad del modelo cosmológico estándar.

2.3.3 Lentes gravitacionales débiles

La observación de imágenes múltiples y arcos, y las microlentes (con una magnificación significativa) son fenómenos de lentes fuertes. En el caso de las lentes gravitacionales débiles, la matriz jacobiana \mathcal{A} definida en la ecuación 54 se aproxima a la matriz identidad, lo cual implica pequeñas distorsiones y magnificaciones.

Como vimos anteriormente, una fuente circular será mapeada en una elipse (Figura 15) cuyos semiejes fueron definidos en la ecuación 59. Por lo tanto, a partir de la elipticidad observada en la imagen es posible estimar el shear reducido (ecuación 60):

$$|g| = \frac{a-b}{a+b} = |e| = \frac{|\gamma|}{1-\kappa} \approx \gamma \quad (104)$$

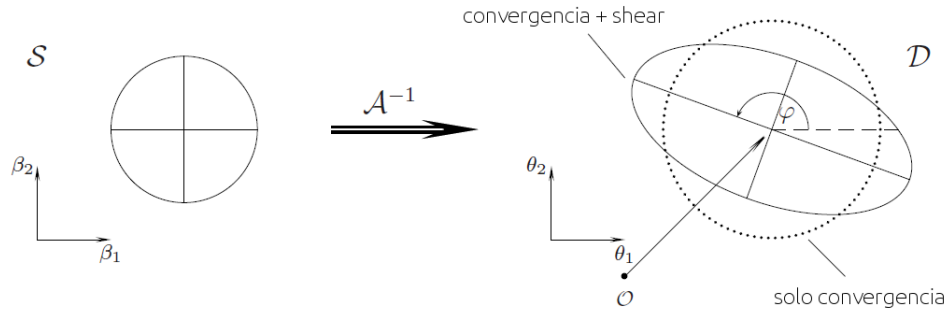


Figura 15.: A la izquierda una fuente puntual circular es mapeada en una elipse aplicando la transformación descrita por la matriz jacobiana A . En ausencia del *shear* la imagen resultante es un círculo con su radio modificado de acuerdo con κ . El *shear* introduce una elipticidad en la imagen observada en una orientación que depende del *shear*- Extraído y adaptado de Schneider, Kochanek y Wambsgans (2004)

donde la última igualdad es válida en el régimen de lente débil ($\kappa \ll 1$). En la última ecuación hemos introducido la elipticidad, la cual al igual que el *shear* tiene dos componentes, una orientación y una magnitud:

$$e_1 = e \cos(2\phi) \quad e_2 = e \sin(2\phi) \quad (105)$$

La dependencia con 2ϕ se debe a que una elipse es simétrica respecto a rotaciones en un ángulo π . Sin embargo las fuentes observadas no son intrínsecamente circulares, por lo que la elipticidad medida será una combinación entre la elipticidad intrínseca, e_i^s , y el *shear*.

$$e_i = e_i^s + \gamma_i \quad (106)$$

Para estimar g la estrategia consiste en promediar las elipticidades de muchas galaxias, asumiendo que las elipticidades intrínsecas están orientadas aleatoriamente. Por lo tanto:

$$\langle e \rangle = \langle \gamma \rangle \quad (107)$$

2.3.3.1 Componentes del *shear* y su relación con la densidad de masa proyectada

Las componentes del γ fueron definidas relativas a un sistema de referencia cartesiano. Es importante tener en cuenta que esta cantidad no es un vector, por lo que si el sistema de referencia es rotado un ángulo η , las componentes deben multiplicarse por $\cos(2\eta)$ y $\sin(2\eta)$.

Es útil introducir la componente de la distorsión en la dirección tangencial con respecto a cierto punto, γ_T , y la componente cruzada, γ_\times , la cual se encuentra rotada 45° con respecto a esta dirección. Si el perfil de masa de la lente es axisimétrico en el cielo la componente tangencial contiene toda la información acerca de la lente.

Considerando las componentes relativas al sistema cartesiano, γ_1 y γ_2 , podemos obtener las componentes tangencial y cruzada,

$$\begin{pmatrix} \gamma_T \\ \gamma_\times \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\cos 2\eta & -\sin 2\eta \\ -\sin 2\eta & \cos 2\eta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \gamma_1 \\ \gamma_2 \end{pmatrix} \quad (108)$$

donde η es el ángulo entre la línea definida por el centro de referencia y la posición de la imagen, y el eje cartesiano. El signo del γ_T se escoge de modo que la deformación de las galaxias fuente (galaxias de fondo a la lente) en la dirección tangencial sea positiva y radialmente negativa, con respecto al centro de la lente, por lo tanto $\gamma_T = -\text{Re}[\gamma e^{2i\phi_{\text{rot}}}]$ y $\gamma_\times = \text{Im}[\gamma e^{2i\phi_{\text{rot}}}]$, donde $\phi_{\text{rot}} = \phi - \eta$ y ϕ es el ángulo entre $\vec{\theta}$ y el eje cartesiano.

Puede demostrarse que en el régimen de lente débil, el promedio de la componente tangencial del *shear* en un anillo de radio θ_i está relacionado con la convergencia (Bartelmann y Schneider, 2001) de acuerdo con

$$\langle \gamma_T \rangle(\theta_i) = \bar{\kappa}(\theta < \theta_i) - \langle \kappa \rangle(\theta_i) \quad (109)$$

donde $\langle \dots \rangle$ denota el valor promedio en anillos circulares, similar al resultado obtenido para una distribución de masa axisimétrica (ecuación 82). $\langle \kappa \rangle(\theta_i)$ es la convergencia promedio en el bin radial θ_i mientras que $\bar{\kappa}(\theta < \theta_i)$ es la convergencia promedio en una apertura circular de radio θ_i definida como

$$\bar{\kappa}(\theta < \theta_i) = \frac{1}{\pi\theta_i^2} \int_{\theta \leq \theta_i} \kappa(\vec{\theta}') d\vec{\theta}' \quad (110)$$

La ecuación 109 nos permite relacionar el *shear* estimado con la densidad de masa superficial, a fin de poder obtener información acerca de la distribución de masa de la lente.

2.3.3.2 Efectos de magnificación

Consideremos una fuente con flujo S contenida en un ángulo sólido ω , en presencia de la lente se observará con flujo μS y distribuida en un ángulo sólido $\mu\omega$. Por lo tanto la magnificación modifica el número de fuentes de acuerdo con:

$$n(> S, \vec{\theta}, z) = \frac{1}{\mu(\vec{\theta}, z)} n_0 \left(> \frac{S}{\mu(\vec{\theta}, z)}, \vec{\theta} \right) \quad (111)$$

donde $n(> S, z)$ y $n_0(> S, z)$ son las densidades numéricas de las fuentes afectadas y sin afectar por la lente, respectivamente. El primer argumento en n_0 tiene en cuenta el cambio del flujo, que implica que una magnificación $\mu > 1$ permite la detección de fuentes intrínsecamente más débiles, mientras que el factor $1/\mu$ considera en el ángulo sólido aparente. Para el caso en el que $n_0(S) \propto S^{-\alpha}$

$$\frac{n(> S)}{n_0(> S)} = \mu^{\alpha-1} \quad (112)$$

Si consideramos la ecuación 62 para el caso de lente débil $\kappa \ll 1$ y $|\gamma| \ll 1$, entonces la magnificación será:

$$\mu = (1 - 2\kappa)^{-1} \quad (113)$$

Por lo tanto, determinando la densidad numérica local $n(> S)$ de galaxias, se puede obtener información sobre κ .

2.3.3.3 Aplicaciones

Las lentes gravitacionales débiles han sido utilizadas para el estudio de la distribución de masa de la estructura en gran escala. Dado que la luz es afectada por las inhomogeneidades de la distribución de materia del universo, esto produce distorsiones en las formas de las imágenes de galaxias distantes, por lo que una medición estadística de estas distorsiones, denominadas *shear cósmico*, brindan información acerca de las propiedades de la estructura en gran escala. El estudio de este fenómeno es complejo debido a que las distorsiones son considerablemente débiles y que la desviación de la luz no ocurre en un plano, sino que se debe a la distribución de la materia en todo el espacio tridimensional. Las formas de las galaxias estarán distorsionadas por solo un 1% y es la correlación estadística entre las formas el producto del *shear cósmico*. Observaciones del fenómeno de lentes gravitacionales débiles ocasionadas por la estructura en gran escala del universo constituyen una prueba sobre la presencia de materia y energía oscura, y de teorías de gravedad modificada. Las primeras mediciones del *shear cósmico* fueron llevadas a cabo utilizando secciones del cielo con un áreas del orden del grado cuadrado. Tres relevamientos importantes se encuentran en proceso, *Kilo-Degree Survey* (KiDS), el *Dark Energy Survey* (DES) y el *Hyper-Suprime Camera Survey* (HSC). Existe una discrepancia entre los resultados arrojados por esta técnica y las mediciones cosmológicas del fondo de microondas (Heymans y al. 2013), lo cual se ha interpretado de diversas formas como un signo de una física nueva o sobre errores sistemáticos previamente desconocidos.

Otra de las aplicaciones de las lentes débiles es el análisis de la distribución de materia en galaxias individuales. Si bien las galaxias no son suficientemente masivas para que pueda ser detectada señal de lente débil individualmente (lo que se discutirá en mayor detalle en la Subsección 3.1), si se consideran galaxias de a pares (una fuente y la otra actuando como lente), las galaxias fuente estarán preferentemente orientadas en forma perpendicular a la línea que conecta la fuente y la lente. A este efecto se lo conoce como lente galaxia-galaxia (en inglés *galaxy-galaxy lensing*), el cual puede ser empleado para la determinación de la distribución de masas en galaxias. La estrategia consiste en considerar pares de galaxias con diferentes separaciones angulares y determinar la masa en distintos anillos a partir de la relación entre el ángulo del semieje mayor de la galaxia fuente y la línea que conecta el par y la convergencia. Esto permite determinar la distribución de masa a grandes radios, los cuales pueden ser modelados con un perfil SIS o un NFW para obtener las masas totales.

Las lentes gravitacionales débiles han sido ampliamente aplicadas en el estudio de sistemas de galaxias y la determinación de masas de estos objetos. Dado que los cúmulos de galaxias son los objetos virializados más masivos del Universo, su campo gravitatorio produce un efecto apreciable en las galaxias de fondo, por lo

cual pueden ser analizados a partir de este fenómeno. En las siguientes partes de este trabajo profundizaremos en el estudio de sistemas de galaxias a partir de las lentes gravitacionales débiles y aplicaremos esta técnica para el análisis de estos objetos.

Parte III

ANÁLISIS DE SISTEMAS DE GALAXIAS A PARTIR DEL FENÓMENO DE LENTES

3

LENTE DÉBILES EN SISTEMAS DE GALAXIAS

You have a mass distribution about which you don't know anything, and then you observe sources which you don't know either, and then you claim to learn something about the mass distribution?

¿Tienes una distribución de masa de la cual no conoces nada, y luego observas fuentes que tampoco conoces y dices que aprendes algo acerca de la distribución de masa?

— Miembro de un comité examinador de doctorado, en Schneider, Kochanek y Wambsganss (2004), pág. 275.

En el capítulo anterior se describió cómo las lentes gravitacionales pueden ser útiles para describir la distribución de masa de los objetos que actúan como lente. En particular, las lentes gravitacionales débiles han sido ampliamente aplicadas para el análisis de cúmulos de galaxias. Este fenómeno, a diferencia de las lentes fuertes, permite obtener información acerca de la distribución de masa de los sistemas en las regiones más externas, hasta varias veces el radio virial de los mismos.

En este capítulo veremos los pasos a seguir en el análisis de lente débil de imágenes astronómicas tomadas desde tierra. A su vez describiremos el código desarrollado a fin de automatizar el análisis descripto.

3.1 CONSIDERACIONES GENERALES.

Tal como se discutió anteriormente, el promedio de la componente tangencial de las elipticidades de las fuentes está relacionado con el *shear*, el cual a su vez puede relacionarse con la densidad de masa proyectada del sistema que actúa como lente. Cada galaxia fuente provee una estimación del *shear*, sin embargo, dado que esta no es intrínsecamente circular, la estimación es ruidosa. El ruido dependerá de la dispersión de la distribución de elipticidades intrínseca de las galaxias, σ_e . Consideremos el *shear* estimado a partir del promedio de las elipticidades de N fuentes afectadas por el efecto de lente en la misma magnitud. El error en esta estimación, introducido debido a las elipticidades intrínsecas de las fuentes, puede obtenerse a partir de la desviación a $1\text{-}\sigma$ de la elipticidad promedio del verdadero *shear* como σ_e/\sqrt{N} . Es posible reducir este error si promediamos las elipticidades de la mayor cantidad de fuentes posibles.

La señal, a su vez, también dependerá de la eficiencia de la lente como tal, es decir de qué tan masiva es esta para producir señal de lente débil apreciable, y de la configuración del sistema observador-lente-fuente, a través de las distancias involucradas. Analizaremos la relación señal-ruido teniendo en cuenta una lente con una distribución de densidad de masa del tipo *Singular de esfera isoterma* (SIS, descripto en la Sub-subsección 2.2.8.3) cuya dispersión de velocidades es σ_V . Consideraremos N galaxias en el anillo $\theta_{\text{in}} < \theta < \theta_{\text{out}}$ centrado en la lente con sus respectivas

elipticidades afectadas por el *shear* y con una distribución de elipticidades intrínseca con dispersión σ_ϵ . La relación señal-ruido de la detección de la lente a partir del promedio de estas elipticidades está dada por (Bartelmann y Schneider, 2001):

$$\begin{aligned} \frac{S}{N} &= \frac{\theta_E}{\sigma_\epsilon} \sqrt{\pi n} \sqrt{\ln(\theta_{\text{out}}/\theta_{\text{in}})} \\ &= 8,4 \left(\frac{n}{30 \text{arcmin}^{-2}} \right)^{1/2} \left(\frac{\sigma_\epsilon}{0,3} \right)^{-1} \left(\frac{\sigma_V}{600 \text{km s}^{-1}} \right)^2 \\ &\quad \times \left(\frac{\ln(\theta_{\text{out}}/\theta_{\text{in}})}{\ln 10} \right)^{1/2} \left\langle \frac{D_{LS}}{D_S} \right\rangle \end{aligned} \quad (114)$$

Donde $\theta_E = 4\pi(\sigma_V/c)^2(D_{LS}/D_S)$ es el radio de Einstein correspondiente a una distribución de densidad SIS, n es la densidad numérica promedio de galaxias fuente y el promedio de la razón de distancias es calculado teniendo en cuenta las distancias a las fuentes consideradas en la estimación del *shear*.

Si bien esta ecuación nos provee de solo una estimación a partir de la cual un sistema será detectado aplicando el análisis de lente débil, es útil para analizar las condiciones necesarias para llevar a cabo este tipo de estudios. Como vemos, y ya lo habíamos mencionado, la detección de la lente estará relacionada con el número de galaxias fuentes detectadas y a las cuales es posible medirles la elipticidad. Una forma de incrementar la densidad numérica es obteniendo imágenes profundas a partir de largos tiempos de exposición. Esto permite observar galaxias débiles, que además aumentan la eficacia de la configuración del sistema debido a que tienden a encontrarse a mayores *redshifts*, lo que incrementa la eficiencia de la configuración a partir del factor D_{LS}/D_S . A su vez, las imágenes son tomadas en el óptico hacia el rojo, dado que en estos filtros el cielo está más densamente poblado por galaxias. Poseer una gran cobertura del campo es también deseable de forma tal de mapear adecuadamente la distribución de masa de los sistemas, ya sea a través de mosaicos o de cámaras que permitan una amplia cobertura angular.

Es importante tener en cuenta que las formas de las fuentes van a estar afectadas tanto por la atmósfera como por la óptica del telescopio. Esto hace que la distribución de brillo observada se vea modificada:

$$J^{\text{obs}}(\vec{\theta}) = \int J(\vec{\theta}') \text{PSF}(\vec{\theta} - \vec{\theta}') d^2\theta' \quad (115)$$

donde $\vec{\theta}$ es el vector de coordenadas en el plano de la imagen, $J(\vec{\theta}')$ es la distribución de brillo fuera de la atmósfera y $J^{\text{obs}}(\vec{\theta})$ es el perfil de brillo observado. La PSF (por su siglas en inglés *Point spread function*) es la función de dispersión de punto y contiene toda la información acerca de cómo un punto será mapeado en la imagen. En una primera aproximación esta función puede ser aproximada con una distribución gaussiana y su ancho a mitad de profundidad (FWHM, por sus siglas en inglés *Full Width at Half Maximum*) es usualmente denominado el *seeing* de la imagen. Dado que el objetivo es determinar las formas de galaxias débiles, se requieren imágenes las cuales estén lo menos afectadas posible por la PSF, es decir en excelentes condiciones de *seeing* (menor a 1"). En imágenes tomadas desde tierra el principal efecto de la PSF consiste en redondear los objetos, una fuente con una dada elipticidad cuyo tamaño sea menor al *seeing* de la imagen se verá redondeada. Más aún, las variaciones de la PSF en el campo de la imagen, introducirían

elipticidades a las determinaciones que pueden reproducir el efecto del *shear*. Una solución parcial al problema sería utilizar imágenes tomadas por telescopios espaciales como las del telescopio espacial Hubble, dado que los efectos de la atmósfera serían completamente despreciables. Sin embargo, la forma funcional de la PSF es mucho más compleja que la observada en telescopios en tierra, por lo cual se deben utilizar funciones de mayor complejidad para su descripción. Es importante tener en cuenta además, que el número de rayos cósmicos es significativamente mayor, lo que también modifica los mecanismos de detección de las fuentes. Es por ello que este tipo de imágenes, si bien son de utilidad para el análisis de lente débil, requieren consideraciones especiales y una aplicación diferente de la metodología a emplear en el análisis de las mismas.

Dado lo expuesto, es importante un correcto modelado de la PSF y su variación en el CCD para poder recuperar el perfil original de brillo de las fuentes. Para ello, en general suele modelarse la forma de las estrellas, considerando que las mismas son objetos intrínsecamente puntuales por lo que la determinación de sus formas está directamente relacionada con la PSF. Por lo tanto, es importante tener un buen muestreo del perfil de brillo de las estrellas, esto requiere que el tamaño del pixel sea chico, por lo menos tres veces menor al *seeing* de la imagen. Una vez establecida la forma funcional de la PSF y su variación en el campo, se extrapola a la posición de las galaxias.

Podemos concluir en que el análisis de lente débil requiere imágenes ópticas en el infrarrojo cercano de alta calidad, es decir, con campo grande, largos tiempos de exposición, buenas condiciones de cielo y tamaño de pixel adecuado. Existen otras formas de incrementar de manera artificial la densidad de fuentes de forma tal de aumentar la relación señal-ruido a partir del análisis de múltiples imágenes de lentes similares, denominadas técnicas de *stacking* o de apilamiento. Estas técnicas se discutirán en la sección 3.5 y son de gran utilidad cuando se trabaja con lentes de baja masa o con imágenes con poca profundidad óptica.

3.2 DESARROLLO DEL CÓDIGO

En esta sección detallaremos los pasos a llevar a cabo en el análisis de lente débil utilizando imágenes fotométricas tomadas por instrumentos localizados en tierra, es decir donde la mayor contribución de la PSF será debido a la presencia de la atmósfera. Cabe destacar que comenzaremos los pasos del análisis con imágenes ya reducidas y calibradas. Las imágenes utilizadas para el análisis a lo largo de este trabajo fueron obtenidas de diferentes fuentes y serán descriptas en detalle en cada capítulo.

Con el objetivo de automatizar este análisis, se desarrolló un código basado en el lenguaje python (versión 2.7. disponible en <http://www.python.org>). El código realiza todos los pasos necesarios para determinar las masas de sistemas de galaxias. En las siguientes subsecciones describiremos los detalles del código citando los programas empleados. Cada una de las subsecciones describe una función del código. La primera toma como entrada las imágenes que se desean analizar y las restantes utilizan el resultado obtenido a partir de la ejecución de la función anterior. Para el análisis de sistemas individuales la ejecución fue en forma interactiva, mediante la visualización de los gráficos en cada etapa, de forma tal de controlar

adecuadamente la ejecución de cada función e ingresar los parámetros necesarios. Para el análisis de un gran número de sistemas a partir de las técnicas de apilamiento que se describirán en la sección 3.5, la ejecución se automatizó fijando los parámetros necesarios y las funciones fueron ejecutadas en forma paralela para los distintos sistemas de galaxias considerados en el análisis.

3.2.1 Detección y fotometría de las fuentes

El primer paso en el análisis es la identificación de las fuentes de emisión presentes en la imagen. Una vez identificadas dichas fuentes se procede a realizar la fotometría de las mismas. En general ambos pasos se llevan a cabo simultáneamente mediante la aplicación de algoritmos que realizan esta tarea en forma automática, tomando como parámetros de entrada la información referente a las características de la imagen.

Para llevar a cabo la detección y la fotometría de las fuentes utilizamos el código SExtractor (Bertin y Arnouts, 1996). Este programa genera un catálogo fotométrico de las fuentes detectadas a partir de una imagen astronómica. Los detalles acerca del programa están brevemente descritos en el Apéndice A. El análisis se llevó a cabo utilizando los parámetros de salida del programa descritos en el Apéndice. El parámetro MAG_BEST se adoptó como la magnitud de las fuentes en el filtro de la imagen y MU_MAX como el brillo superficial de los objetos (μ_{MAX}).

Empleamos SExtractor a partir de una ejecución doble, es decir, primero se ejecutó el código de forma tal de detectar solo los objetos más brillantes (se consideran solo los objetos cuyas cuentas sean superiores a 5σ el nivel de cielo, DETECT_THRESH = 5) con el objetivo de determinar el *seeing* y el punto de saturación de la imagen. El punto de saturación se estimó como 0,8 veces el valor máximo del parámetro FLUX_MAX. El *seeing* es estimado a partir de la distribución de FWHM de los objetos para los cuales este parámetro era independiente de la magnitud, dado que para las fuentes puntuales estas cantidades son independientes. Para ello, se adoptó como *seeing* el máximo de la distribución de los FWHM de las fuentes detectadas en una región delimitada en magnitud y FWHM, de acuerdo a una inspección visual del diagrama MAG_BEST vs. FWHM. En la Figura 16 se muestra, a modo de ejemplo, el criterio utilizado para la selección de los objetos que se consideraron para la estimación del *seeing* para una de las imágenes analizadas en este trabajo, la cual será descrita en detalle en la Sección 4.2.1. El *seeing* estimado es empleado por SExtractor para llevar a cabo la clasificación de las fuentes en objetos puntuales o extendidos (CLASS_STAR).

La función desarrollada para este paso en el análisis toma como entrada el nombre de los archivos de las imágenes que se van a analizar, en formato fits (por sus siglas en inglés, *Flexible Image Transport System*) y los nombres de los archivos de configuración necesarios para la ejecución de SExtractor, que fueron descritos en el Apéndice A y que se editaron de acuerdo con las especificaciones de cada imagen. La función puede ser ejecutada en forma interactiva, en la cual se muestra el gráfico MAG_BEST vs. FWHM y luego se piden los parámetros para la estimación del *seeing*: la magnitud máxima y mínima y el FWHM máximo de los objetos a considerar. Si la función es ejecutada en forma automática los parámetros son fijados con antelación y no se generan gráficos.

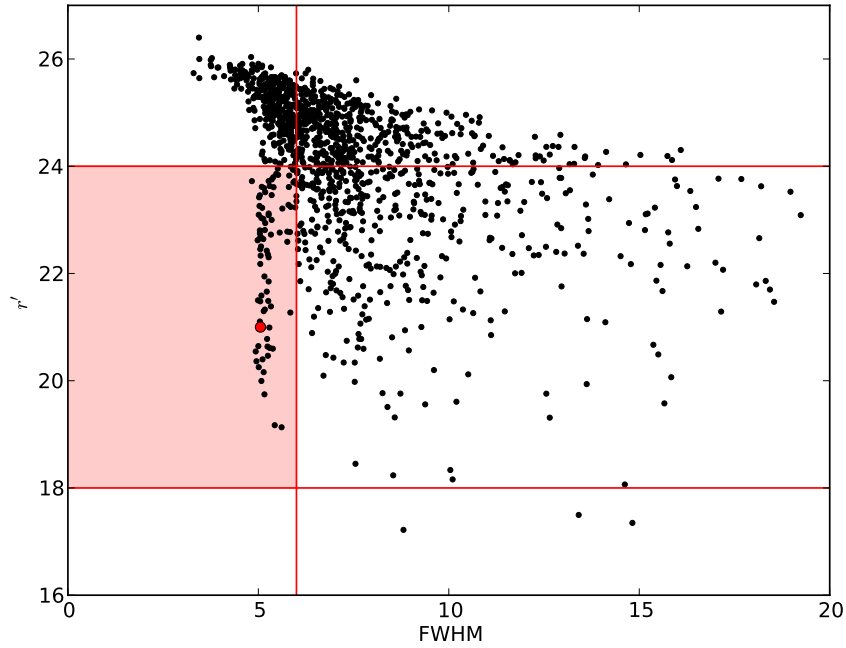


Figura 16.: Estimación del *seeing* de una imagen obtenida con el telescopio GEMINI en el filtro GMOS r' . Los objetos incluidos en la región sombreada, delimitada por las líneas rojas son los considerados como objetos estelares. El máximo de la distribución de FWHM de los objetos en esta región fue considerada como una estimación del *seeing* (punto rojo).

Una vez estimados el *seeing* y el punto de saturación, ambos parámetros son utilizados como datos de entrada para la segunda ejecución de SExtractor. En esta segunda implementación del código se detectaron las fuentes a partir de $1,5\sigma$ el nivel de cielo (DETECT_THRESH = 1,5). En los casos en los cuales se contaba con imágenes tomadas en más de un filtro, se ejecutó SExtractor de forma dual, es decir la detección de las fuentes se llevó a cabo solo en el filtro en el cual la forma de las galaxias fueron determinadas, mientras que los parámetros fotométricos se determinaron en todos los filtros. Esta implementación es posible solo en los casos en los cuales las imágenes de los diferentes filtros posean una astrometría equivalente. Corregimos las magnitudes obtenidas debido a la extinción galáctica, teniendo en cuenta los coeficientes de extinción en los campos considerados dados por Schlegel, Finkbeiner y Davis (1998) y los factores que dependen de los filtros utilizados para el cálculo de la absorción.

3.2.2 Clasificación de los objetos

Realizamos la clasificación de las fuentes en galaxias o estrellas y descartamos las falsas detecciones siguiendo un análisis similar al propuesto por Bardeau y col. (2005). Para ello se tuvo en cuenta el parámetro numérico FLAG dado por SExtractor (ver Apéndice A) la posición de la fuente en el diagrama magnitud/brillo superficial, el FWHM en comparación con el *seeing* y el índice estelar. El brillo superficial, μ_{MAX} , de las fuentes puntuales posee una relación lineal con respecto a la magnitud. Estas se encuentran en una región en el diagrama magnitud/ μ_{MAX} limitada por un valor mínimo, correspondiente al punto de saturación del detec-

tor, y un valor máximo en donde las galaxias comienzan a solaparse con la región estelar.

Teniendo en cuenta esto, en primer lugar se descartan las fuentes más débiles que los objetos estelares, es decir que se encuentran a la derecha de la región estelar en el diagrama, que poseen una distribución de brillo menor al disco de *seeing* ($\text{FWHM} < \text{seeing} - 0,5$ pixeles), y que tuviesen $\text{FLAG} > 4$, son descartadas. Principalmente se trata de rayos cósmicos o pixeles calientes. Luego, los objetos dentro de la línea magnitud/brillo superficial $\pm 0,4$ magnitudes, con $\text{FWHM} < \text{seeing} + 1$ pixel y $\text{CLASS_STAR} > 0,8$ son considerados como objetos estelares. El resto de los objetos en el catálogo son clasificados como galaxias. Finalizamos este paso con un catálogo de estrellas y otro de galaxias.

La función que tiene como tarea la clasificación de las fuentes toma como entrada el catálogo fotométrico obtenido de la segunda ejecución de SExtractor. Para realizar la clasificación en forma interactiva primero grafica el diagrama MU_MAX vs. MAG_BEST , luego la función solicita que se ingresen los parámetros para la selección: la ordenada al origen de la relación lineal que describen los objetos puntuales y las cotas para μ_{MAX} . Una vez fijados los parámetros grafica nuevamente el diagrama MU_MAX vs. MAG_BEST y el diagrama MAG_BEST vs. FWHM con los objetos identificados a fin de chequear la clasificación. Si no se está conforme con la ejecución, la función pide ingresar nuevos parámetros y despliega nuevamente los diagramas con los nuevos parámetros asignados. Caso contrario genera dos catálogos, uno para los objetos clasificados como estrellas y otro para los clasificados como galaxias. En caso de que la función sea ejecutada de forma no interactiva, los parámetros son fijados previamente y no despliega ningún gráfico para revisión. En la Figura 17 se muestran, a modo de ejemplo, los diagramas magnitud/ μ_{MAX} y la magnitud en el filtro r' como función del FWHM para una imágenes utilizadas en este trabajo que se describirá con mayor detalle en la Sección 4.2.1. En dicha Figura se muestran las fuentes detectadas, clasificadas como estrellas, galaxias y falsas detecciones.

3.2.3 Galaxias fuente

En general, no se cuenta con información acerca de los *redshifts* de todas las galaxias identificadas en la imagen. Es por ello que es necesario llevar a cabo ciertas consideraciones a la hora de establecer cuáles son las galaxias que actúan como fuente, es decir que se encuentran por detrás del sistema lente. En el caso en el cual se cuenta con información fotométrica en una gran variedad de filtros, es posible estimar los *redshifts* fotométricos de los objetos clasificados como galaxias. Caso contrario, se realizan consideraciones fotométricas para la selección de las galaxias. Para ello se utilizan catálogos de *redshifts* espectroscópicos o de *redshifts* fotométricos de alta precisión. A partir de la distribución de *redshifts* en función de la magnitud, es posible estimar los cortes fotométricos necesarios para obtener el catálogo de galaxias fuente.

En el análisis empleado en este trabajo, no se contaba con determinaciones de *redshifts* de todas las galaxias identificadas, por lo que se tuvo en cuenta un criterio fotométrico a la hora de clasificar las galaxias como fuente. Las galaxias fuente se seleccionaron como aquellas galaxias con magnitudes entre m_P y m_{max} . m_P la definimos como la magnitud más débil para la cual la probabilidad de que la

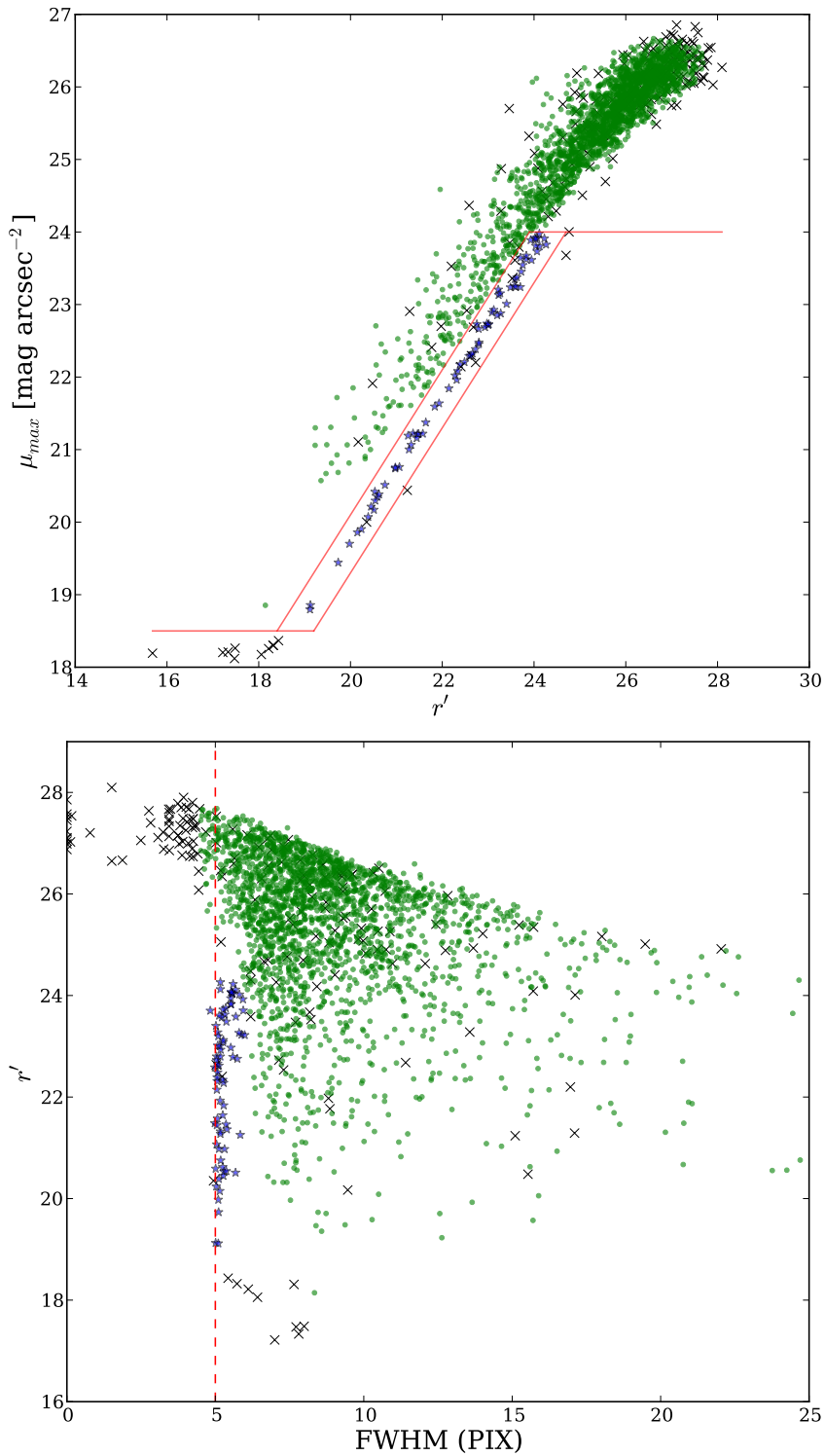


Figura 17.: Clasificación de los objetos para una imagen en el filtro GMOS r' tomada con el telescopio Gemini-Sur usando el espectrógrafo Multi-Objeto en el modo imagen. Se muestran las estrellas (estrellas azules), galaxias (círculos verdes) y las falsas detecciones (cruces negras) en el diagrama μ_{MAX}/r' (*panel superior*), en donde las estrellas se sitúan en la región marcada delimitada por los contornos rojos, y en el plano $r'/FWHM$ (*panel inferior*), en donde la línea a trazos rojos especifica el *seeing* determinado de la imagen.

galaxia se encuentre por detrás del sistema es mayor a 0,7. m_{\max} dependerá de la imagen y principalmente nos asegura no tomar galaxias demasiado débiles ya que estas poseen mayores incertezas en la determinación de la forma.

Una galaxia a la misma distancia radial del centro de un sistema pero a diferente *redshift* estará afectada por la lente en una magnitud diferente. Esta variación en la magnitud del efecto de acuerdo a la configuración del sistema es tenida en cuenta a partir del factor geométrico, $\beta := D_{LS}/D_S$. Para poder estimar las masas de los sistemas es necesario estimar $\langle\beta\rangle$, donde el promedio se realiza sobre todas las galaxias consideradas para la determinación del *shear*. Este promedio es, en general, insensible a la distribución detallada de *redshifts* siempre y cuando el promedio de las distancias de las galaxias fuente sea considerablemente mayor que la distancia a la lente.

Como mencionamos, no utilizamos mediciones directas que nos provean las distancias de las galaxias del catálogo, por ello para estimar m_p y $\langle\beta\rangle$ empleamos un catálogo de *redshifts* fotométricos. En particular en los estudios de lente realizados a lo largo de este trabajo se utilizó el catálogo de Coupon y col. (2009), basado en el Campo Profundo 1 provisto por el *Canada-France-Hawaii Telescope Legacy Survey*, el cual es completo hasta una magnitud 26 en el filtro r' . Calculamos la fracción de galaxias con $z > z_{\text{lente}}$ en intervalos de magnitud y luego establecimos m_p como la menor magnitud para la cual la fracción de galaxias fuese mayor a 0,7. Luego aplicamos nuestro criterio de selección fotométrico al catálogo ($m_p < m_r < m_{\max}$) y calculamos β para toda la distribución de galaxias. Para tener en cuenta la contaminación por galaxias que se encuentren por delante del sistema, consideramos $\beta(z_{\text{fot}} < z_{\text{lente}}) = 0$ lo cual balancea la dilución de la señal de *shear* por la inclusión de galaxias no afectadas por la lente.

En este paso se generó una función que toma como entrada el catálogo de *redshifts* fotométricos y el *redshift* de la lente. Luego calcula m_p y $\langle\beta\rangle$ de acuerdo a lo especificado. Teniendo en cuenta esto se filtra el catálogo de galaxias y se genera el catálogo de galaxias fuente, las cuales estarían afectadas por el efecto de lente gravitacional.

3.2.4 Determinación de los parámetros de forma

De acuerdo con la Ecuación 115, la distribución de brillo observada de las galaxias está convolucionada con la PSF. Estimamos la forma funcional de la PSF y su variación en el CCD a partir de la medición de las formas de los objetos clasificados como estrellas. Las formas estimadas parametrizan la PSF en las posiciones de cada estrella. Para ello, se descartaron aquellas cuya elipticidad fuese superior a 0,2, dado que se trata de falsas detecciones que permanecieron en el catálogo o de galaxias muy débiles. Además, se suavizó la determinación de la PSF, eliminando aquellas estrellas cuya elipticidad se encontrase a más de $2\sigma_{\text{elip}}$ y cuyo ángulo del semieje mayor respecto al eje del CCD estuviese comprendido entre $\langle\theta\rangle - \pi/4$ y $\langle\theta\rangle + \pi/4$, donde σ_{elip} y $\langle\theta\rangle$ es la dispersión de elipticidades y el promedio de los ángulos de orientación del semieje mayor de las diez estrellas más cercanas, respectivamente.

Luego se extrapoló la PSF a la posición de cada galaxia fuente promediando los parámetros de forma de las cinco estrellas más cercanas a la misma. Finalmente se

midieron las formas de estas galaxias ajustando la distribución de brillo superficial observada, convolucionada con la PSF determinada. Este es un paso crucial en el análisis dado que las elipticidades se relacionan con el *shear* que a su vez es relacionado con la masa de la lente.

Para llevar a cabo la medición de las formas, tanto de las estrellas como las de las galaxias, utilizamos el código `im2shape` (Bridle y col., 2002). Este código calcula los parámetros que describen la forma de un objeto modelándolo a partir de suma de Gaussianas elípticas, convolucionadas con una PSF, la cual, a su vez, también es modelada como suma de Gaussianas. Por razones de simplicidad, en este trabajo, tanto la PSF como las fuentes se modelan a partir de una única Gaussiana elíptica. Los detalles acerca del código `im2shape` y de su implementación están dados en el Apéndice B.

Con el objetivo de obtener las formas de las galaxias fuente desafectadas por la PSF, en primer lugar se ejecutó `im2shape` considerando el catálogo de las estrellas y tomando como PSF una δ de Dirac, de acuerdo con lo descrito en el Apéndice B. Luego, se desarrolló una función que toma como entrada el catálogo de las estrellas con sus parámetros de forma generado por `im2shape`. Esta función filtra el catálogo de estrellas, de acuerdo con las condiciones especificadas, a fin de descartar identificaciones erróneas y suavizar la PSF. Además, la función extrapola la PSF a la posición de cada una de las galaxias fuente. La salida consiste en un archivo que contiene los parámetros de forma de la PSF en la posición de cada una de los objetos del catálogo de galaxias fuente. Finalmente, se ejecuta nuevamente `im2shape` teniendo en cuenta este archivo sobre el catálogo de galaxias fuente a fin de obtener los parámetros de forma de estas galaxias.

3.3 ESTIMACIÓN DE MASAS DE LOS SISTEMAS

La ejecución secuencial de las funciones descritas en la sección anterior finaliza con el catálogo de las galaxias clasificadas como fuente con sus respectivos parámetros de forma. Una vez obtenido este catálogo, procedemos a la determinación de la masa de los sistemas lente. En general, se cuenta con dos metodologías a emplear para la estimación de las masas: métodos paramétricos y métodos no paramétricos.

Los métodos no paramétricos se basan en resolver la ecuación que relaciona el *shear* con la convergencia, a partir de la convolución sobre el plano de la imagen mediante (Schneider, Kochanek y Wambsganss, 2004):

$$\gamma_{\theta} = \frac{1}{\pi} \int_{\mathbb{R}^2} D(\vec{\theta} - \vec{\theta}') \kappa(\vec{\theta}') d^2\vec{\theta}' \quad (116)$$

Donde $\vec{\theta} = (\theta_1, \theta_2)$ son las coordenadas de la fuente en el plano de la imagen, $\kappa(\vec{\theta})$ es la convergencia y

$$D(\vec{\theta}) = \frac{-1}{(\theta_1 - i\theta_2)^2} \quad (117)$$

Sin embargo surgen varias dificultades a la hora de invertir la ecuación y obtener la distribución de masa proyectada. Las razones son: el *shear* es estimado en forma discreta; a partir de las elipticidades no obtenemos γ sino el *shear* reducido, g (ecuación 104); la integral de la ecuación involucra todo el plano \mathbb{R}^2 y en realidad se tiene información solo del sector provisto por la imagen; la estimación de

κ va a estar afectada por la *degeneración de hoja de masa*. Este último es el principal problema a la hora de determinar masas utilizando estos métodos. Además, un análisis cuantitativo de la masa es complejo dado que pueden observarse picos en las distribuciones de densidad que, si bien pueden corresponderse con la distribución de masa real del sistema, también pueden ser ocasionados por el ruido en las mediciones de elipticidad de las galaxias fuente. Por lo tanto la interpretación de los datos es compleja si a su vez se tiene en cuenta que existe una correlación entre la convergencia determinada y la localización, debido a que la distribución de densidad no es aleatoria. Sin embargo, estos métodos son empleados con éxito para analizar la distribución de masa de los sistemas que actúan como lente.

Por otro lado los métodos paramétricos proveen una forma simple de cuantificar la masa de la lente. Para ello se asume una distribución de densidad que describa las observaciones de *shear* y se ajustan los parámetros libres a partir de la distribución observada. En general se asumen modelos de masa esféricos y, promediando las elipticidades en intervalos radiales, se obtiene un perfil de *shear* el cual se ajusta minimizando la correspondiente función χ^2 que contiene los parámetros del modelo. Los modelos más comúnmente empleados para la descripción de la distribución de masa de la lente son el SIS y el NFW, descritos en el capítulo anterior (2.2.8.3 y 2.2.8.4).

Para llevar a cabo la estimación de la masa total de los sistemas analizados en este trabajo ajustamos modelos paramétricos a los perfiles de *shear* obtenidos a partir del promedio de las elipticidades de las galaxias fuente en intervalos radiales. Además, para algunos sistemas para los cuales se contaba con una significativa densidad de galaxias fuente ($\gtrsim 40$ galaxias/arcmin²) analizamos su distribución de masa aplicando métodos no paramétricos. A continuación se describirá cómo implementamos los métodos descritos para obtener información acerca de la masa de la lente y su distribución.

3.3.1 Elaboración y ajuste del perfil de shear

Para calcular el perfil de *shear* es necesario establecer el centro del potencial gravitatorio del sistema lente. En general, consideramos a la galaxia más brillante del sistema como el centro de masa del mismo, lo cual es comúnmente empleado para este tipo de análisis (Foëx y col., 2012; Hoekstra y col., 2011; Okabe y col., 2010a). Se discutirá acerca de los posibles errores debido a la elección de este centro en los capítulos posteriores. Una vez establecido el centro, calculamos los perfiles promediando las elipticidades tangenciales (e_T , donde las componentes de la elipticidad se obtuvieron según lo descrito en la subsección 2.3.3.1) de las galaxias de fondo, en anillos con espaciado logarítmico sin superposición. El espaciado logarítmico, permite obtener una relación S/N similar en cada anillo (ver ecuación 114).

Finalmente estimamos las masas de los sistemas lente ajustando los perfiles de *shear* utilizando modelos de distribución de masa. Para ello adoptamos dos modelos, SIS y NFW (descritos en las Sub-subsecciones 2.2.8.3 y 2.2.8.4), los cuales son modelos paramétricos estándares empleados en este tipo de análisis para caracterizar las lentes.

En el caso del perfil SIS, el parámetro ajustado es la dispersión de velocidades σ_V del sistema, la cual puede relacionarse con la masa dentro del radio R_{200} ($M_{200} = 200\rho_{cr}(z)\frac{4}{3}\pi R_{200}^3$) (Leonard y King, 2010):

$$M_{200} = \frac{2\sigma_V^3}{\sqrt{50}GH(z)} \quad (118)$$

El perfil NFW está descrito a partir de dos parámetros, el radio R_{200} y el parámetro de concentración c_{200} . Si ajustamos el *shear* medido en diferentes radios, podemos estimar ambos parámetros. Sin embargo, existe una conocida degeneración entre estos. Esto se debe a la falta de información acerca de la distribución de masa en las regiones centrales del halo de materia oscura y solo puede romperse si se cuenta con información acerca de la distribución de materia estas regiones, por ejemplo, a partir de determinaciones de lente fuerte. Los sistemas analizados en este trabajo, no contaban con arcos y/o imágenes múltiples que permitieran hacer este tipo de análisis. Por lo tanto, se optó por fijar el parámetro de concentración usando la relación $c_{200}(M_{200}, z)$ dada por Duffy y col. (2011), obtenida a partir de simulaciones de N-cuerpos para una muestra completa de halos. Para ello utilizamos una estimación de la masa M_{200} y el *redshift* de la lente. La elección del modelo de la relación $M_{200} - c_{200}$, no tiene un impacto significativo en la estimación final de la masa, dado que los errores en la masa debido al ajuste del perfil son considerablemente mayores. Por lo tanto, una vez que fijamos c_{200} , se procedió a ajustar el perfil con un único parámetro libre: R_{200} , a partir del cual puede obtenerse la masa M_{200} directamente comparable con la obtenida utilizando el perfil SIS (Ecuación 118).

Para derivar los parámetros de cada modelo de distribución de masa, llevamos a cabo un ajuste a partir de la minimización de la χ^2 estándar:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(\langle e_T \rangle(r_i) - \gamma(r_i, p))^2}{\sigma_\gamma^2(r_i)} \quad (119)$$

Donde la suma se realiza sobre los N intervalos radiales de ancho $r_i \pm \delta r$, p es el parámetro que desea ser ajustado (σ_V en el caso del perfil SIS y R_{200} para el NFW), $\gamma_T(r_i, p)$ es la predicción del *shear* a una distancia r_i dada por el modelo, $\langle e_T \rangle$ es el promedio de la componente tangencial de las elipticidades de las galaxias fuente dentro del intervalo radial y σ_γ^2 es el error considerado en la determinación del *shear* (principalmente dado por la dispersión de la distribución intrínseca de elipticidades de las galaxias fuente, $\sigma_\gamma \approx \sigma_\epsilon / \sqrt{N_{fuentes}}$). Para el cómputo y la minimización de la χ^2 utilizamos la función de la biblioteca de python SciPy, `scipy.optimize.minimize`¹. Se adoptaron como errores de los parámetros los provistos por esta función, determinados a partir del cálculo de la matriz de covarianza.

3.3.2 Estudio de la distribución de masa proyectada de los sistemas lente

Para encontrar la distribución de densidad de los sistemas de galaxias utilizamos el código LensEnt2 (Marshall y col., 2002). A continuación se resumirá el formalis-

¹ https://docs.scipy.org/doc/scipy-0.18.1/reference/generated/scipy.optimize.curve_fit

mo en el cual se basa el código y los detalles de su aplicación.

Una vez estimado el *shear* a partir de las elipticidades de las galaxias fuente, es posible encontrar el mapa de convergencia invirtiendo la ecuación 116, y por lo tanto la distribución de la masa proyectada maximizando la siguiente cantidad:

$$\Pr(\kappa | \text{dato}) = \frac{\Pr(\text{dato} | \kappa)\Pr(\kappa)}{\Pr(\text{dato})} \quad (120)$$

Donde dato son las componentes de la elipticidad de las N galaxias de fondo. Se considera que cada una de las 2N componentes de las elipticidades, e_j , siguen una distribución gaussiana con media g_j y varianza σ_e^2 , donde g_j es el valor real de la j-ésima componente del *shear* reducido en la posición de la galaxia. Por lo tanto, la función de probabilidad puede expresarse como:

$$\Pr(\text{dato} | \kappa) = \frac{1}{Z_L} e^{-\frac{\chi^2}{2}} \quad (121)$$

Donde Z_L es la constante de normalización y χ^2 es el estadístico usual

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^2 \frac{(\epsilon_{ij} - g_{ij})^2}{\sigma_e^2} \quad (122)$$

Como primera aproximación se asume que la distribución de densidad no está correlacionada. Sin embargo, se espera que los sistemas de galaxias posean una distribución de masa suave, por lo tanto es importante agregar esta información en el análisis. Para ello se hace uso del formalismo de una Función de Correlación Intrínseca (ICF por sus siglas en inglés *Intrinsic Correlation Function*, Gull, 1989). De esta forma, la distribución física de la masa y por lo tanto de la convergencia, es expresada como la convolución de una distribución (que es la que se pretende conocer) con un núcleo ancho, la ICF. El suavizado de los datos es realizado durante el proceso de reconstrucción. La inclusión de la ICF introduce nuevos grados de libertad al problema que están relacionados con la parametrización de esta función. En particular se elige el ancho de la función, ω , como el parámetro que la caracteriza, y por lo tanto como una nueva variable. Esta cantidad es fijada en el código y puede ser variada de forma tal de maximizar la cantidad $\Pr(\text{dato} | \omega)$. Es importante a su vez, llevar a cabo una inspección visual de los mapas de densidad de masa superficial obtenidos en función del parámetro ω . Una ICF caracterizada por un ω alto, si bien se puede corresponder con un un máximo para $\Pr(\text{dato} | \omega)$, podría resultar en una sobre-estimación del grado de subestructura del sistema o, por otro lado, generar la fusión entre la distribución de masa de la lente con otras distribuciones a lo largo de la línea de la visual. Es por ello que las distribuciones de masa resultantes a partir de la aplicación de esta técnica, requiere información adicional acerca de la distribución esperada a fin de seleccionar adecuadamente ω .

3.4 TESTEO DEL CÓDIGO CON IMÁGENES SIMULADAS

Con el objetivo de testear el desempeño del código, se aplicó el mismo a las simulaciones DES *Cluster* públicamente disponibles (Gill y col., 2009). Estas simula-

ciones consisten en una serie de imágenes distribuidas en forma de mosaico, constituidas por galaxias y estrellas. Las galaxias poseen una deformación adicional a su forma intrínseca, la cual responde al efecto que le ocasionaría una lente con una distribución de densidad SIS descrito por una dispersión de velocidades de 1250 km s^{-1} . La serie de imágenes poseen diferentes niveles de complejidad, variando en el ruido (ruido bajo: incluye solo el ruido de lectura y el ruido fotónico; ruido alto: considera además el ruido del cielo), en la inclusión de una PSF que varía en el campo y en la incorporación de galaxias que se encontrarían por delante de la lente (sin *shear*). Estas simulaciones constituyen un test adecuado para el código dado que se planea aplicar a sistemas de galaxias que pueden describirse a partir de este tipo de distribución de materia. Se aplicó el código de análisis de lente débil a tres de los mosaicos de imágenes simuladas, aquellas solo con *shear* y ruido alto, con *shear* + PSF + ruido bajo y con *shear* + PSF + ruido alto. Esto nos permitió testear la clasificación de las fuentes detectadas y la correcta medición e inclusión en las formas de las galaxias de la PSF.

Para llevar a cabo el análisis se ejecutaron las funciones descritas en la sección 3.2 en forma automática y en paralelo para todas las imágenes de cada mosaico. Con el objetivo de corroborar que la PSF estuviese correctamente determinada, volvimos a medir las formas de las estrellas esta vez considerando la PSF. Si la misma se estimó adecuadamente, la distribución de las formas recuperada debería ser la correspondiente a la medición de objetos puntuales. En la Figura 18 se muestran los semiejes mayores de las estrellas para una de las imágenes con ruido alto del mosaico, sin considerar y considerando la PSF en la determinación de las formas. Como puede apreciarse, una vez que la PSF es tenida en cuenta, el semieje mayor de las galaxias es mucho menor y su orientación es aleatoria, asemejándose a la distribución de objetos puntuales.

Dado que las imágenes utilizadas estaban constituidas solo por galaxias con *shear*, todas las galaxias detectadas fueron consideradas como fuentes posicionadas a $z = 0,8$, el cuál es el *redshift* promedio de las mismas. Para el cálculo del perfil se utilizaron solo aquellas galaxias $\text{FWHM} > 6$ pixeles. Los perfiles resultantes se muestran en la Figura 19. Para la serie de imágenes de mayor complejidad con la cual se trabajó (imágenes con ruido alto y PSF aplicada), obtuvimos un parámetro de desviación de 1.2, definido como el valor de σ para el cual el resultado se encuentra alejado del valor original impuesto por la simulación de $\sigma_V = 1250 \text{ km/sec}$, i.e. $\sigma = \frac{\text{result} - \text{input}}{\text{error}}$, donde el error es el error obtenido en el parámetro de ajuste. Con estos resultados, concluimos en que el código desarrollado es capaz de recuperar la señal de *shear* simulada, por lo que puede ser aplicado a imágenes reales con el fin de extraer la señal de lente y estimar la masa de sistemas de galaxias.

3.5 ANÁLISIS A PARTIR DE TÉCNICAS DE APILAMIENTO

Dado que la señal de la lente está estrechamente ligada a la densidad numérica de galaxias fuente a las cuales es posible determinarles la forma, es útil incrementar la señal artificialmente a partir de las técnicas de *stacking* o apilamiento que describiremos a continuación. Estas técnicas no solo permiten aumentar significativamente la señal de la lente, sino que además poseen otras ventajas, a las cuales nos referiremos en esta sección.

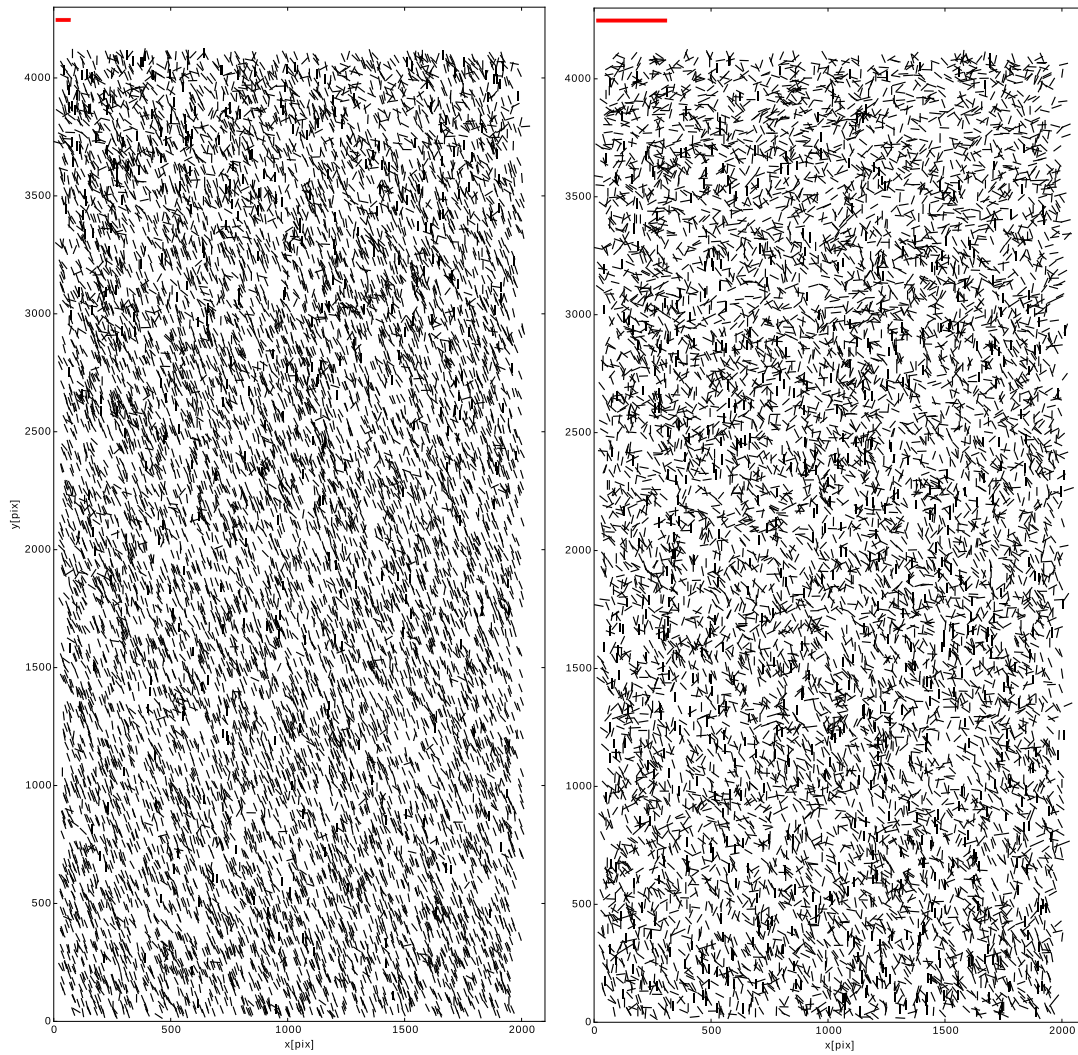


Figura 18.: Tratamiento de la PSF aplicado a las estrellas para las imágenes del DES con ruido alto: Distribución de los semiejes mayores de las estrellas en el CCD (a $\cos \theta$, a $\sin \theta$) antes (*izquierda*) y después (*derecha*) de la convolución de la PSF. Notar que los semiejes se encuentran más aleatoriamente distribuidos y que la escala (dada por el primer segmento rojo en el borde superior izquierdo y que corresponde a 3 píxeles) es mucho menor luego de introducir la PSF en la determinación de las formas

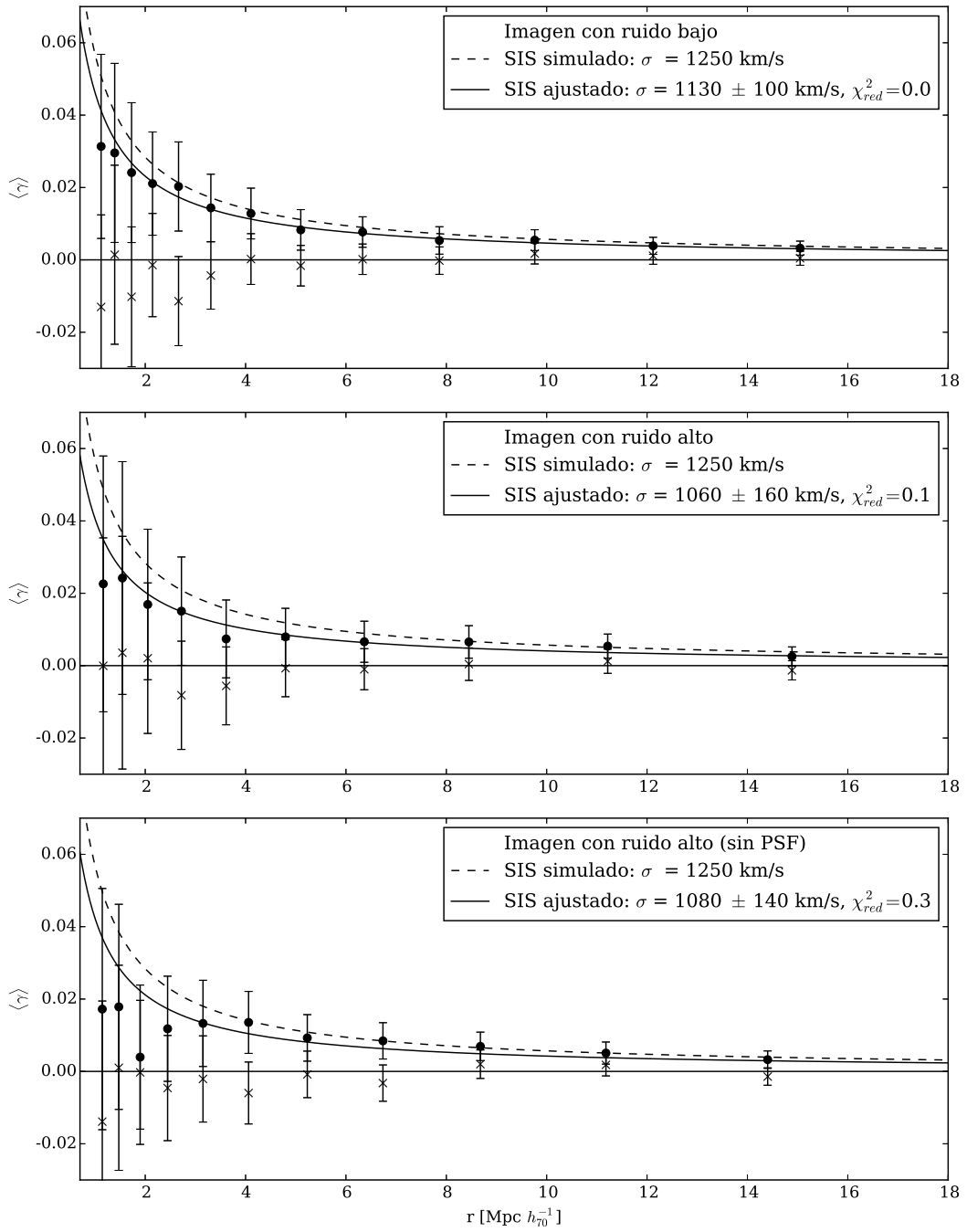


Figura 19.: Perfiles de *shear* obtenidos para la serie de imágenes con galaxias con *shear*, ruido bajo (*arriba*) y alto (*medio*) con PSF aplicada y con ruido alto sin PSF aplicada (*abajo*) de la simulación DES. La curva a trazos corresponde al perfil SIS para la dispersión de velocidades simulada y la curva continua corresponde al perfil ajustado. Las estimaciones de las componentes del *shear*, tangenciales (γ_T) y cruzadas (γ_\times), fueron obtenidas promediando en los anillos las componentes tangenciales (*círculos llenos*) y cruzadas (*cruces*) de las galaxias.

Las técnicas de apilamiento se basan en combinar lentes con características similares, por lo que la señal de subestructura es diluida en el proceso, dado que son promediadas. Por lo tanto, el apilamiento reduce el impacto de las subestructuras, presentes en los sistemas individuales, y las desviaciones de la simetría esférica. Finalmente, dado que las fuentes están afectadas por toda la materia a lo largo de la línea de la visión, la estructura en gran escala puede provocar resultados de masa erróneos. Sin embargo, cuando se promedia la señal de muchas lentes, estos efectos son a su vez promediados, produciendo solo un ruido adicional estadístico. Considerando todas las ventajas que proveen las técnicas de apilamiento, en los casos en los cuales la densidad de galaxias fuente no era suficiente para llevar a cabo el análisis de lente débil, aplicamos este procedimiento.

Teniendo en cuenta la Ecuación 109 podemos describir el *shear* a partir del contraste de densidad de masa proyectada:

$$\langle \Delta \Sigma(r) \rangle \equiv \bar{\Sigma}(< r) - \langle \Sigma \rangle(r) = \Sigma_{cr} \times \langle \gamma_T \rangle(r) \quad (123)$$

En donde $\bar{\Sigma}(< r)$ y $\langle \Sigma \rangle(r)$ es la densidad de masa superficial promediada en un disco y un anillo de radio r , respectivamente. La componente tangencial del *shear*, γ_T es estimada a partir de elipticidad, $\langle \gamma_{T,j} \rangle(r) = \langle e_T \rangle_j$, donde $\langle e_T \rangle_j$ es la elipticidad tangencial promediada de $N_{fuentes,j}$ galaxias fuentes, localizadas a una distancia $r \pm \delta r$ del centro de la j -ésima lente. Por otro lado, el promedio en el anillo $r \pm \delta r$ de la componente de la elipticidad rotada en $\pi/4$, $\langle e_{\times} \rangle_j$, se corresponde componente cruzada del *shear*, $\langle \gamma_{\times,j} \rangle(r)$, y debería ser cero. El contraste de densidad de masa promedio de N_{Lentes} circularmente simétricas se calcula de acuerdo a la componente tangencial de la elipticidad, $e_{T,ij}$, de cada fuente i correspondiente a cada lente j , de acuerdo con:

$$\langle \Delta \Sigma(r) \rangle = \frac{\sum_{j=1}^{N_{Lentes}} \sum_{i=1}^{N_{Fuentes,j}} \omega_{ij} \times e_{T,ij} \times \Sigma_{crit,j}}{\sum_{j=1}^{N_{Lentes}} \sum_{i=1}^{N_{Fuentes,j}} \omega_{ij}} \quad (124)$$

donde ω_{ij} son los pesos considerados para cada galaxia fuente y $\Sigma_{crit,j}$ es la densidad de masa proyectada crítica para todas las fuentes de la lente j , definida como:

$$\Sigma_{crit,j} = \frac{c_{vel}^2}{4\pi G} \frac{1}{\langle \beta_j \rangle D_{OLj}} \quad (125)$$

$\langle \beta_j \rangle$ es el factor geométrico definido en la subsección 3.2.3.

Los pesos fueron calculados de acuerdo con el FWHM y el error adoptado en la determinación de la forma, σ_e , de cada galaxia:

$$\omega_{ij} = \frac{1}{(R_{ij}^2 + \sigma_e^2) \times \Sigma_{crit,j}^2}$$

Donde R_{ij} es la razón entre el FWHM máximo de la imagen correspondiente a la lente j y el FWHM de cada galaxia de fondo i , $R_{ij} = FWHM^{max}/FWHM_i$

La incerteza del estimador $\langle \Delta \tilde{\Sigma}(r) \rangle$ se obtiene teniendo en cuenta el ruido debido a la distribución de la forma intrínseca de las galaxias,

$$\sigma_{\Delta \Sigma}^2(r) = \frac{\sum_{j=1}^{N_{\text{Lentes}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{Fuentes},j}} (\omega_j \times \sigma_\epsilon \times \Sigma_{\text{crit},j})^2}{\sum_{j=1}^{N_{\text{Lentes}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{Fuentes},j}} \omega_j^2} \quad (126)$$

Finalmente podemos calcular la relación señal ruido a partir de la ecuación:

$$\left(\frac{S}{N} \right)^2 = \sum_i \frac{\langle \Delta \tilde{\Sigma}(r_i) \rangle^2}{\sigma_{\Delta \Sigma}^2(r_i)} \quad (127)$$

donde la suma es considerada sobre todos los anillos radiales usados para ajustar el perfil.

A partir del contraste de densidad de masa proyectada es posible obtener los parámetros que describen la distribución de masa del sistema lente, minimizando la χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(\langle \Delta \Sigma(r_i) \rangle - \Delta \Sigma(r_i, p))^2}{\sigma_{\Delta \Sigma}^2(r_i)} \quad (128)$$

Análogamente a la Ecuación 119, la suma se realiza sobre los N intervalos radiales del perfil y p es el parámetro a ser ajustado (σ_V en el caso del modelo SIS y R_{200} para el perfil NFW).

ANÁLISIS DE CÚMULOS DE BAJA LUMINOSIDAD EN RAYOS X

*This is real life.
It's not perfect,
but it's real.*

*Esto es la vida real.
No es perfecta,
pero es real.*

— *Before Midnight / Antes del anochecer, Película 2013.*

4.1 INTRODUCCIÓN

Las simulaciones numéricas muestran que los cúmulos de galaxias se forman a partir de la fusión de estructuras menores (ver Subsección 1.2), por ello el estudio de sistemas de galaxias en un rango amplio de masas y de *redshifts* provee de importante información acerca de la evolución de estos sistemas y de las galaxias que los componen. En particular el estudio de cúmulos de baja luminosidad en rayos-X, puede ser útil para entender los procesos de formación y los efectos del entorno en las galaxias miembro. En este tipo de sistemas, las velocidades de dispersión son menores que en los cúmulos masivos ($< 800 \text{ km s}^{-1}$), favoreciendo las interacciones y las fusiones entre las galaxias que los componen, lo cual aumenta la frecuencia de las transformaciones morfológicas. Además, estos sistemas son más numerosos, como puede observarse en la distribución de masa de cúmulos de galaxias. Sin embargo son, a su vez, más débiles y más fríos, dificultando su detección y es por esto que no han sido ampliamente estudiados, como sucede con los cúmulos masivos y luminosos en rayos-X.

Se ha demostrado que la evolución de los cúmulos de galaxias está determinada por los parámetros cosmológicos. En particular, la función de masa provee restricciones observacionales a la cosmología, dado que es altamente sensible a estos parámetros (e.g., Allen, Evrard y Mantz, 2011; Mandelbaum y Seljak, 2007; Planck Collaboration y col., 2014; Rozo y col., 2009; Vikhlinin y col., 2009b). La principal limitación en el uso de la función de masa es la determinación de las masas, debido a que posee varias complicaciones (ver Sección 1.4). Es por ello que el estudio de relaciones simples que vinculen la masa total de los sistemas con otras cantidades físicas (Kaiser, 1986) es importante ya que son útiles para convertir simples observables en estimaciones de masa. En particular, la luminosidad de rayos-X de los cúmulos y grupos puede considerarse un buen trazador de la masa de los halos, con una dispersión en la relación $M-L_X$ de aproximadamente un 20% (Maughan, 2007; Pratt y col., 2009; Rozo y col., 2008; Rykoff y col., 2008; Stanek y col., 2006; Vikhlinin y col., 2009a). La principal ventaja en utilizar la luminosidad como trazador de materia, es que este observable puede ser determinado a altos *redshifts*,

requiriendo solo la detección y posterior estimación de la distancia del sistema. Las lentes débiles proveen una técnica apropiada para el estudio de la relación $M-L_X$ y ha sido recientemente aplicada en varios trabajos (Bardeau y col., 2007; Hoekstra, 2007; Leauthaud y col., 2010; Okabe y col., 2010a; Rykoff y col., 2008). En este sentido, tres estudios que abarcan cúmulos de baja luminosidad en rayos-X y grupos (Kettula y col., 2015; Leauthaud y col., 2010; Rykoff y col., 2008) muestran que estos siguen una única relación con una pendiente bien definida, en buen acuerdo con los cúmulos masivos.

Este trabajo está enmarcado en una serie de publicaciones orientadas a entender los procesos involucrados en la formación y evolución de los cúmulos de galaxias de baja luminosidad en rayos-X a *redshifts* intermedios (Nilo Castellón y col., 2014; Nilo Castellón y col., 2016, Gonzalez y col. 2015, ver Material complementario, Publicaciones vi). Nilo Castellón y col. (2016) presenta los detalles acerca de la selección de la muestra y las especificaciones observacionales, tanto sobre la fotometría como la espectroscopía. Por su parte, Nilo Castellón y col. (2014) presenta las propiedades fotométricas de siete de los objetos observados con los telescopios Gemini. A medida que el *redshift* se incrementa, se observó un aumento en la cantidad de galaxias azules y una disminución de las lenticulares, mientras que la fracción de las tipo tempranas permanece aproximadamente constante. A *reshifts* más bajos, la presencia de una definida secuencia roja extendiéndose por más de 4 magnitudes prueba que estos sistemas de masa intermedia han alcanzado un estado relajado.

En este capítulo presentaremos el análisis de lente débil de ocho cúmulos de galaxias de baja luminosidad en rayos-X. En la Sección 4.2.1 describimos la muestra de sistemas analizados y la adquisición y reducción de las imágenes. Luego en la Sección 5.4 damos los detalles acerca del análisis de lente para llevar a cabo la determinación de las masas. Discutimos los resultados en la Sección 4.4 y comparamos las masas obtenidas con las luminosidades en rayos-X. Finalmente en la Sección 4.5 resumimos los resultados principales. Si bien la determinación de las masas totales se encuentra publicada en Gonzalez et al. 2015 (vi), se rehizo el trabajo considerando un mayor número de cadenas y de iteraciones en la implementación de `im2shape` de acuerdo a lo descrito en el Apéndice B. Sin embargo no se encontraron diferencias significativas entre los resultados presentados en este capítulo y los publicados.

4.2 CÚMULOS DE GALAXIAS, OBSERVACIONES Y REDUCCIÓN DE LOS DATOS

4.2.1 Descripción de la muestra

La muestra de cúmulos de baja luminosidad en rayos-X analizada fue seleccionada a partir del catálogo de fuentes extendidas de rayos-X de Mullis y col. (2003). Este catálogo es una versión revisada de 223 detecciones fortuitas de cúmulos presentes en el relevamiento *ROSAT Position Sensitive Proportional Counter* (ROSAT PSPC) observados por Vikhlinin y col. (1998). La muestra comprende 19 sistemas de los 140 objetos con luminosidades en la banda [0,5–2,0] keV (en reposo) cerca del límite de detección del relevamiento ($\sim 10^{42}$ erg s^{-1}). El rango de *redshifts* es de 0,16 a 0,70 y una completa descripción acerca de los 19 objetos puede encontrarse en Ni-

lo Castellón y col. (2016). El proyecto en el cual está enmarcado este trabajo apunta al estudio de sistemas de masa intermedia, localizados a *redshifts* intermedios, y al análisis del contenido morfológico de las galaxias que los componen.

De los 19 sistemas, se estudiaron 8 de ellos, los cuales contaban con observaciones de gran calidad fotométrica que permitieron el análisis de lente. Los mismos poseen luminosidades en rayos-X desde $1,4$ a $26,1 \times 10^{43}$ erg s⁻¹ en la banda [0,5–2,0] keV, y *redshifts* entre 0,185 y 0,7. En la Tabla 2 resumimos las características principales de los cúmulos analizados. La luminosidad promedio es $13,4 \times 10^{43}$ erg s⁻¹, un valor relativamente intermedio entre los $\sim 10^{42}$ erg s⁻¹, típicamente observado en grupos con emisión en rayos-X, y $5 \sim 10^{44}$ erg s⁻¹, observado en cúmulos ricos.

4.2.2 Observaciones

Las observaciones fotométricas de los ocho cúmulos de galaxias fueron obtenidas con los telescopios Gemini-Norte y Gemini-Sur, durante el proceso sistema de verificación y programas específicos con tiempo de observación Argentino. Siete cúmulos fueron observados usando el espectrógrafo Multi-Objeto (Hook y col., 2004) en el modo imagen, en las bandas r' y/o g' o i' con un arreglo de tres EEV CCDs de 2048×4608 pixeles. La escala del píxel es $0,1454''$, bastante apropiada para la determinación de la PSF, lo cual corresponde a un campo de visión de $5,5 \times 5,5$ arcmin² en el cielo.

Todas las imágenes fueron obtenidas bajo excelentes condiciones fotométricas, con valores medios de *seeing* de $0,75$, $0,66$ y $0,74$ arcsec en los filtros GMOS g' , r' y i' , respectivamente. Algunas observaciones fueron realizadas bajo condiciones temporales excepcionales, el cual es el caso del objeto [VMF98]001, con un *seeing* medio de alrededor de $0,485$ en la imagen correspondiente a la banda r' . Las columnas 6 a 9 en la Tabla 2 muestran un resumen de las observaciones fotométricas.

Todas las observaciones fueron procesadas por Nilo Castellón y col. con el paquete Gemini IRAF v1.4 provisto por IRAF¹ (Tody, 1993). Se les sustrajo el bias/over-scan a las imágenes, las mismas también fueron recortadas y corregidas por *flat*. Las imágenes finales procesadas fueron registradas a una posición de píxel común y posteriormente fueron combinadas.

¹ IRAF es provisto por *the National Optical Astronomy Observatories*, los cuales son operados *the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc.*, bajo acuerdo cooperativo con la Fundación Nacional de Ciencia.

Tabla 2.: Muestra de cúmulos de baja luminosidad en rayos-X

[VMF98]	α	δ	L_X	L_X	z	Programa	g'	r'	i'
Id.	(J2000)	(J2000)	[0.5–2.0] keV ($h_{70}^{-2} 10^{43}$ cgs)	[0.1–2.4] keV ($h_{70}^{-2} 10^{43}$ cgs)		Id.			
001	00 ^h 30 ^m 33.2 ^s	+26° 18' 19"	26.1	30.7	0.500	GN-2010B-Q-73	–	15×300	15×150
022	02 ^h 06 ^m 23.4 ^s	+15° 11' 16"	3.6	3.8	0.248	GN-2003B-Q-10	–	4×300	4×150
093	10 ^h 53 ^m 18.4 ^s	+57° 20' 47"	1.4	1.6	0.340	GN-2011A-Q-75	–	5×600	4×150
097	11 ^h 17 ^m 26.1 ^s	+07° 43' 35"	6.4	7.7	0.477	GS-2003A-SV-206	12×600	7×900	–
102	11 ^h 24 ^m 13.9 ^s	-17° 00' 11"	8.1	9.3	0.407	GS-2003A-SV-206	–	5×600	–
119	12 ^h 21 ^m 24.5 ^s	+49° 18' 13"	42.7	53.6	0.700	GN-2011A-Q-75	–	7×190	4×120
124	12 ^h 52 ^m 05.4 ^s	-29° 20' 46"	3.4	3.4	0.188	GS-2003A-SV-206	5×300	5×600	–
148	13 ^h 42 ^m 49.1 ^s	+40° 28' 11"	16.2	21.4	0.699	GN-2011A-Q-75	–	7×190	5×120

Notas. Columnas: (1), identificación del cúmulo; (2) y (3), coordenadas ecuatoriales del centro en rayos-X; (4), luminosidad en rayos-X en la banda de energía [0,5 – 2,0] keV obtenida a partir de Vikhlinin y col. (1998); (5), luminosidad en rayos-X en la banda de energía [0,1 – 2,4] keV calculada usando la luminosidad L_{500} a partir del catálogo *Meta-Catalogue of X-ray Detected Clusters of Galaxies* (MCXC Piffaretti y col., 2011); (6), *redshift* medio del cúmulo a partir de Mullis y col. (2003); (7), identificación del programa Gemini; (8)–(10), número de exposiciones y tiempos de exposición individual en segundos para cada banda.

4.3 ANÁLISIS DE LENTE DÉBIL

Para llevar a cabo el análisis de lente débil, se aplicó el código desarrollado descrito en la Sección 3.2. Se calculó la fotometría en todas las bandas disponibles mientras que la determinación de la PSF y la posterior medición de las formas de las galaxias, se llevó a cabo en la banda r' .

Las galaxias de fondo fueron seleccionadas como aquellos objetos clasificados como galaxias con magnitudes en la banda r' , $m_{r'}$, tal que $m_P < m_{r'} < m_{max} = m_M + 0,5$, donde m_M es el máximo de la distribución de magnitudes en la banda r' de los objetos clasificados como galaxias y m_P fue definida en la Subsección 3.2.3 como la magnitud a la cual la probabilidad de que la galaxia se encuentre por detrás del sistema lente es mayor a 0,7. Además, solo se consideraron para el análisis las galaxias de fondo con $FWHM > 6$ pixeles, de modo que la forma de la galaxia estuviese bien muestrada, y con errores en la medición $\sigma_e < 0,2$ (donde σ_e está definido como la suma cuadrática de los errores de las componentes, σ_{e1} y σ_{e2} , dados por `im2shape`).

El perfil de *shear* se obtuvo a partir del promedio de las elipticidades de los objetos clasificados como galaxias de fondo, pesándolas de acuerdo a la probabilidad de que la galaxia se encontrase por detrás del cúmulo, según su magnitud y color. Dicha probabilidad, al igual que m_P y el factor geométrico $\langle\beta\rangle$, fueron calculados utilizando el catálogo de *redshifts* fotométricos de Coupon y col. (2009) como se describió en la Subsección 3.2.3. Para el cálculo de los pesos se tuvo en cuenta la fracción de galaxias con *redshifts* mayores al *redshift* del cúmulo para cada intervalo de magnitud en la banda r' y color $g' - r'$ y $r' - i'$, según corresponda (Figura 20). Para el objeto [VMF98] 102 para el cual se contaba con una única imagen en la banda r' , se consideraron solo intervalos en magnitud. Dado que el catálogo fotométrico empleado posee una cobertura de 1 grado^2 , estimamos el efecto de la varianza cósmica en la determinación de $\langle\beta\rangle$. Para ello dividimos el catálogo de acuerdo con 25 áreas no superpuestas y calculamos $\langle\beta\rangle$ en cada una de las áreas, fijando el *redshift* de la lente en 0,5. La dispersión de la distribución obtenida ($\sim 0,01$) fue adoptada como la incerteza introducida debido a la varianza cósmica. Teniendo en cuenta que la propagación de este error en la masa representa solo el 5% de los valores obtenidos y que los errores debidos al ajuste del perfil son significativamente mayores, no fueron consideradas estas incertezas en los resultados finales.

Se asumió como centro de los sistemas la galaxia más brillante (BCG, por sus siglas en inglés *Brightest Cluster Galaxy*) en el filtro r' , un criterio comúnmente usado para las determinaciones de masa de lentes (Foëx y col., 2012; Hoekstra y col., 2011; Okabe y col., 2010a). Se probaron diferentes tamaños de anillos para el cálculo del perfil, sin embargo no se observó una fuerte dependencia entre este y la determinación de la masa final, por lo que fijamos el tamaño del bin tal que se maximice el valor de la χ^2 para el ajuste SIS. Los errores para cada bin fueron calculados de acuerdo a la dispersión de la distribución de elipticidades intrínsecas de las galaxias, $\sigma_\gamma = \sigma_e / N_{\text{fuentes}}$, donde σ_e es la dispersión fijada en 0,3 y N_{fuentes} es el número de galaxias en el bin.

Los perfiles fueron ajustados a partir del radio para el cual la señal observada era significativamente positiva para reducir los errores producto de una estimación incorrecta del centro, hasta el anillo cuyo número de galaxias fuese máximo ($\sim 3'$

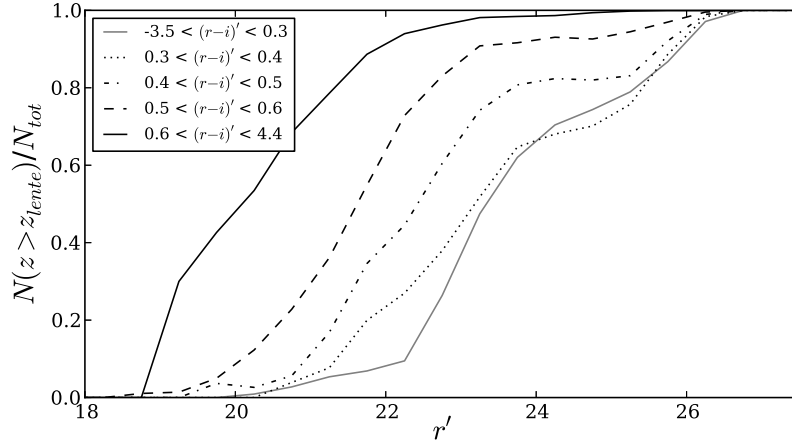


Figura 20.: Fracción de galaxias con $z > z_{lente}$ ($N(z > 0,5)/N_{tot}$), para diferentes intervalos de magnitud, en la banda r' , y colores, $r' - i'$, calculados a partir del catálogo de *redshifts* fotométricos de Coupon y col. (2009). Para el gráfico se fijó $z_{lente} = 0,5$. Los valores obtenidos fueron utilizados para pesar las elipticidades, de acuerdo a la magnitud y color de la galaxia de fondo considerada, para la posterior estimación del perfil de *shear*.

para la mayoría de los cúmulos). Los perfiles obtenidos están principalmente limitados por el campo de visión de las imágenes, obteniendo 4 a 6 puntos para cada perfil. Para el ajuste del perfil NFW se fijó $c_{200} = 4$ de acuerdo al valor estimado por Duffy y col. (2011) para un cúmulo relajado con masa $M = 1 \times 10^{14} M_{\odot} h_{70}^{-1}$ localizado a $z = 0,4$.

Para los cúmulos de galaxias para los cuales se contaba con una densidad considerable de galaxias de fondo ($\rho_{back} \gtrsim 40$ galaxias/arcmin²), [VMF98]001, [VMF98]097 y [VMF98]102, se analizó la distribución de masa proyectada aplicando el análisis detallado en la Subsección 3.3.2. Se obtuvo el mapa de masa proyectada asumiendo una forma gaussiana para la ICF, variando su ancho entre 20 y 300 segundos de arco. Los contornos fueron obtenidos a partir de 3σ sobre el nivel del ruido, calculado de acuerdo al promedio de la señal en el mapa de residuos generado por LensEnt2 (ver subsección 3.3.2). Este análisis se llevó a cabo a fin de describir la distribución de masa de estos sistemas y obtener información sobre el grado de subestructura que estos presentan. Los resultados obtenidos no fueron utilizados para realizar un análisis cuantitativo, ya que las masas totales adoptadas fueron las calculadas a partir del perfil de *shear*.

4.4 RESULTADOS

A partir de nuestro análisis de lente débil, estimamos las masas de siete de los cúmulos de la muestra. Debido a la baja relación S/N para el cúmulo [VMF98]148, no fue posible obtener estimaciones de masa confiables. Los resultados del análisis se muestran en la Tabla 5 junto con las dispersiones de velocidades espectroscópicas, para los grupos para la cual se contaba con esta información de acuerdo a los resultados de Nilo Castellón y col. (2016). Los perfiles de *shear* obtenidos para los cúmulos se muestran en las Figuras 21 y 22, con la χ^2 reducida para cada ajuste. Se incluyen ambos ajustes, SIS (línea sólida) y NFW (línea a trazos). Los errores en la masa M_{200}^{NFW} son mayores a los obtenidos para M_{200}^{SIS} , dadas las altas incertezas

en el parámetro R_{200} . Como puede observarse, los valores de la χ^2 reducida son sistemáticamente mayores para todos los ajustes NFW, en comparación con los valores obtenidos para el ajuste del modelo SIS. Esto parece indicar que la distribución de masa de los sistemas analizados puede ser descripta mejor a partir de un modelo SIS. Sin embargo, ambas estimaciones de masas son consistentes, siendo las masas NFW sistemáticamente mayores por $\sim 20\%$ ($\langle M_{200}^{\text{NFW}} / M_{200}^{\text{SIS}} \rangle = 1,21 \pm 0,15$, donde la incerteza corresponde a la dispersión alrededor del promedio), en excelente acuerdo con los resultados presentados por Okabe y col. (2010b) para las masas viriales.

En las siguientes subsecciones discutimos nuestros resultados y estudiamos la relación entre las masas derivadas y las luminosidades en rayos-X de los cúmulos analizados.

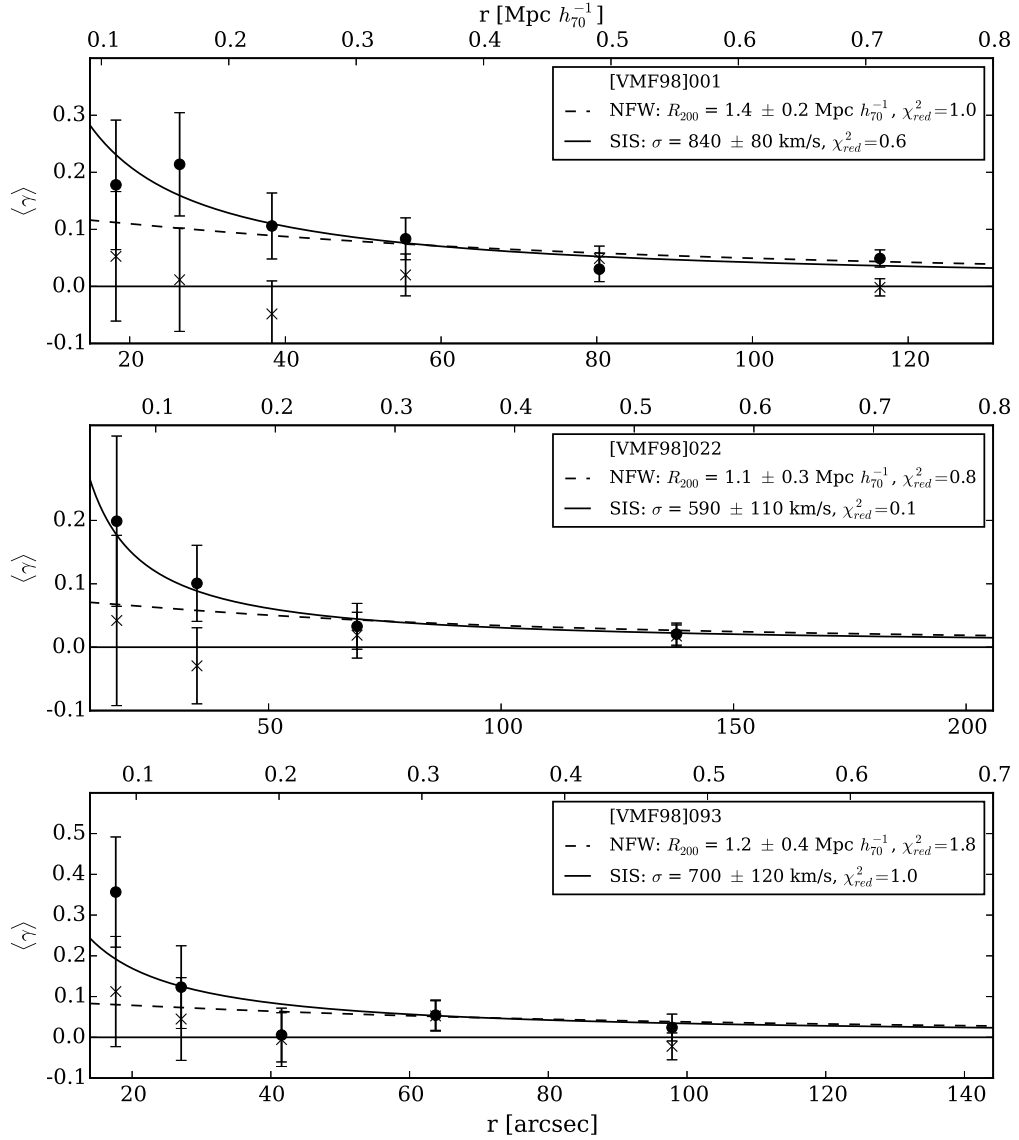


Figura 21.: Perfiles de *shear* radiales como función de la distancia proyectada al centro adoptado para el cúmulo (en arcsec y Mpc) para los sistemas [VMF98]001, [VMF98]022 y [VMF98]093. La línea sólida y la línea a trazos representan los mejores ajustes de los perfiles SIS y NFW, respectivamente, con los parámetros de ajustes especificados en el recuadro. Los puntos y las cruces representan las componentes tangenciales ($\langle \gamma_T \rangle$) y cruzadas ($\langle \gamma_{\times} \rangle$) del *shear* promediados en intervalos angulares, respectivamente. Las barras de error fueron calculadas de acuerdo a la dispersión de las elipticidades intrínsecas de las galaxias (ver texto).

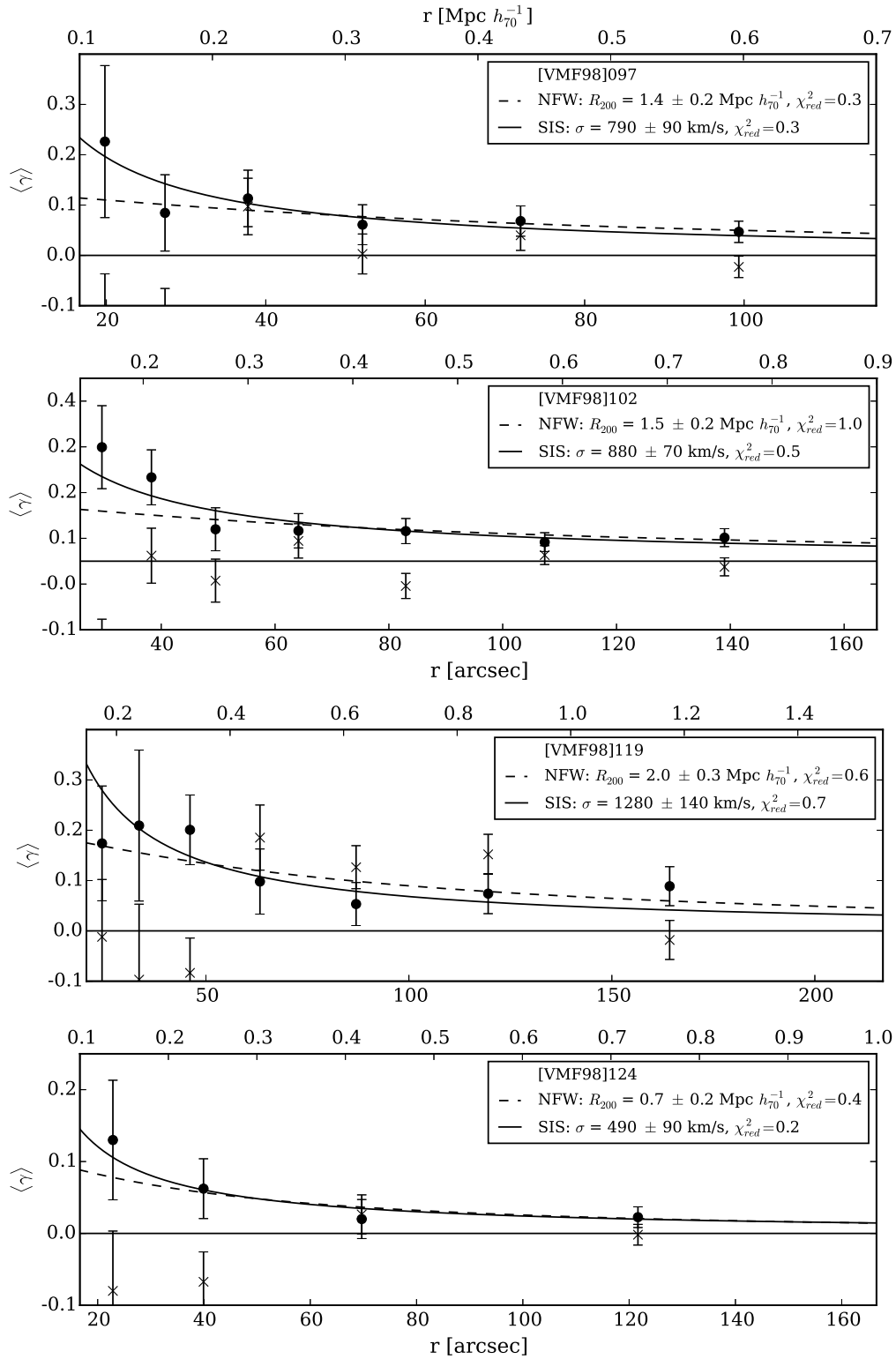


Figura 22.: Ídem Figura 22 para los sistemas [VMF98]097, [VMF98]102, [VMF98]119 y [VMF98]124.

Tabla 3.: Principales resultados del análisis de lente débil

[VMF98]	α	δ	ρ_{back}	m_P	m_M	$\langle\beta\rangle$	σ_V^{spec}	SIS		NFW	
Id.	(J2000)	(J2000)						σ_V	M_{200}	R_{200}	M_{200}
001	00 ^h 30 ^m 34.1 ^s	+26° 18' 10"	48	23.0	26.1	0.41	-	840 ± 80	4.3 ± 1.3	1.4 ± 0.2	5.1 ± 1.8
022	02 ^h 06 ^m 21.2 ^s	+15° 11' 02"	16	20.7	25.1	0.61	508	590 ± 110	1.7 ± 1.0	1.1 ± 0.3	2.0 ± 1.7
093	10 ^h 53 ^m 18.8 ^s	+57° 20' 45"	17	22.3	24.0	0.48	-	700 ± 120	2.7 ± 1.4	1.2 ± 0.4	3.1 ± 2.7
097	11 ^h 17 ^m 26.1 ^s	+07° 43' 37"	37	23.0	26.0	0.43	775	790 ± 90	3.6 ± 1.2	1.4 ± 0.2	4.8 ± 2.1
102	11 ^h 24 ^m 07.8 ^s	-17° 00' 23"	38	22.7	25.9	0.49	675	880 ± 70	5.2 ± 1.3	1.5 ± 0.2	6.0 ± 1.9
119	12 ^h 21 ^m 29.3 ^s	+49° 18' 40"	12	24.5	25.4	0.29	-	1280 ± 140	13.3 ± 4.3	2.0 ± 0.3	19.9 ± 7.9
124	12 ^h 52 ^m 04.1 ^s	-29° 20' 30"	29	19.5	25.7	0.71	700	490 ± 90	0.8 ± 0.5	0.7 ± 0.2	0.8 ± 0.5
148	-	-	26	24.5	25.9	0.29	-	-	-	-	-

Notas. Columnas: (1) muestra la identificación del cúmulo; (2) y (3), las coordenadas del centro adoptado para el análisis de lente; (4), la densidad de galaxias de fondo (galaxias arcmin⁻²); (5) y (6), las magnitudes consideradas para la selección de galaxias de fondo (ver Sección 5.4); (7), el factor geométrico; (8), la dispersión de velocidades a lo largo de la línea de la visión de acuerdo a determinaciones espectroscópicas por Nilo Castellón y col. (2016); (9) y (10), los resultados del ajuste del perfil SIS, la velocidad de dispersión y masa M_{200} (Ecuación 118); (11) y (12), los resultados del ajuste del perfil NFW, R_{200} y M_{200} . Las velocidades de dispersión, M_{200} y R_{200} se encuentran en unidades de km s⁻¹, $10^{14} h_{70}^{-1} M_{\odot}$ y h_{70}^{-1} Mpc, respectivamente.

4.4.1 Propiedades de los cúmulos individuales

4.4.1.1 [VMF98]001

Para el cúmulo de galaxias [VMF98]001 se obtuvo una señal de *shear* consistente con una dispersión de velocidades de $\sim 800 \text{ km s}^{-1}$. Este cúmulo fue previamente analizado en detalle por Israel y col. (2010) e Israel y col. (2012). Ajustando el parámetro de concentración, $c_{200} = 3,9$, cercano al valor adoptado en este trabajo, obtuvieron una masa de $M_{200} = 5,7^{+1,7}_{-1,5} \times 10^{14} h_{70}^{-1} M_{\odot}$ (Israel y col., 2012), consistente con la masa de rayos-X ($6.44 \pm 1,30 \times 10^{14} h_{70}^{-1} M_{\odot}$, Israel y col., 2010). Estos resultados están en buen acuerdo con el valor de masa estimado en este trabajo de $M_{200} = 5,1 \pm 1,8 \times 10^{14} h_{70}^{-1} M_{\odot}$.

Hay un gran desplazamiento entre la posición de la BCG, adoptado como centro del sistema de lente, y el pico en luminosidad en rayos-X a partir de ROSAT ($\sim 110 \text{ kpc}$), lo cual no se observa en los contornos de rayos-X obtenidos con XMM-Newton (Figura 23). Por lo tanto, dada la baja resolución de ROSAT, la determinación del centro a partir de esta observación podría tener grandes errores, conduciendo a desplazamientos no realistas.

En la Figura 23 se muestra la combinación de las imágenes en las bandas i' y r' utilizadas para el análisis de lentes, junto con los contornos de densidad de masa superficial y los contornos de luminosidad en rayos-X. Los contornos de densidad fueron obtenidos de acuerdo a lo detallado en la Subsección 3.3.2 a partir de un umbral de 3σ adoptando un ancho para la ICF de $60''$ ($\sim 370 \text{ kpc}$). Estos contornos parecen indicar una elongación del sistema en la dirección de la línea NE-SO, en buen acuerdo con lo observado por Israel y col. (2010). Además se observa una subestructura en la dirección noreste ubicada en $\alpha_{J200} = 00^{\text{h}}30^{\text{m}}37^{\text{s}},5$ y $\delta_{J200} = +26^{\circ} 19' 8''$, cercana a un candidato a arco próximo a una galaxia elíptica reportado por Israel y col. (2010), ubicado en $\alpha_{J200} = 00^{\text{h}}30^{\text{m}}39^{\text{s}},5$ y $\delta_{J200} = +26^{\circ} 20' 56''$. Tanto los contornos de masa como los de luminosidad en rayos-X son consistentes con el pico de densidad localizado cerca de la BCG, lo que refuerza la elección de este centro para el cálculo de los perfiles de *shear*.

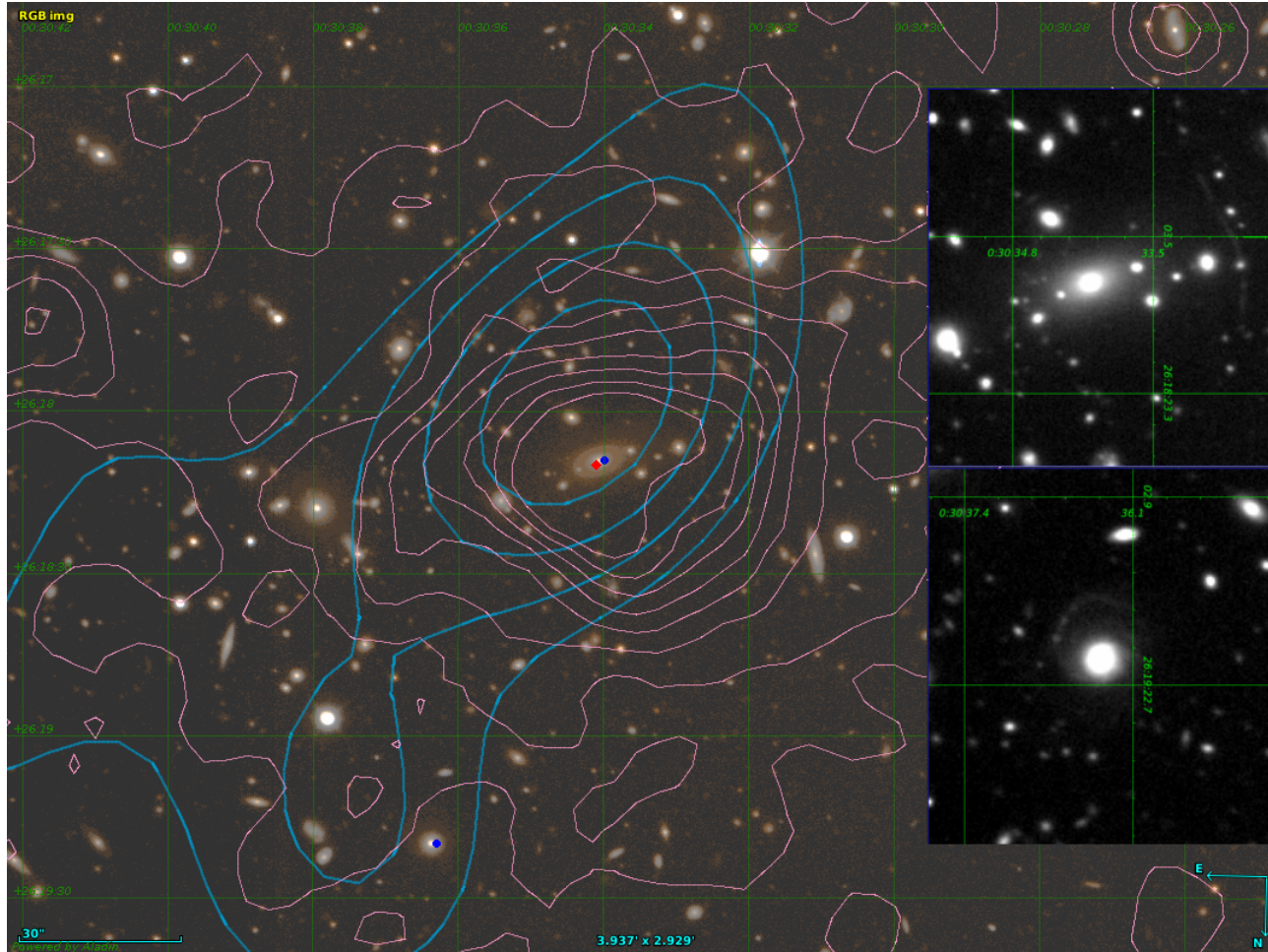


Figura 23.: Combinación de las imágenes en las bandas i' y r' del cúmulo [VMF98]001. Se superponen los contornos XMM-Newton de brillo en rayos-X (contornos rosados) y los contornos de masa superficial obtenidos a partir de las elipticidades de las galaxias de fondo (contornos celestes). El rombo rojo indica la posición de la BCG, los círculos azules muestran las posiciones de los dos candidatos a arcos dados por Israel y col. (2010). A la derecha se muestran las regiones aumentadas de la BCG (*izquierda*) y de la galaxia elíptica cercana al punto azul ubicado hacia el noreste de la BCG. En ambas regiones pueden observarse los candidatos de arco.

4.4.1.2 [VMF98]022

El cúmulo [VMF98]022 posee una distribución de las galaxias miembro elongada en la dirección NE-SO (Nilo Castellón y col., 2014). El cúmulo está dominado por una galaxia elíptica brillante la cual se encuentra a $\sim 12''$ en la dirección suroeste con respecto al pico de emisión en rayos-X. Calculamos el perfil de *shear* centrándolo en dicha galaxia. Para este sistema se detectó una señal consistente con una dispersión de velocidades de 580 km s^{-1} , en buen acuerdo con la dispersión de velocidades encontrada a partir de la distribución de *redshifts* de las galaxias miembro (508 km s^{-1}).

4.4.1.3 [VMF98]093

Para este cúmulo, a pesar de la baja densidad de galaxias de fondo, obtuvimos una señal significativa en acuerdo con una dispersión de velocidades de 750 km s^{-1} . Como evidencia del estado relajado de este sistema, Nilo Castellón y col. (2016) y Nilo Castellón y col. (2014) observaron una población dominante de galaxias rojas y contornos de brillo en rayos-X concéntricos, centrados en la galaxia más brillante del cúmulo.

4.4.1.4 [VMF98]097

El cúmulo [VMF98]097 fue previamente analizado por Carrasco y col. (2007), utilizando las mismas imágenes que las empleadas en este trabajo. Ellos obtuvieron una gran discrepancia entre las estimaciones de masa de lentes y la de rayos-X, siendo esta última más de tres veces menor que la derivada a partir de lente débil. Más aún encontraron un alto grado de subestructura, lo cual también se observa en la distribución de *redshifts* presentada por Nilo Castellón y col. (2016). Sin embargo, la presencia de subestructura en el sistema no puede explicar la alta masa observada a partir del efecto de lentes, dado que las subestructuras en los alrededores tienden a diluir la señal en la componente tangencial del *shear* produciendo una subestimación en la masa total estimada (Giocoli y col., 2012, 2014; Meneghetti y col., 2010).

En este trabajo, mejoramos el perfil obtenido por Carrasco y col. (2007), obteniendo un mejor ajuste de los parámetros. Nuestra determinación de masa es consistente con la obtenida por estos autores, correspondiéndose con una dispersión de velocidades de $\sim 780 \text{ km s}^{-1}$ y con la dispersión obtenida a partir de la distribución de *redshifts* de las galaxias miembro del sistema por Nilo Castellón y col. (2016) (775 km s^{-1}).

Al igual que para el sistema [VMF98]001, analizamos la densidad de masa proyectada a partir de las determinaciones del *shear*. Dado que no se obtuvo señal superior a 3σ , decidimos bajar este umbral a $2,5\sigma$, a fin de llevar a cabo el análisis de la distribución de masa de este sistema. Como puede observarse en la Figura 24, a pesar de que el umbral de confianza considerado es menor, tanto los contornos obtenidos a partir de la información de lentes, como los de rayos-X son consistentes con una distribución de masa aproximadamente simétrica centrada en la BCG del sistema. A su vez, hacia el norte se observan los contornos de lentes que describen la distribución de un cúmulo ubicado a $z = 0,13$ (J111730.0+074623), ubicado en

$\alpha_{J200} = 11^{\text{h}}17^{\text{m}}29^{\text{s}},6$ y $\delta_{J200} = +07^{\circ} 46' 24''$, lo cual refuerza la veracidad de los contornos.

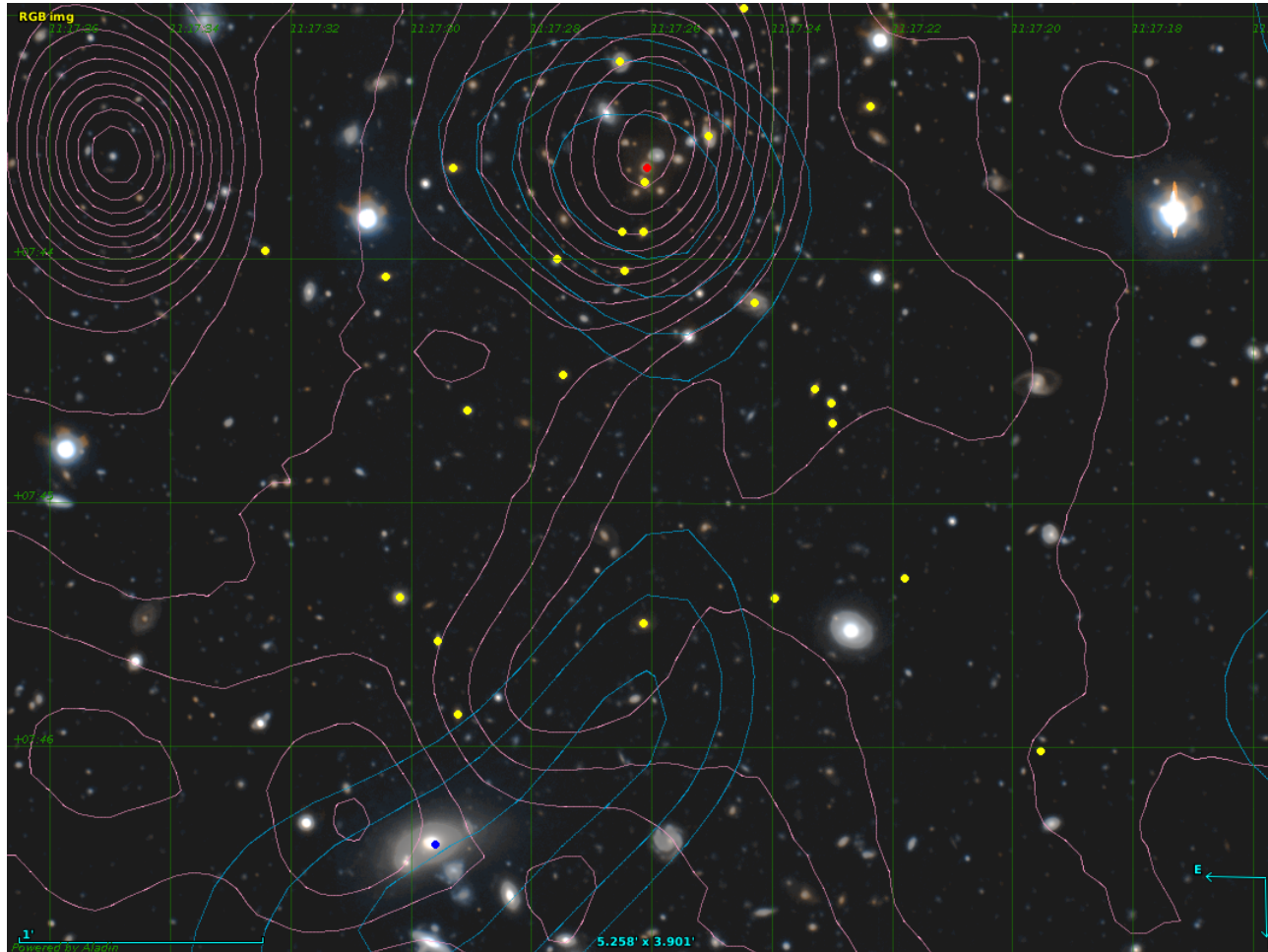


Figura 24.: Combinación de las imágenes en las bandas r' y g' del cúmulo [VMF98]097. Se superponen los contornos obtenidos con ROSAT de brillo en rayos-X (contornos rosados) y los contornos de masa superficial obtenidos a partir de las elipticidades de las galaxias de fondo (contornos celestes). Los puntos amarillos indican las galaxias miembro de acuerdo a los *redshifts* espectroscópicos determinados y el rombo rojo indica la posición de la BCG. El punto azul indica la posición de un cúmulo ubicado a $z = 0,13$

4.4.1.5 [VMF]102

Para este sistema obtuvimos un perfil plano compatible con una señal nula, calculado al centrar los anillos en la BCG. Por ello, y debido a la alta densidad de galaxias de fondo, decidimos inspeccionar los contornos de densidad de masa proyectada para una correcta elección del centro. Asumiendo un ancho para la ICF de $100''$ ($\sim 540 \text{ kpc } h_{70}^{-1}$), se obtienen los contornos que se muestran en celeste en la Figura 26. El centro de estos contornos se encuentra en una región intermedia entre el centro en rayos X (contornos rosados) y la galaxia más brillante del cúmulo. Centrando el perfil en estos contornos obtuvimos una señal compatible con 860 km s^{-1} , como se muestra en la Figura 22. Este valor es un 30 % mayor que la dispersión de velocidades calculada a partir de los *redshifts* espectroscópicos de las galaxias miembro. La masa total de este sistema se adoptó de acuerdo al resultado del ajuste del perfil de *shear*.

Si se asume un ancho para la ICF de $50''$ ($\sim 270 \text{ kpc } h_{70}^{-1}$), obtenemos dos estructuras (contornos verdes en la Figura 26), en donde el gas, de acuerdo a los contornos en rayos-X, se encontraría en una región intermedia, más cerca de la estructura más masiva. Estos contornos parecerían estar indicando que hubo una interacción entre ambas estructuras, en donde la materia oscura y el material bariónico confinado en las estrellas interactuó débilmente, mientras que el gas se confinó en la parte central. Con el objetivo de verificar esta hipótesis se calcularon los perfiles de *shear* centrándolos en cada una de las estructuras delimitadas por los contornos verdes. Los perfiles calculados se muestran en la Figura 25, junto con las masas obtenidas para cada perfil ajustado. Estos perfiles respaldan la hipótesis de que, en efecto, el cúmulo estaría conformado por dos estructuras que interactuaron en el pasado. Para obtener mayores detalles, sería conveniente contar con un mayor número de *redshifts* y colores de las galaxias del campo, a fin de realizar un análisis del estilo propuesto por de Los Rios y col. (2016).

4.4.1.6 [VMF]119

El cúmulo [VMF98]119 es el sistema a mayor *redshift* de la muestra de objetos analizados ($z \sim 0,7$). A pesar de la baja densidad de galaxias de fondo, muestra una señal significativa de acuerdo con una dispersión de velocidades de $\sim 1300 \text{ km s}^{-1}$. El centro adoptado para la elaboración del perfil de *shear* es la galaxia más brillante del cúmulo, situada a $\sim 1'$ del pico en rayos-X observado con ROSAT. Además, a partir de observaciones del *CHANDRA Data Archive*, se construyeron los contornos en rayos-X encontrándose el pico a $\sim 0.9'$ del centro encontrado de acuerdo a las observaciones de ROSAT y a $\sim 0.4'$ de la galaxia más brillante del sistema. Este sistema parece encontrarse fuera del equilibrio, lo cual también es consistente con la irregular distribución de miembros observada por Nilo Castellón y col. (2014) y con la señal encontrada en la componente cruzada del *shear* observada en el perfil de la Figura 22.

4.4.1.7 [VMF]124

Finalmente, para el cúmulo [VMF98]124, el centro en rayos-X a partir de los datos de XMM-Newton coincide perfectamente con la posición de la galaxia más brillante del cúmulo. Además, no se encuentra evidencia de otro grupo en el espacio

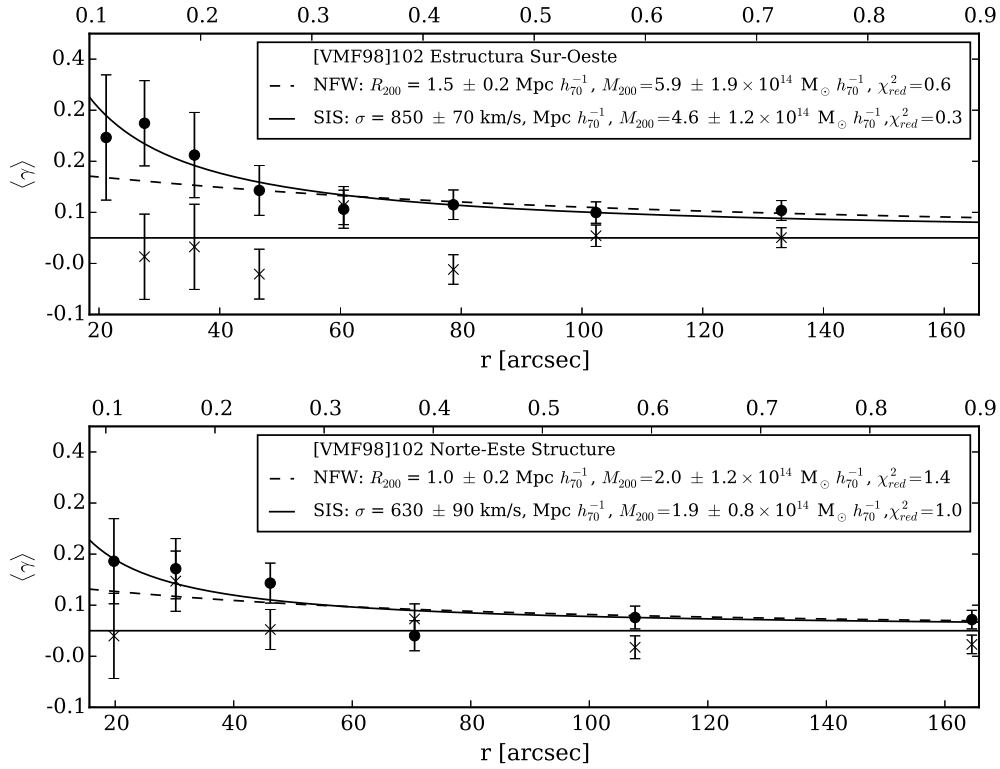


Figura 25.: Ídem Figura 21. Perfiles para las estructuras que se muestran en la Figura 26

de *redshifts* (Nilo Castellón y col., 2016) y Nilo Castellón y col. (2014) observaron una gran población de galaxias rojas. Todo esto es evidencia del estado relajado del sistema. A partir del análisis de lente se encontró una señal consistente con 430 km s^{-1} . Esta difiere considerablemente de la obtenida a partir de la distribución de *redshifts* de las galaxias miembro (Nilo Castellón y col., 2016, 700 km s^{-1} , Sec. 4 en). Sin embargo, esta última estimación posee un alto grado de incerteza debido a que se contaba solo con 12 *redshifts* espectroscópicos para el cálculo.

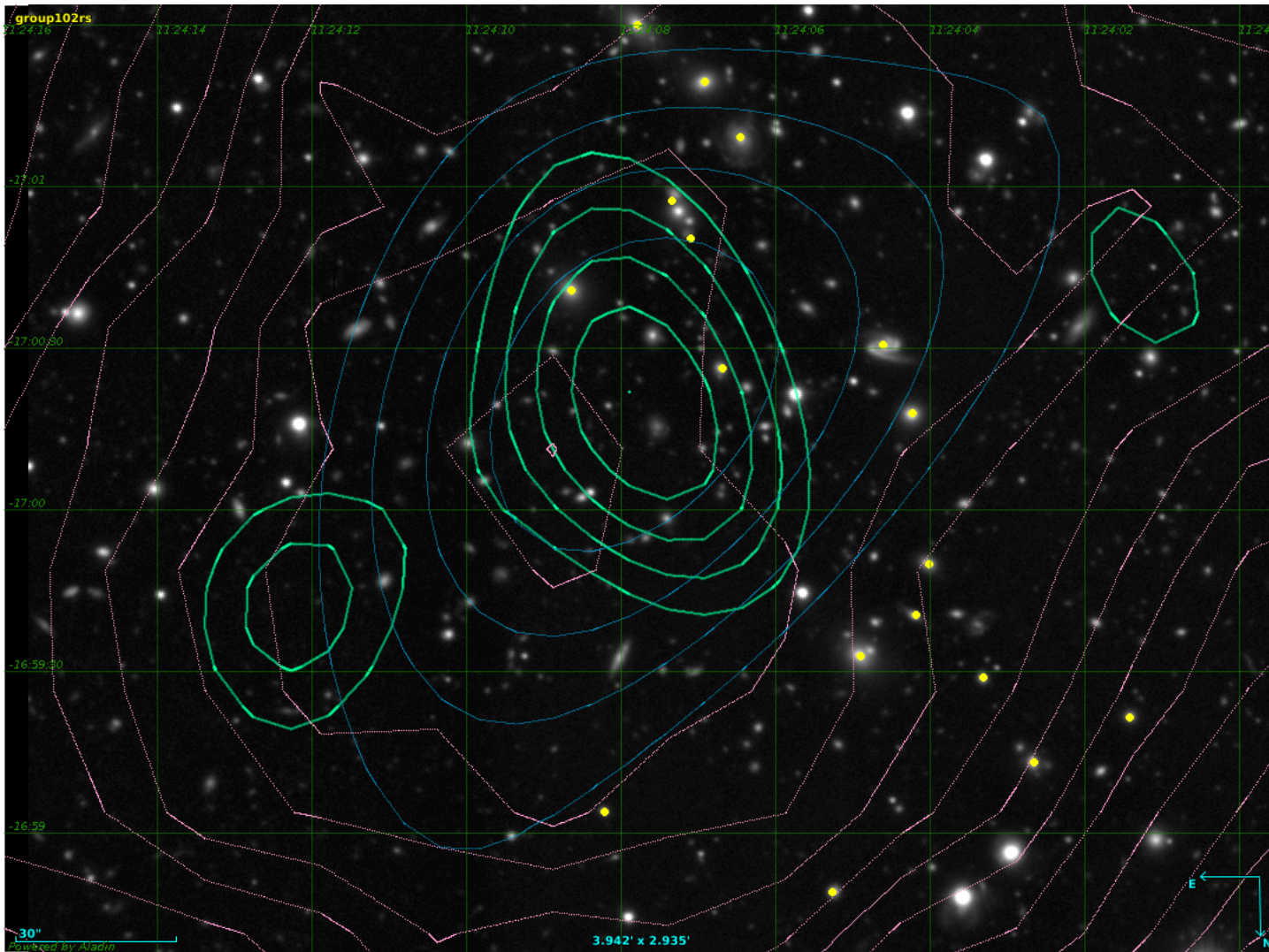


Figura 26.: Imagen en la banda r' del cúmulo [VMF98]102. Se superponen los contornos obtenidos con ROSAT de brillo en rayos-X (contornos rasados) y los contornos de masa superficial obtenidos a partir de las elipticidades de las galaxias de fondo, para un ancho de la ICF de $100''$ (contornos celestes) y $50''$ (contornos verdes). Los puntos amarillos indican las galaxias miembro de acuerdo a los *redshifts* espectroscópicos determinados y el rombo rojo indica la posición de la BCG.

4.4.2 Relación $M - L_X$

Se investigó la relación entre las masas estimadas y las luminosidades en rayos-X, lo cual es un diagnóstico de la fracción bariónica en el halo y la estructura de entropía del gas intracúmulo (Rykoff y col., 2008). La relación $L_X - M$ ha sido ampliamente estudiada, principalmente a bajos *redshifts* ($z \lesssim 0,1$) usando datos en rayos-X (Arnaud, Aghanim y Neumann, 2002; Markevitch, 1998; Morandi, Ettori y Moscardini, 2007; Popesso y col., 2005; Pratt y col., 2009; Reiprich y Böhringer, 2002; Vikhlinin y col., 2009b). El resultado principal obtenido es que la relación es descrita por una ley de potencia, pero con una pendiente y amplitud que difiere de la predicción de auto-similitud $M \propto L_X^{3/4}$. Por el contrario, se encontró una pendiente más baja, $\alpha = 0,56 - 0,63$. Los mecanismos físicos que regulan el contenido de materia bariónica en los cúmulos, pueden afectar fuertemente la luminosidad en rayos-X y, a su vez, la relación $L_X - M$, causando desviaciones del modelo gravitacional simple. Las simulaciones que combinan la evolución gravitatoria de las estructuras de materia oscura junto con su comportamiento hidrodinámico concuerdan con un valor de la pendiente más baja que la predicción de auto-similitud (Borgani, 2008; Borgani y col., 2004; Kay, 2004).

La Figura 27 muestreada la relación $M - L_X$ para los cúmulos de galaxias analizados en el trabajo junto con resultados de otros estudios: la $M - L_X$ basada en 12 cúmulos de baja masa a partir de observaciones del *Canada France Telescope Legacy Survey* (CFHTLS) por Kettula y col. (2015); 11 cúmulos brillantes en rayos-X y 206 grupos analizados mediante técnicas de apilamiento analizados por Leauthaud y col. (2010), y la $L_X - M$ obtenida a partir de la muestra EXCPRES analizada por Foëx y col. (2012). En principio, las pendientes de $M - L_X$, β , y $L_X - M$, α , pueden ser fácilmente comparadas ($\alpha = 1/\beta$) siempre y cuando se asuma que la función de masa de los halos es localmente una ley de potencia (Leauthaud y col., 2010). Con el objetivo de comparar nuestras masas con la del resto de los estudios, utilizamos las masas derivadas a partir del ajuste del perfil NFW. Dado que las luminosidades en rayos-X del trabajo de Kettula y col. (2015) fueron determinadas sin considerar la emisión del núcleo de los cúmulos, estas son estadísticamente menores que el resto de las luminosidades comparadas en el gráfico para cúmulos de masas similares. La mayor desviación en los datos de nuestra muestra se encuentra para los dos sistemas con menor densidad superficial de galaxias, [VMF98]093 y [VMF98]119, lo cual afecta la precisión en la estimación de la masa. Por su parte, la masa del sistema [VMF98]124, parece estar subestimada. Esto podría explicarse dado que en el campo de [VMF98]124 se encontró la presencia de una estrella con emisión en rayos-X (EX Hya 8), lo cual tiende a sobreestimar la luminosidad total del grupo.

4.5 RESUMEN Y CONCLUSIONES

En este capítulo presentamos el análisis de lente débil de ocho cúmulos de galaxias de baja luminosidad en rayos-X, aplicando el código descrito en el capítulo anterior. A partir del ajuste de los perfiles de *shear* obtuvimos las masas de siete de los sistemas analizados. En base a los resultados del ajuste, los perfiles obtenidos estarían mejor descritos por un modelo SIS que por uno NFW. Cabe destacar que en este trabajo se fijó el parámetro de concentración para el ajuste del modelo NFW,

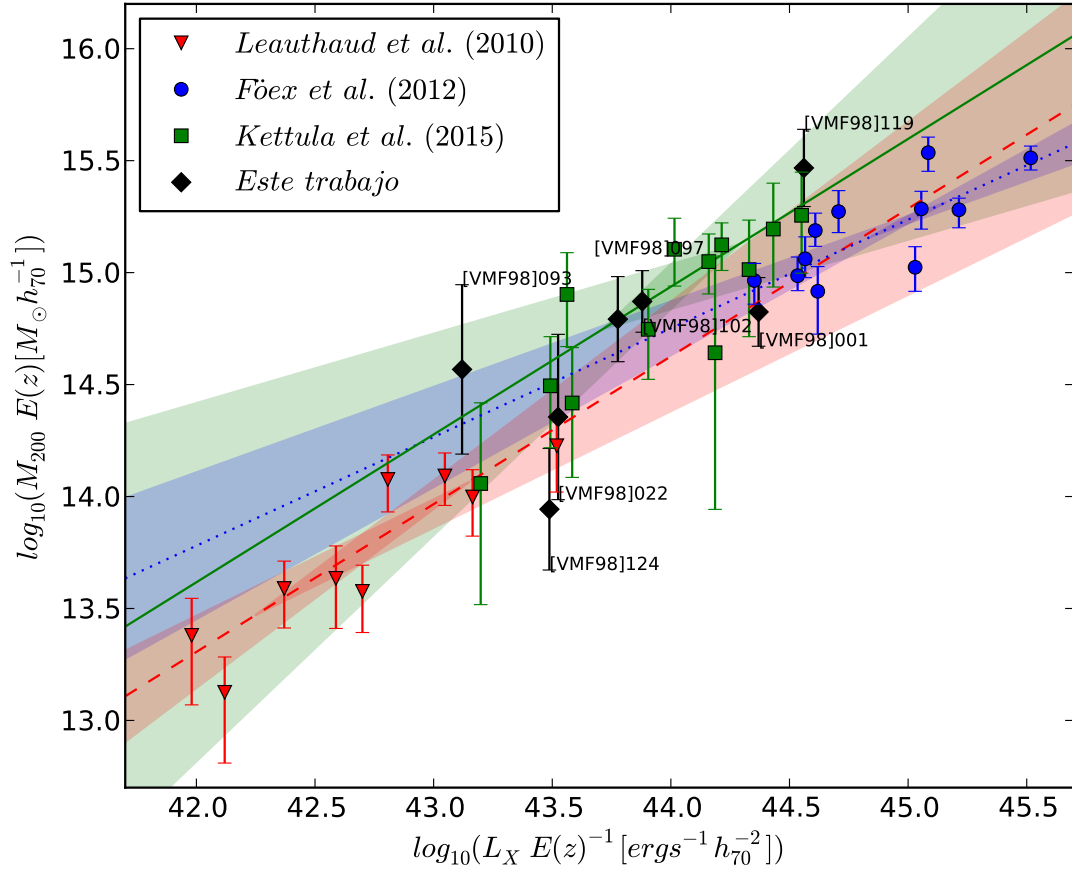


Figura 27.: Masas derivadas a partir del análisis de lentes gravitacionales vs. luminosidades en rayos-X para la muestra de cúmulos analizada en este trabajo (diamantes negros), combinada con las mediciones de grupos de Leauthaud y col. (2010) (triángulos rojos), la muestra de cúmulos de EXCPRES por Foëx y col. (2012) (círculos azules) y sistemas de baja masa del CFHTLS (cuadrados verdes) por Kettula y col. (2015). Las líneas a trazos roja, punteada azul y sólida verde representan los mejores ajustes obtenidos por Leauthaud y col. (2010), Foëx y col. (2012) y Kettula y col. (2015), respectivamente.

por lo que un parámetro de concentración mayor podría proveer un mejor ajuste de los datos. Foëx y col. (2014) encontraron para una muestra de grupos un perfil obtenido a partir de técnicas de apilamiento compatible con ambos modelos, por lo que los autores concluyen que el perfil SIS constituye una buena descripción de la distribución de densidad de materia de los sistemas de galaxias en la escala de masas analizadas ($\sim 2 \times 10^{12} M_{\odot}$). Dado que los grupos de la muestra contaban con información de lente fuerte, ajustaron el parámetro de concentración obteniendo $c_{200} = 8,6_{-1,3}^{+2,1}$, 3σ superior a las predicciones de acuerdo a simulaciones numéricas. En general, el perfil NFW describe mejor la distribución de materia en cúmulos de galaxias. Dados nuestros resultados concluimos en que los grupos de baja luminosidad en rayos-X pueden ser descriptos adecuadamente por ambos modelos.

[VMF98]001 fue previamente estudiado por Israel y col. (2010) e Israel y col. (2012). Encontramos un buen acuerdo entre las masas estimadas por estos autores y las obtenidas en este trabajo. Para [VMF98]097 mejoramos el ajuste del perfil de *shear* obtenido por Carrasco y col. (2007) y estimamos la masa del sistema. Finalmente, para los objetos restantes de la muestra, se obtuvo la masa por primera vez.

Para los sistemas con una densidad de galaxias de fondo $\gtrsim 40$ galaxias/arcmin² analizamos la distribución de masa proyectada. [VMF98]001 y [VMF98]097 poseen una distribución aproximadamente centrada en la BCG del sistema, con simetría radial. Por otro lado la distribución observada para el sistema [VMF98]102 parece indicar la presencia de dos estructuras que probablemente interactuaron. Esta hipótesis es respaldada por la presencia del gas en la región intermedia, el defasaje observado entre el pico de luminosidad en rayos X y la posición de las galaxias identificadas como miembros, y la determinación de las masas de las dos estructuras mediante el ajuste del perfil de *shear* centrado en cada una de ellas. Para poder corroborar esta hipótesis se planea incrementar la cantidad de información disponible para este sistema, como la determinación de *redshifts* espectroscópicos para las galaxias del campo, y la obtención de la imagen fotométrica en otro filtro que permita obtener los colores de las galaxias identificadas.

Las masas resultantes fueron comparadas con las luminosidades en rayos-X. Nuestros resultados muestran un buen acuerdo con análisis previos de la relación $M - L_X$, en particular con los resultados obtenidos por Foëx y col. (2012). De esta forma proveemos de nuevas estimaciones que sirven para contrastar la relación $M - L_X$ en las regiones de luminosidad intermedia en rayos-X para cúmulos de galaxias.

5

DISTRIBUCIÓN DE OCUPACIÓN DE HALOS Y RELACIÓN MASA-RIQUEZA

*Dark matter or invisible element?
You decide.*

*Materia oscura o elemento invisible?
Tú decides.*

— *Toba beta, Betelgeuse Incident: Insiden Bait Al-Jauza.*

5.1 INTRODUCCIÓN

5.1.1 *El modelo de halos y la distribución de galaxias*

Como se discutió en el Capítulo 1, el modelo cosmológico más aceptado actualmente afirma que la materia en el Universo está dominada por partículas de baja interacción aún no identificadas, que componen la denominada materia oscura fría. De acuerdo con el modelo Λ CDM la formación de estructuras ocurre como consecuencia del colapso gravitatorio debido a las fluctuaciones iniciales en densidad. Las simulaciones de N-cuerpos predicen que las estructuras crecerán jerárquicamente; en un principio se formaron los halos de menor masa, los cuales posteriormente se fusionaron para dar lugar a estructuras más masivas.

La relación entre las galaxias y los halos de materia oscura puede dar información importante acerca de varios aspectos de la distribución de materia en el Universo. Existen varios métodos para estudiar cómo las galaxias pueblan los halos de materia (Guo y col., 2010). Una forma es analizar la formación de las galaxias en simulaciones de N-cuerpos combinados con modelos hidrodinámicos (e.g. Cen y Ostriker, 2000; Kereš y col., 2005; Sijacki y col., 2007; Springel y Hernquist, 2003) o semianalíticos (e. g., Hatton y col., 2003; Kang y col., 2005; Kauffmann y col., 1999; Springel y col., 2001, 2005) para estudiar la evolución bariónica. Estos métodos proveen información acerca de diversas propiedades de las galaxias en función del tiempo y han resultado exitosos en reproducir las observaciones. Sin embargo, utilizan varios parámetros determinados “ad hoc” para modelar la formación de estrellas y agujeros negros, así como también los procesos de intercambio. Otra opción para estudiar cómo las galaxias pueblan los halos, es a partir de la relación entre las funciones de luminosidad de las galaxias y las funciones de masa de los halos, asumiendo una relación única y monótona entre ambas (e.g. Baldry, Glazebrook y Driver, 2008; Conroy, Wechsler y Kravtsov, 2006, 2007; Moster y col., 2010; Shankar y col., 2006; Vale y Ostriker, 2004). Alternativamente, pueden emplearse modelos estadísticos simples para relacionar las galaxias con los halos, despreciando la información física de ambos, como la distribución de ocupación de halos, HOD, definida en la subsección 1.2.1. Esta distribución permite obtener el número

de ocupación de un dado halo, es decir, el número de galaxias a partir de un determinado umbral de luminosidad o de masa estelar, en función de su masa.

En general los estudios de la HOD se realizan de manera indirecta, a partir de simulaciones numéricas o datos observacionales. La distribución es calculada ajustando los parámetros libres de modo que reproduzcan el espectro de potencia o la función de correlación de catálogos de galaxias. Por otro lado, los métodos directos consideran a las galaxias y a los sistemas de galaxias como una representación de los halos, y a partir de estos sistemas se calcula la HOD. Para ello se requiere establecer el número de galaxias en el grupo y la masa total del halo. Tanto los métodos indirectos como los directos pueden clasificar a las galaxias identificadas como centrales y satélites. De acuerdo a los modelos teóricos una galaxia central es aquella que se encuentra más cerca del centro del halo, mientras que para los métodos directos esta es identificada como la galaxia más masiva. El resto de las galaxias asociadas a un mismo halo son clasificadas como galaxias satélites. Los resultados de ambos métodos son análogos: a masas bajas la distribución está dominada por las galaxias centrales, mientras que para halos masivos dominan las satélites. Además, de las distribuciones obtenidas aplicando ambas metodologías, se observa que a partir de cierta masa (según la magnitud absoluta límite o la densidad de galaxias de la muestra), todos los halos poseen una galaxia central. Por debajo de esta masa, el número medio cae abruptamente a cero, mientras que para halos más masivos se mantiene constante y después crece por la contribución de galaxias satélites (ver Figura 3). En consecuencia, la parametrización propuesta para los modelos teóricos y utilizada para una estimación indirecta es compatible con las mediciones directas de la HOD.

Uno de los mayores desafíos para las determinaciones directas de la HOD es el cálculo de la masa de los sistemas de galaxias observados, especialmente para grupos pobres. Esto se debe a la baja luminosidad en rayos-X de estos sistemas y a que la masa obtenida a partir de la dinámica posee grandes incertezas. En los capítulos anteriores vimos que las lentes débiles han probado ser una técnica muy útil para determinar masas dado que es sensible a la materia tanto bariónica como no bariónica. Además, se discutieron las técnicas de apilamiento (ver Sección 3.5) las cuales ofrecen una poderosa herramienta para incrementar la relación S/N y por lo tanto, derivar las propiedades del sistema lente combinado cuando se trabaja con sistemas de baja masa ($\sim 10^{13} M_{\odot}$) o con imágenes de baja calidad. Por lo tanto, la aplicación del análisis de lentes puede brindarnos información acerca de la masa total del halo de materia oscura, en el cual se encuentran embebidas las galaxias del sistema.

5.1.2 Relación masa-riqueza y HOD

En el Capítulo anterior vimos que dadas las dificultades en la determinación de masas de sistemas de galaxias y debido a que este parámetro no es un observable directo, el estudio de las relaciones que conectan la masa total de los sistemas con otras propiedades físicas, es importante ya que nos permite convertir simples observables en estimaciones de masa. En particular se analizó la relación entre la masa y la luminosidad en rayos-X. Otra de las relaciones ampliamente estudiadas es la relación entre la masa y la riqueza óptica ($M_{\text{Lens}} - N$), es decir entre la masa

del sistema y el número de galaxias miembro sobre un cierto umbral de magnitud. Esta relación es logarítmica con una pendiente cercana a uno, en acuerdo con los modelos más simples de formación de estructuras (Kravtsov y col., 2004a).

A pesar de que la HOD y la $M_{Lentes} - N$ son ambas descripciones de cómo la materia está distribuida en los sistemas de galaxias, no han sido tratadas en conjunto en trabajos anteriores (Becker y col., 2007; Foëx y col., 2012; Hilbert y White, 2010; Johnston y col., 2007; Mandelbaum y col., 2008; Reyes y col., 2008; Rozo y col., 2009; Rykoff y col., 2008; van Uitert y col., 2016). La HOD permite relacionar la masa de los halos con la cantidad de galaxias que contienen, conectando los sistemas de una dada masa con el número promedio de galaxias miembro, $P(N | M_h)$. Por otro lado, las técnicas de apilamiento de lentes débiles nos permiten calcular la masa promedio de los halos considerados en la muestra de grupos de una dada riqueza, $P(M_h | N)$. Por lo tanto, para poder relacionar ambas cantidades es necesario transformar la HOD para obtener $P(M_h|N)$ directamente comparable con la relación masa riqueza.

En este trabajo, obtenemos la relación masa-riqueza a partir de dos enfoques independientes: HOD y la relación *masa de lente - riqueza*. Con este propósito, determinamos la $P(M_h | N)$ siguiendo la técnica descrita por Rodríguez, Merchán y Sgró (2015) utilizando un método de descuento de galaxias de fondo. Calculamos la masa de lentes para una muestra de grupos de galaxias para comparar dos relaciones compatibles e independientes, a fin de asentar las bases para futuros proyectos.

Las masas de lente para calcular la relación masa-riqueza se determinaron utilizando técnicas de apilamiento. Para testear la aplicación de las técnicas de apilamiento y las masas resultantes, se analizó una muestra de sistemas obtenidos del catálogo maxBCG (Koester y col., 2007), dado que estos sistemas han sido ampliamente estudiados por otros autores aplicando lentes gravitacionales (Johnston y col., 2007; Mandelbaum y col., 2008; Sheldon y col., 2009; Tinker y col., 2012). Luego de testear nuestra metodología, aplicamos el análisis de lente a una muestra de grupos de Yang y col. (2012) a fin de calcular la relación masa-riqueza y posteriormente compararla con la $P(M_h|N)$.

En la Sección 5.2 describiremos la muestra de cúmulos y grupos utilizados en este trabajo. Luego en las Secciones 5.3 y 5.4 daremos los detalles sobre el cálculo de la $P(M_h|N)$ y el análisis de lente débil, respectivamente. Los resultados obtenidos y la comparación con trabajos anteriores se detallará en la Sección 5.5. Finalmente en la Sección 5.6 se resumirán los resultados obtenidos.

5.2 MUESTRAS Y ADQUISICIÓN DE DATOS

5.2.1 Adquisición de datos

El *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS, York y col., 2000) es actualmente el relevamiento fotométrico y espectroscópico con la mayor cobertura del cielo al presente. Fue elaborado a partir de un telescopio de 2.5 m que se encuentra en el Observatorio de Nuevo Mexico. El séptimo lanzamiento de datos (SDSS-DR7, Abazajian y col., 2009) contiene una cobertura de imagen de 11 663 grados cuadrados en cinco bandas (u, g, r, i y z) contando con los parámetros fotométricos de 357 millones de

objetos. El relevamiento espectroscópico es una muestra limitada en magnitud a $r_{\text{lim}} < 17,77$ (magnitud Petrosiana), la mayoría de las galaxias se encuentran en un rango de *redshifts* $0 < z < 0,25$, con un *redshift* promedio de 0.1 (Strauss, 2002). El tiempo de exposición efectivo en la toma de la imagen es de 54 segundos. Cada imagen posee una dimensión de 10 por 13 minutos de arco, correspondiéndose con 2048×1489 pixeles, con un tamaño del pixel de $0,396''$.

Para calcular la $P(M_h|N)$ se utilizaron los datos fotométricos y espectroscópicos del SDSS-DR7 al igual que en Rodríguez, Merchán y Sgró (2015). Las imágenes para el análisis de lente débil fueron obtenidas a partir del lanzamiento de datos 10 (SDSS-DR10, <http://data.sdss3.org/sas/dr10>) en las bandas *r* e *i*. Las mismas se encuentran reducidas y calibradas. Los datos del lanzamiento 10 incluyen todas las imágenes de los lanzamientos previos del SDSS, lo cual nos permite seleccionar la imagen en el campo de un dado grupo detectado en DR7, con las condiciones de *seeing* suficientes para llevar a cabo el análisis de lente. Solo los objetos con imágenes en la banda *i* con *seeing* menor que $1,3''$ fueron analizados.

5.2.2 Catálogo *maxBCG*

Para testear el análisis de lente utilizamos la muestra de cúmulos de Koester y col. (2007) construida aplicando el algoritmo *maxBCG* de búsqueda de la secuencia roja a partir de los datos fotométricos del SDSS. Este método está basado en tres características principales de los cúmulos: 1) el agrupamiento de las galaxias, 2) la similitud en los colores de las galaxias miembro más brillantes del sistema y 3) la presencia de una galaxia brillante, BCG, que usualmente está localizada en el centro de masa de los cúmulos (Oegerle e Hill, 2001).

El primer paso del algoritmo es calcular para cada galaxia del catálogo fotométrico dos probabilidades independientes. La primera, es la probabilidad de que la galaxia se encuentre en una sobredensidad en la región E/So del diagrama color-color, $g - r$ vs $i - r$. La segunda es la probabilidad de que la galaxia sea una BCG de acuerdo con su color y su magnitud. El *redshift* que maximiza el producto de ambas probabilidades es adoptado para cada galaxia y constituye la primera estimación de *redshift* del potencial cúmulo. Cada galaxia es tratada como una potencial BCG y se construye una lista de posibles miembros para cada cúmulo. El tamaño del cúmulo, R_{200} , se define como el radio dentro del cual la densidad de galaxias con $-24 \leq M_r \leq -16$ (donde M_r es la magnitud absoluta en la banda *r*) es 200 veces la densidad media de dichas galaxias. Este radio es estimado partiendo de una estimación inicial de la riqueza del cúmulo (N_{gal}) utilizando la relación riqueza-tamaño dada por Hansen y col. (2005). A su vez, N_{gal} es estimado como el número de galaxias más débiles que la BCG, con colores que se encuentren en la región E/SO del diagrama color-color y luminosidades mayores a $0,4L_*$ (donde L_* es la luminosidad característica de la función de luminosidad de galaxias de Schechter, 1976), y que estén comprendidas en un radio de $1 h^{-1}$ Mpc. Las posibles BCGs son ordenadas en orden decreciente de acuerdo al producto de las probabilidades asignadas, y el primer objeto en la lista es considerado como el primer centro de un cúmulo. Todos los objetos de la lista que se encuentren en un rango de *redshifts*, $z \pm 0,02$, y dentro del radio R_{200} son descartados como candidatos a BCG. El proceso es repetido

para el siguiente objeto de la lista y se continúa en ese orden. Las galaxias restantes constituyen el catálogo de BCGs del listado final de cúmulos.

El catálogo final contiene 13 823 cúmulos que incluyen las propiedades individuales, las cuales son localización, *redshift* (fotométrico y espectroscópico si está disponible) y estimadores de masa y riqueza. Los parámetros de interés para llevar a cabo el trabajo descrito en este capítulo son la localización, el *redshift* y la riqueza N_{200} . Este último es definido como el número de galaxias en la región E/So más brillantes que $0,4L_*$ y dentro del radio R_{200} . La pureza y la completitud del catálogo es superior al 90% para $N_{200} \geq 10$ y $0,1 < z < 0,3$.

5.2.3 Muestra de grupos de Yang

Para llevar a cabo comparaciones con la $P(M_h|N)$ analizamos una muestra de grupos de galaxias del catálogo de Yang y col. (2007), construido a partir del buscador de grupos presentado por Yang y col. (2005), actualizado al DR7 (Yang y col., 2012). Este buscador de grupos utiliza un algoritmo de percolación tipo amigo de los amigos (FOF, por sus siglas en inglés *friends-of-friends*) convencional combinado con la función luminosidad. Se basa en el FOF para asignar las galaxias a los grupos. Los centros geométricos de todos los grupos FOF con más de dos galaxias son considerados como potenciales centros de los grupos. Las galaxias que no fueron asociadas a un grupo FOF y que son las más brillantes dentro de un cilindro de radio $1h^{-1}\text{Mpc}$ y con una profundidad de $\pm 500 \text{ km s}^{-1}$ de velocidad, fueron a su vez consideradas como potenciales centros de grupos. Una vez que los potenciales centros son obtenidos, la luminosidad total se calcula para cada grupo y se estima la masa usando un modelo de la relación masa-luminosidad. Esta masa es utilizada para estimar el tamaño y la velocidad de dispersión del halo en el cual se encuentra embebido el grupo, lo cual a su vez se utiliza para determinar los miembros del grupo en el espacio de *redshifts*. El procedimiento es repetido hasta que no hayan cambios en la membresía. Este método provee la ventaja de identificar los grupos de galaxias con un solo miembro detectado.

Analizamos los grupos que poseen al menos un miembro con magnitud absoluta en la banda $r, M_r < -21,5$. Para los grupos con $2 \leq N_{M_r < -21,5} \leq 6$ (donde $N_{M_r < -21,5}$ es el número de galaxias miembro con magnitudes absolutas $M_r < -21,5$) usamos aquellos con *redshifts*, $0,1 < z < 0,2$. Para los sistemas con $N_{M_r < -21,5} = 1$ restringimos la muestra de grupos hasta $z = 0,15$, debido a la gran cantidad de tiempo de cómputo que consume el análisis de lente. La muestra total analizada consiste en 18 208 grupos.

5.3 DETERMINACIÓN DE LA $P(M_h|N)$

El cálculo de la $P(M_h|N)$ utilizado en este trabajo fue realizado por Rodríguez, Merchán y Sgró utilizando un método de substracción de galaxias de fondo, el cual combina un catálogo espectroscópico de grupos con un relevamiento fotométrico de galaxias (Rodríguez, Merchán y Sgró, 2015). Dadas las características del catálogo fotométrico, este método puede ser aplicado a grandes volúmenes y, consecuentemente, la HOD puede ser estimada en un rango más amplio de masas, incluso para las magnitudes débiles. Además, el uso de datos fotométricos permite

incluir galaxias más débiles que no poseen información espectroscópica, lo cual mejora la estadística en el análisis.

Para la aplicación de este método se requiere un catálogo de grupos, con las respectivas galaxias miembro y sus magnitudes, además del *redshift*, el radio y la masa total. solo pueden utilizarse para el análisis aquellos grupos en el catálogo completos en el rango de magnitud absoluta considerado. Esta técnica involucra contar los objetos en una región donde hay una dada señal superpuesta con ruido aleatorio, el cual es abstraído a partir de estimaciones estadísticas. La señal se corresponde con las sobredensidades donde yacen las galaxias, mientras que el ruido está dado por la inclusión de galaxias de fondo (principalmente) y superpuestas, no asociadas con la sobredensidad.

El método procede de la siguiente forma, en primer lugar se calculan las magnitudes absolutas de las galaxias miembro asumiendo que se encuentran a una distancia equivalente al *redshift* del grupo. Luego se define un círculo centrado en cada sistema cuyo radio es determinado de acuerdo a la distancia proyectada característica. El siguiente paso consiste en contar las galaxias dentro de este círculo y que poseen una magnitud absoluta mayor a $M \leq M_{lim}$. Para estimar el ruido se asume que la distribución de las galaxias en gran escala es uniforme, mientras que los grupos son sobredensidades locales. Como no es posible determinar directamente el número de galaxias no asociadas al sistema que contaminan la riqueza determinada, se aplica un método estadístico. Para ello se tiene en cuenta el comportamiento jerárquico de la estructura en gran escala, por lo tanto la distribución de galaxias de fondo se calcula de acuerdo al número de galaxias que cumplen el criterio de selección alrededor de un anillo del grupo. Finalmente, la HOD puede estimarse restando la densidad de galaxias de fondo local multiplicada por el área de cada grupo.

Este método fue evaluado utilizando un catálogo sintético construido a partir de un modelo semianalítico de formación de galaxias (Guo y col., 2010) aplicado sobre la simulación Millennium I. Los resultados obtenidos demostraron que el método de descuentos de galaxias de fondo es capaz de recuperar la HOD del modelo y del catálogo sintético utilizando conteos directos en muestras limitadas en volumen, como se describe en el trabajo de Yang, Mo y van den Bosch (2008). Adicionalmente, se estudiaron los efectos de proyección como una posible fuente de sesgos, como así también los errores en las estimas de las masas. Los autores encontraron que solo el 17% de los grupos tienen uno o más grupos superpuestos en proyección, lo que genera una distorsión imperceptible estadísticamente con respecto al modelo (mayores detalles acerca de este procedimiento están dados en Rodríguez, Merchán y Sgró, 2015).

A partir del método descrito se obtuvo la $P(M_h|N)$ utilizando el catálogo de grupos provisto por Yang, Mo y van den Bosch (2008), calculando las masas promedio de los halos en intervalos de riqueza. Para ello se utilizaron las galaxias miembro con una magnitud absoluta $M_r < -21,5$, a fin de poder comparar la distribución obtenida con la relación masa-riqueza derivada a partir de las masas de lentes.

5.4 ANÁLISIS DE LENTE DÉBIL

5.4.1 Ejecución del código

Dado el gran número de objetos a analizar se automatizó el análisis de lentes generándose un *pipeline* el cual toma como entrada el catálogo de los sistemas a analizar con sus determinados parámetros (posiciones, *redshifts*, coeficientes de extinción y demás parámetros que caracterizan los sistemas), obteniéndose como salida el catálogo de todas las galaxias clasificadas como fuente para las lentes consideradas y sus respectivas formas.

El *pipeline* comienza con la adquisición de las imágenes. A partir de las localizaciones de los sistemas de la muestra, se descargan las imágenes en la banda *i* en forma automática y se determina su *seeing* correspondiente, en orden de cercanía del centro de la misma a la posición del sistema a analizar. La descarga termina cuando se obtiene una imagen con *seeing* menor o igual a $0,9''$ o hasta que el objeto deje de estar incluido en el campo de visión, con un margen de 50 píxeles a cada lado. Luego se conserva la imagen con menor *seeing* para llevar a cabo las mediciones. Si ninguna de las imágenes en el campo del objeto posee *seeing* menor a $1,3''$, el objeto es descartado del análisis. Una vez encontrada la imagen más conveniente para el análisis en la banda *i*, se descarga su correspondiente en la banda *r*. Este procedimiento se repite en forma secuencial hasta obtener un arreglo con los sistemas a analizar y sus respectivas imágenes en ambas bandas. La ejecución de este proceso tarda por sistema en promedio dos minutos. Posteriormente se ejecutan las funciones descritas en las subsecciones 3.2.2, 3.2.3 y 3.2.4 en forma paralela alternando con las ejecuciones de *im2shape* necesarias. El tiempo de cómputo en esta etapa del análisis por sistema dependerá del número núcleos disponibles, del procesador y del uso de la computadora en el momento de ejecución. Considerando el equipo de cómputo disponible en las instalaciones donde se desarrolló el trabajo (*Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, IATE*¹), corrimos el *pipeline* en los clusters SERSIC, MIRTA1 y MIRTA2, dando un total de 80 núcleos disponibles y permitiendo el análisis de 80 sistemas (imágenes) a la par. Por cada ejecución en paralelo el *pipeline* tarda entre 25 y 30 minutos. Teniendo en cuenta esto y considerando, además, el tiempo necesario para la adquisición de las imágenes en forma secuencial, el análisis total de la muestra de $\sim 32\,000$ sistemas de galaxias consume un tiempo de cómputo de aproximadamente dos meses. El *pipeline* finaliza con el catálogo con los parámetros de forma de las galaxias fuente identificadas para cada uno de los sistemas.

La fotometría se lleva a cabo en ambos filtros y las formas de las galaxias son determinadas en las imágenes de la banda *i*, dado que estas cuentan con mejores condiciones de *seeing*. La detección, fotometría, clasificación de los objetos y medición de las formas se lleva a cabo como se detalló en la Sección 3.2 ejecutándose en paralelo. Se seleccionaron las galaxias de fondo como aquellas con magnitudes en la banda *r* tal que $m_P < m_r < m_{max}$ (donde $m_{max} = 21$) con $FWHM > 5$. Dadas las condiciones de *seeing*, tamaño del pixel y el bajo tiempo de exposición de las imágenes del SDSS, estas no cuentan con una calidad óptima en la cual pueda

¹ <http://iate.oac.uncor.edu/>,
https://wiki.oac.uncor.edu/doku.php?id=infra_comp

determinarse adecuadamente las formas de los objetos. Es por ello que los parámetros de forma determinados por `im2shape` poseen un alto grado de incerteza. Para poder limpiar la muestra de galaxias de fondo y considerando que `im2shape` utiliza métodos de cadenas de Markov Monte Carlo, se implementó este programa dos veces para cada galaxia, adoptándose como error el módulo de la elipticidad la diferencia entre la primera y la segunda medición de este parámetro, σ_e . Aquellas galaxias para las cuales $\sigma_e > 0,1$ son descartadas del análisis. Como resultado, se obtiene un catálogo con las galaxias de fondo de cada objeto y sus respectivos parámetros, entre ellos las elipticidades.

5.4.2 Ajuste del perfil de masa

A partir del catálogo de galaxias de fondo obtenido, se elaboró el perfil de contraste densidad de masa proyectada, como se detalló en la Sección 3.5. Los perfiles obtenidos de acuerdo a la Ecuación 124 fueron construidos a partir de anillos concéntricos no solapados con espaciado logarítmico, asumiendo como centro de cada sistema la galaxia más brillante del mismo.

Los perfiles de densidad de masa proyectada pueden ser utilizados para estimar las masas totales de los sistemas a partir del ajuste de un modelo parametrizado. Usualmente estos perfiles son modelados a partir de tres componentes: la masa estelar central contenida en la BCG, el halo de materia oscura principal del sistema y la contribución debido a las concentraciones de masa cercanas a la lente (e. g., Johnston y col., 2007; Leauthaud y col., 2010; Mandelbaum y col., 2005; Oguri y Takada, 2011; Umetsu y col., 2014). La primer componente posee una influencia significativa a pequeñas escalas (hasta ~ 50 kpc), mientras que la tercer componente contribuye más allá del radio virial del halo principal (Oguri y Takada, 2011).

Como mencionamos en la sección anterior, solo se utilizó una imagen por grupo, y teniendo en cuenta el campo de visión del SDSS, no consideramos la tercer componente para modelar el perfil. Por otro lado, los perfiles fueron calculados a partir del radio para el cual la señal se volvía significativamente positiva, más allá de 90 kpc, para evitar las regiones en las cuales el potencial de la BCG es dominante. Teniendo en cuenta esto, las masas fueron obtenidas solo a partir del ajuste del perfil de un modelo del halo principal de materia oscura. Dicho halo fue modelado utilizando los perfiles SIS y NFW (2.2.8.3 y 2.2.8.4), cuyos parámetros fueron determinados a partir de la Ecuación 128. Para el ajuste del perfil NFW, fijamos el parámetro de concentración de acuerdo a la relación $c_{200}(M_{200}, z)$ dada por Duffy y col. (2011) para una muestra completa de halos, a partir de la masa estimada por el ajuste del perfil con el modelo SIS y el *redshift* promedio de las lentes utilizadas para el apilamiento.

5.4.3 Errores sistemáticos en las determinaciones de masa

En esta sección discutiremos las incertezas en la determinación de los parámetros debido a la estimación de distancias de las galaxias de fondo y la dispersión en la muestra tenida en cuenta para el cálculo del perfil de densidad de masa proyectada. Consideraremos a estas fuentes de error como independientes, de forma tal de que las incertezas introducidas son sumadas cuadráticamente a la estimación final de

los errores de los parámetros ajustados. Por otra parte el error sistemático debido a problemas de centrado introduce un sesgo en el cálculo de los parámetros y es corregido incluyendo un término aditivo.

Centrar el perfil en la galaxia más brillante del sistema asume que la galaxia está correctamente identificada y que se encuentra en el centro del potencial gravitatorio. Diferencias en la posición de la BCG con respecto al centro de gravedad pueden disminuir significativamente la señal en las regiones centrales, lo cual lleva a una subestimación de la masa (Johnston y col., 2007; Mandelbaum y col., 2008). Johnston y col. (2007) analizaron la distribución de diferencias entre los centros de los halos y las BCGs en simulaciones de N-cuerpos en donde las galaxias son incluidas en los halos de acuerdo con la técnica ADDGALS (Wechsler y col., 2006). A su vez a cada galaxia se le asigna una galaxia real observada por SDSS, de acuerdo a su luminosidad y a la densidad local donde se encuentra. Luego se aplica el algoritmo maxBCG en la simulación para la identificación de los sistemas. Se asume que una fracción de los halos de los sistemas, p_c , se encuentran correctamente centrados en la BCG, mientras que la fracción restante sigue una distribución gaussiana 2-D centrada en la BCG. Estos autores encuentran una relación entre p_c y la riqueza de los sistemas:

$$p_c(N_{200}) \equiv 1/(1 + 1/(1,13 + 0,92(N_{200}/20))) \quad (129)$$

No incluir un perfil descentrado en el modelado del perfil puede llevar a una subestimación de la masa en un factor $\sim p_c$. La componente descentrada no contribuye significativamente a la densidad de masa proyectada observada para $r < 1 h^{-1} \text{ Mpc}$. Debido a esto y teniendo en cuenta que los perfiles obtenidos en este trabajo están confinados a una región menor a $1 h^{-1} \text{ Mpc}$, no es posible modelar adecuadamente esta componente en base al análisis realizado. Por lo tanto, a fin de corregir adecuadamente la subestimación debido a errores en el centrado en nuestras masas, corregimos las masas obtenidas aplicando un factor $1/p_c$. En el caso de los sistemas analizados de la muestra de grupos de Yang, calculamos las riquezas de acuerdo con el número de galaxias miembro identificadas con luminosidades mayores a $0,4L_*$, de forma tal que sea comparable con la riqueza N_{200} del catálogo maxBCG.

Debido a que no se cuenta con información sobre los *redshifts* de las galaxias de fondo, estimamos el factor geométrico, β , como se describió en la Sección 3.2.3 a partir de un catálogo de *redshifts* fotométricos. Al igual que en el Capítulo anterior (Sección 4.3) estimamos cómo afecta la varianza cósmica en este parámetro y, por lo tanto, en la estimación de las masas. Para ello consideramos la dispersión de los $\langle \beta \rangle$ calculados en 25 áreas no superpuestas de $\sim 144 \text{ arcmin}^2$, fijando el *redshift* de la lente en $z = 0,18$ y $z = 0,14$, dado que estos son los *redshifts* promedio para las muestras analizadas del maxBCG y de los grupos de Yang, respectivamente. Las incertezas en el factor geométrico varían entre $\sim 0,04$ y $\sim 0,05$, lo cual se corresponde con errores en la masa de $\sim 9\%$.

Dado que la masa que obtenemos se basa en el análisis de la señal combinada de un gran número de sistemas, los valores en las masas derivados pueden estar afectados por la dispersión de las lentes de la muestra. Para testear la estabilidad de cada muestra se llevó a cabo un análisis *jackknife*, ajustándose los perfiles de densidad calculados a partir de 100 muestras aleatorias generadas con el 80% del total de los sistemas. Las distribuciones de los parámetros ajustados (σ_V y R_{200})

son gaussianas con dispersiones $\lesssim 8\%$, lo cual es tenido en cuenta en el cálculo del error de estos parámetros.

5.5 DETERMINACIÓN DE MASA DE LENTES

5.5.1 Resultados *maxBCG*

Seleccionamos del catálogo *maxBCG* los sistemas con $z < 0,25$, debido a que los cortes fotométricos establecidos para la selección de las galaxias de fondo, no permitieron extendernos a mayores *redshifts*. Además, solo se analizaron los sistemas con riquezas $N_{200} < 24$, dando un total de 7797 objetos. No extendimos el análisis a sistemas más masivos, dado que el número de cúmulos (975) no era suficiente para realizar intervalos detallados basándonos en nuestro análisis. La muestra final consistió en 6701 objetos, los sistemas restantes no fueron analizados dado que no se encontraron imágenes que satisfagan las condiciones de *seeing* impuestas o porque los enlaces para efectuar la descarga de las imágenes correspondientes estaban inhabilitados.

A partir del análisis de apilamiento obtuvimos los perfiles de densidad de masa proyectada para tres intervalos de riqueza (Figura 29). Ajustando los perfiles se estimaron las masas M_{200} para las muestras combinadas. Las masas resultantes junto con los parámetros ajustados y las relaciones S/N se muestran en la Tabla 4. Para la muestra de cúmulos de mayor riqueza ($19 \leq N_{200} \leq 24$) las masas NFW son mayores en $\sim 20\%$ que las masas SIS, similar a lo observado en el análisis de cúmulos de baja luminosidad en rayos-X detallado en el capítulo anterior (ver Sección 4.4). Esto puede deberse a que el perfil SIS no es capaz de modelar a radios altos la curvatura de un halo que posee una distribución NFW (Okabe y col., 2010a). La caída aguda del perfil SIS a grandes escalas, compensa, pero no en su totalidad, por la sobreestimación de la masa a pequeños radios, lo cual causa una subestimación global de la masa.

Estos resultados pueden ser comparados con las determinaciones de otros autores. Sheldon y col. (2009) y Johnston y col. (2007) presentaron un análisis completo de la toda muestra de cúmulos *maxBCG* extendida a sistemas de menor riqueza, hasta $N_{200} = 3$. La muestra total analizada incluía $\sim 130\,000$ sistemas de galaxias con *redshifts* entre 0,1 y 0,3. Para llevar a cabo el análisis, seleccionaron las galaxias de fondo utilizando *redshifts* fotométricos estimados para cada galaxia. Estimaron las masas modelando el perfil de densidad desde $25\,h^{-1}\text{kpc}$ a $\sim 30^{-1}\text{Mpc}$, teniendo en cuenta las contribuciones de la BCG y de las concentraciones de masa cercanas, junto con un perfil NFW que describe el halo de materia oscura del sistema. Las masas M_{200} obtenidas para diferentes intervalos de riqueza están detalladas en Johnston y col. (2007). Simet y col. (2012) calibró la relación masa-riqueza para una submuestra de 492 cúmulos del catálogo *maxBCG* con el objetivo de testear el efecto de co-adición de imágenes con el objetivo de obtener mayor profundidad. Para ello, al igual que en el presente trabajo, modelaron sólo la componente del halo principal de los sistemas $0.1\,h^{-1}\text{kpc}$ a $\sim 5h^{-1}\text{Mpc}$ y consideran un factor de corrección de forma tal de tener en cuenta la subestimación introducida por diferencias entre el centro del halo y la posición de la BCG. En la Figura 28 se muestra las relaciones masa-riqueza obtenida por Simet y col. (2012) y Johnston y col. (2007),

junto con sus respectivas masas y las estimadas en este trabajo para los diferentes intervalos de riqueza. Encontramos un buen acuerdo entre estos resultados y nuestras estimaciones de masa, demostrando la eficacia de nuestro método.

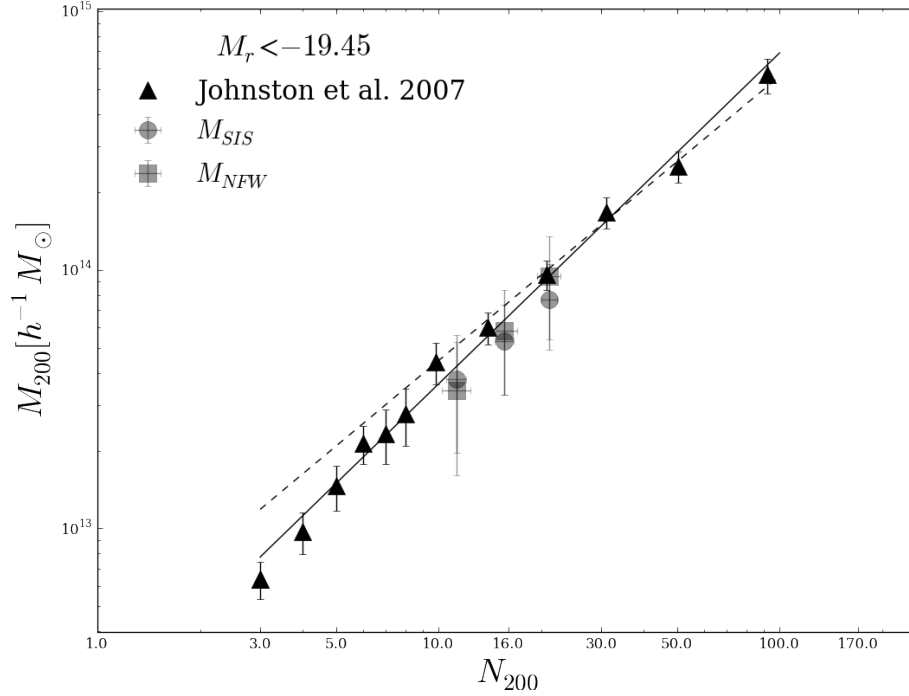


Figura 28.: Relación masa-riqueza obtenida por Johnston y col. (2007) (línea sólida) y por Simet y col. (2012) (línea a trazos), junto con las masas M_{200} empleadas para obtener la relación (triángulos) y las estimadas en este trabajo (cuadrados para las masas NFW y círculos para las masas SIS) vs N_{200} para la muestra de objetos del catálogo maxBCG.

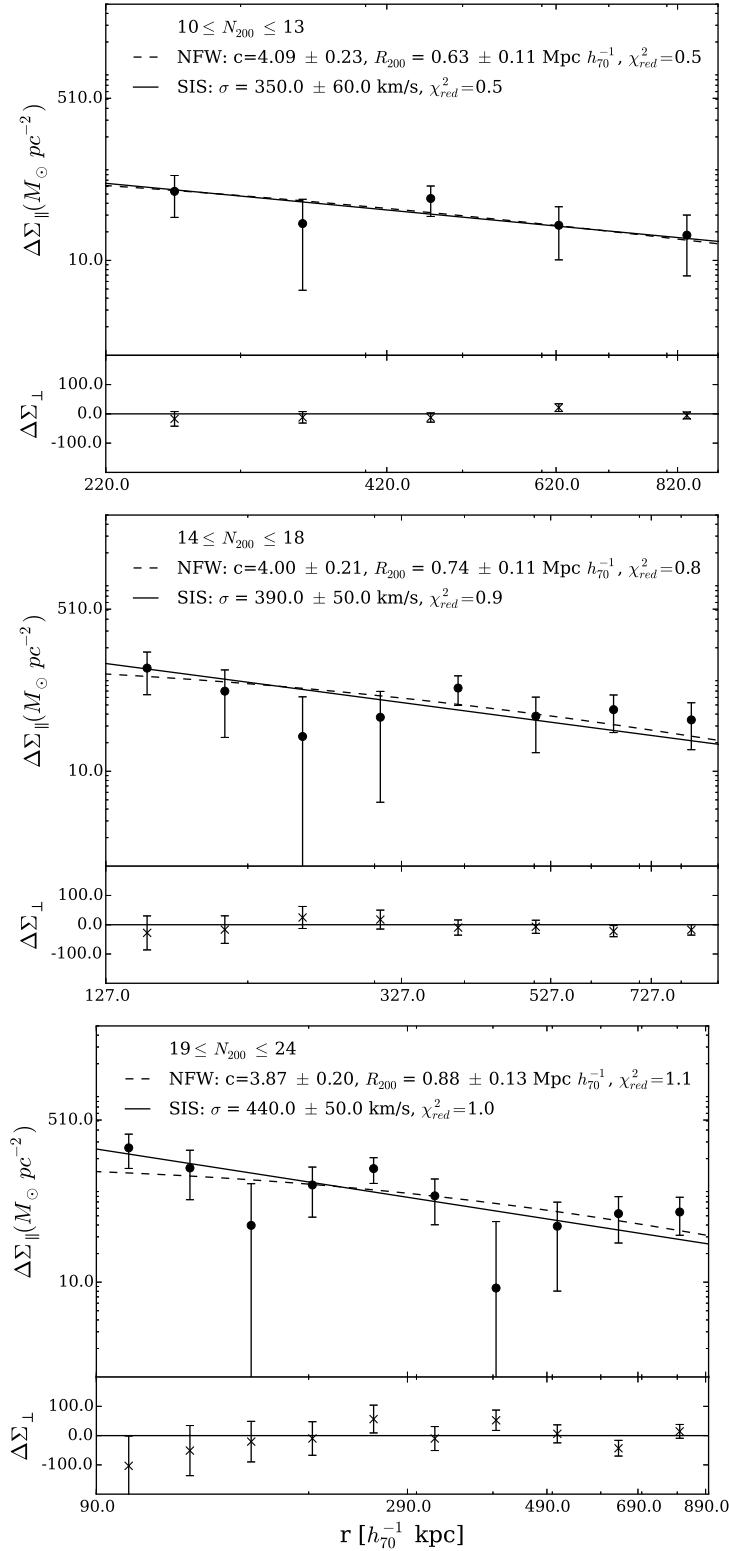


Figura 29.: Perfiles de contraste de densidad promedio $\Delta\Sigma(r)$ de la muestra de objetos del maxBCG, para diferentes intervalos de riqueza. La línea sólida y a trazos representan los mejores ajustes de los perfiles usando los modelos SIS y NFW, respectivamente, con los respectivos parámetros y errores de ajuste especificados en cada gráfico. Los paneles inferiores muestran los perfiles resultantes del promedio de las componentes cruzadas de la elipticidades, los cuales deberían ser nulos. Las barras de error para cada punto del perfil son calculadas de acuerdo a la Ecuación 126. Los parámetros ajustados junto con los errores fueron calculados considerando la discusión dada en la Sección 5.4.3.

Tabla 4.: Resultados del maxBCG

Criterio de selección	$\langle N_{200} \rangle$	N_{Lens}	$\langle z_{Lens} \rangle$	S/N	SIS		NFW		
					σ_V [km s ⁻¹]	M_{200} [10 ¹² h ₇₀ ⁻¹ M _⊙]	c_{200}	R_{200} [h ₇₀ ⁻¹ Mpc]	M_{200} [10 ¹² h ₇₀ ⁻¹ M _⊙]
$10 \leq N_{200} \leq 13$	$11,29 \pm 0,02$	3854	0,18	4,4	398 ± 63	54 ± 26	$4,09 \pm 0,23$	$0,72 \pm 0,13$	49 ± 26
$14 \leq N_{200} \leq 18$	$15,64 \pm 0,03$	1852	0,18	5,4	445 ± 57	76 ± 29	$4,00 \pm 0,21$	$0,85 \pm 0,12$	83 ± 36
$19 \leq N_{200} \leq 24$	$21,15 \pm 0,01$	995	0,17	6,3	503 ± 62	110 ± 40	$3,87 \pm 0,20$	$1,00 \pm 0,14$	135 ± 58

Referencias. Columnas: (1) intervalos N_{200} ; (2) promedio N_{200} y su correspondiente desviación estándar ; (3) número de grupos considerados para llevar a cabo el análisis; (4) z promedio de las muestras consideradas; (5) relación S/N (Ecuación 127); (6) y (7) resultados a partir del ajuste del modelo SIS, σ_V y M_{200}^{SIS} ; (8), (9) y (10), resultados a partir del ajuste del modelo NFW, c_{200} adoptado de acuerdo con M_{200}^{SIS} y $\langle z_{Lens} \rangle$ (ver el texto para detalles), R_{200} y M_{200}^{NFW} .

Tabla 5.: Resultados de la muestra de grupos de Yang

Criterio de selección	N_{Lens}	$\langle z_{Lens} \rangle$	S/N	SIS		NFW		
				σ_V [km s ⁻¹]	M_{200} [10 ¹² h ₇₀ ⁻¹ M _⊙]	c_{200}	R_{200} [h ₇₀ ⁻¹ Mpc]	M_{200} [10 ¹² h ₇₀ ⁻¹ M _⊙]
N = 1	7348	0,13	4,6	313 ± 42	27 ± 11	$4,50 \pm 0,22$	$0,57 \pm 0,08$	24 ± 10
N = 2	4875	0,15	5,5	457 ± 64	84 ± 35	$4,15 \pm 0,21$	$0,86 \pm 0,13$	84 ± 37
N = 3	1669	0,14	4,9	406 ± 53	58 ± 23	$4,03 \pm 0,21$	$0,74 \pm 0,10$	53 ± 21
$4 \leq N \leq 6$	1698	0,14	5,4	486 ± 60	100 ± 37	$3,93 \pm 0,19$	$0,90 \pm 0,12$	95 ± 37

Referencias. Columnas: (1) Criterio de selección para limitar la muestra de grupos considerada para el apilamiento; (2) número de grupos considerados para llevar a cabo el análisis; (3) z promedio de las muestras consideradas; (4) relación S/N (Ecuación 127); (5) y (6) resultados a partir del ajuste del modelo SIS, σ_V y M_{200}^{SIS} ; (7), (8) y (9), resultados a partir del ajuste del modelo NFW, c_{200} adoptado de acuerdo con M_{200}^{SIS} y $\langle z_{Lens} \rangle$ (ver el texto para detalles), R_{200} y M_{200}^{NFW} .

5.5.2 Resultados de la muestra de grupos de Yang

Determinamos la masa de cuatro submuestras del catálogo de grupos de Yang descrito en la Subsección 5.2.3: $N_{\text{miembros}} = 1, 2, 3, 4$ a 6. Los perfiles de densidad de masa proyectada calculados se muestran en la Figura 32. En la Tabla 5 se listan los resultados obtenidos a partir del ajuste de los perfiles. Ambas masas, NFW y SIS, se encuentran en acuerdo, $\langle M_{200}^{\text{NFW}}/M_{200}^{\text{SIS}} \rangle = 0,91 \pm 0,03$, mostrando que, en contraste con los cúmulos, el perfil SIS es un modelo adecuado para describir la distribución de masa de los sistemas de menor masa.

En la Figura 30 graficamos la distribución de masas M_h obtenida por Yang y col. (2012) para cada submuestra junto con nuestras determinaciones de masa. Para las cuatro muestras observamos un buen acuerdo entre las masas determinadas en este trabajo y las distribuciones M_h . Por lo tanto, concluimos que existe un acuerdo general entre las masas derivadas a partir de las lentes gravitacionales y las masas calculadas utilizando la relación masa-luminosidad.

Estos resultados fueron utilizados para ser comparados con la relación $P(M_h|N)$. Como se explicó en la Subsección 5.1.2, la HOD no puede ser directamente comparada con la relación masa-riqueza. Por lo tanto es necesario transformar la HOD para obtener $P(M_h|N)$. Obtenemos esta distribución utilizando el mismo método de substracción de fondo descrito en Rodríguez, Merchán y Sgró (2015) para obtener la HOD, con la diferencia de que se toman intervalos de riqueza para calcular las masas promedio. Tenemos en cuenta solo las galaxias miembro con magnitudes absolutas $M_r < -21,5$. Por lo tanto, esta distribución puede ser directamente comparada con la relación masa-riqueza obtenida para esta muestra de grupos. En la Figura 31 se muestra la $P(M_h|N)$ junto con M_{200} vs N . Como puede notarse, ambas determinaciones de masa, SIS y NFW, están bien descritas por la relación $P(M_h|N)$.

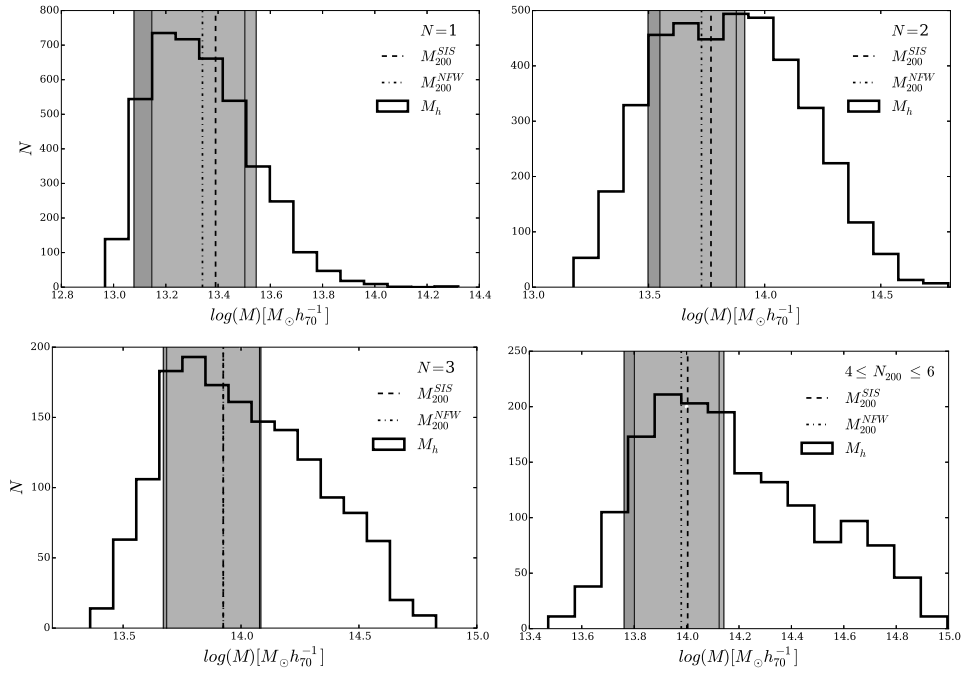


Figura 30.: Distribución de la masa de los halos calculadas por Yang y col. (2012) para las cuatro muestras de grupos analizados, junto con las masas de lentes estimadas en este trabajo, M_{200}^{SIS} y M_{200}^{NFW} . Las regiones en gris corresponden con los errores en las masas debido al ajuste.

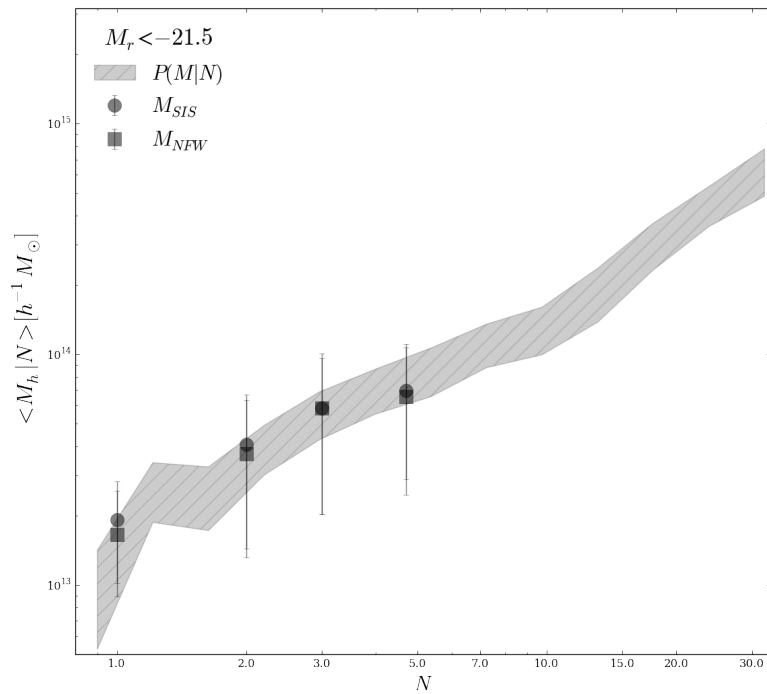


Figura 31.: $P(M_h|N)$ obtenida a partir de datos del SDSS-DR7 implementando un método de sustracción de fondo considerando una magnitud absoluta límite $M_r^{lim} = -21,5$. Los cuadrados y los círculos representan las masas derivadas del análisis de lentes M_{200}^{NFW} and M_{200}^{SIS} versus N , respectivamente.

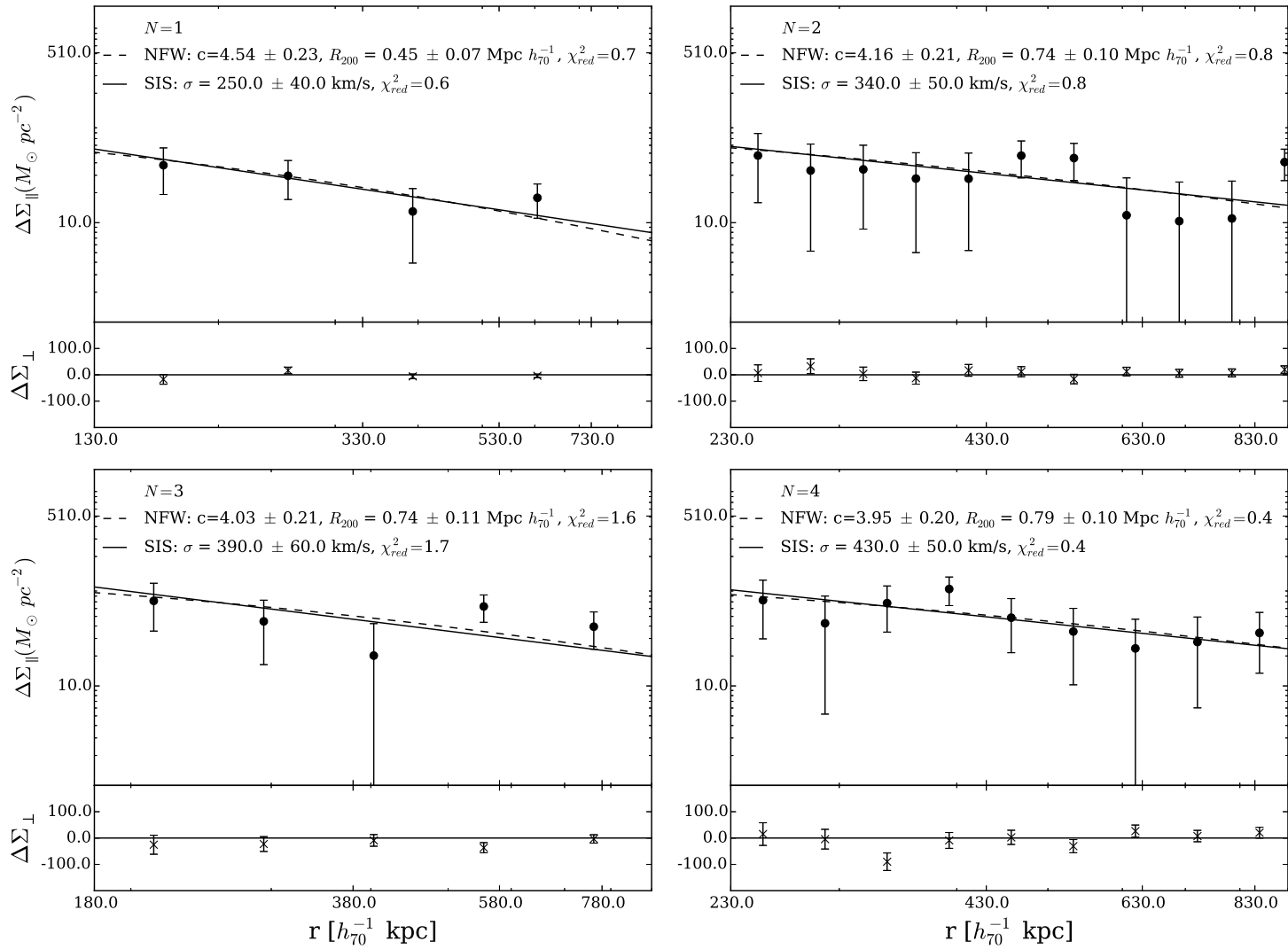


Figura 32.: Idem Figura 29 para la muestra de grupos de Yang.

5.6 DISCUSIÓN Y CONCLUSIONES

En el trabajo expuesto en el presente capítulo se derivó la relación masa-riqueza obtenida mediante el análisis de lente débil de sistemas de galaxias. Comparamos la relación obtenida con la distribución $P(M | N)$ calculada a partir de una técnica de substracción de fondo directa, obteniéndose un buen acuerdo entre ambas relaciones. Es importante destacar el resultado obtenido para $N_{\text{miembros}} = 1$, el cual está en acuerdo con la distribución $P(M | N)$. Estos grupos incluyen sistemas que están compuestos por una única galaxia con información de *redshift* disponible, haciendo imposible determinar la masa de estos grupos a partir de consideraciones dinámicas. Sin embargo, el análisis de lente aplicado permitió derivar la masa promedio de estos sistemas.

La correspondencia entre la relación $M - N$ y $P(M | N)$ refuerza la confianza en el método empleado para el cálculo de la HOD a partir de técnicas de substracción de fondo. Además, presenta un nuevo enfoque para testear la relación masa-riqueza. Cabe destacar que los resultados obtenidos no son directamente comparables con otros análisis de HOD (ej. Guo y col., 2015; Tinker y col., 2012) debido a que la distribución es calculada tomando intervalos en riqueza en lugar de intervalos en masa. En este análisis se utilizó la misma información que para el cómputo de la HOD, calculándose la $P(M | N)$ de manera directa, permitiendo la comparación entre dos relaciones independientes, la relación masa-riqueza y la $P(M | N)$. Este resultado puede ser extendido a magnitudes límites más débiles lo cual podría proveer un entendimiento más profundo acerca de la relación entre las galaxias y la distribución de masa en los halos.

Los resultados obtenidos en este trabajo además, sirvieron para testear las técnicas de apilamiento descritas en las Sección 3.5 y su aplicación a imágenes del SDSS. Dado que este relevamiento posee la mayor cobertura fotométrica del cielo al presente, se puede considerar el análisis de una gran diversidad de sistemas de galaxias a partir de la aplicación de estas técnicas. Esto es posible gracias a la estadística con la que se cuenta y que permite sobrellevar las dificultades debido a la baja calidad de las imágenes.

*Nothing happens,
until something moves.*

*No pasa nada,
hasta que algo se mueve.*

— Albert Einstein – Físico alemán (1879-1955).

6.1 INTRODUCCIÓN

6.1.1 Cúmulos en interacción

Tanto en las galaxias como en los sistemas de galaxias, las distintas formas de materia que los constituyen contribuyen al potencial gravitatorio común con distribuciones aproximadamente concéntricas. Esto dificulta las determinaciones de la distribución de masa de las componentes bariónica y oscura por separado. Los cúmulos de galaxias en interacción proveen una forma de estudiar estas distribuciones en forma separada. Esto se debe a que el gas intracúmulo y la materia oscura pueden desacoplarse durante el proceso de fusión. Las galaxias actúan como partículas no-colisionales, mientras que el plasma bariónico intracúmulo se comporta como un fluido experimentando presión dinámica (en inglés *ram pressure*) y la materia oscura solo interactúa gravitatoriamente. De esta forma, los cúmulos en interacción permiten estudiar separadamente el material bariónico que constituye el gas y el potencial gravitatorio que es generado en su mayor parte por la materia oscura.

Las fusiones de cúmulos de galaxias son los eventos energéticos más grandes en el Universo desde el Big Bang y además proveen una evidencia contundente de la existencia de la materia oscura. En la interacción de los sistemas, las galaxias asociadas a cada uno de estos se mueven dejando atrás el plasma en emisión en rayos-X, el cual se retrasa debido a la *ram-pressure*. Este escenario provee una excelente prueba de la existencia de materia oscura. En ausencia de materia oscura el potencial gravitatorio sería trazado por la componente visible dominante, es decir, el plasma. Sin embargo, si la masa de los cúmulos está dominada por la presencia de materia oscura no-colisional, el potencial estará trazado por esta componente que se espera que sea coincidente con la distribución de galaxias. Por lo tanto, derivar la distribución del potencial gravitatorio permite discernir entre estas posibilidades. Las lentes gravitacionales nos dan la posibilidad de derivar la distribución de densidad de los sistemas sin hacer distinción acerca del estado dinámico de los mismos, por lo que constituyen una excelente herramienta para realizar este tipo de análisis.

¹E0657-558, *the Bullet cluster* (del inglés el cúmulo bala) es uno los cúmulos más calientes y luminosos en rayos X. Este cúmulo, localizado a $z = 0,296$, fue descubierto por Tucker, Tananbaum y Remillard (1995) a partir de observaciones en

rayos-X obtenidas con *Chandra*. El cúmulo estaría formado por la interacción entre dos sistemas y la fusión estaría dada en el plano del cielo (Barrena y col., 2002; Markevitch y col., 2002), en donde el sistema de menor masa habría atravesado el núcleo del sistema principal. Las observaciones en rayos-X revelaron la presencia de una subestructura con aspecto de bala, relativamente fría ($T \sim 6 \text{ KeV}$), saliendo del núcleo de la componente principal ($T \sim 14 \text{ KeV}$) a una velocidad de 4500 km s^{-1} , generando una prominente onda de choque (Markevitch y col., 2002). Dado que la separación actual entre los centros de ambos sistemas es $0,66 \text{ Mpc}$, la aproximación máxima entre estos habría ocurrido hace $0,1 - 0,2 \text{ Giga-años}$. Los análisis de lentes gravitacionales débiles del *Bullet Cluster* mostraron que el potencial gravitatorio no traza la distribución del plasma, sino que aproximadamente sigue la distribución de las galaxias (Clowe y col., 2006, ver Figura 33). La discrepancia entre el centro de masa total y el centro de masa bariónico posee un nivel de significancia de 8σ , lo cual prueba que la mayor parte de la materia en este sistema no es observable.

Con el fin de testear el modelo cosmológico estándar ΛCDM se analizó la probabilidad de encontrar un sistema con las características del *Bullet Cluster* en simulaciones numéricas. Existe un amplio debate en cuanto a si estos sistemas serían viables en un escenario descrito por el ΛCDM . Una serie de trabajos concluyen en que la velocidad observada descrita por la segunda componente no sería compatible con este modelo cosmológico (Markevitch y col., 2002; Springel y Farrar, 2007). Aún teniendo en cuenta que la velocidad de la materia ($\sim 2600 \text{ km s}^{-1}$, Milosavljević y col., 2007) sería menor a la del plasma, algunos trabajos concluyen que un modelo ΛCDM no sería capaz de crear este tipo de sistemas (Lee y Komatsu, 2010; Thompson y Nagamine, 2012). Sin embargo análisis recientes utilizando grandes simulaciones cosmológicas encontraron que objetos como el *Bullet Cluster* no serían casos excepcionales (Hayashi y White, 2006; Thompson y Nagamine, 2012; Watson y col., 2014). Thompson y Nagamine (2012) concluyen en que deberían utilizarse simulaciones con un volumen de $(4,5 \text{ h}^{-1} \text{ Gpc})^3$ para poder observar este tipo de objetos.

Análisis de otros sistemas similares al *Bullet Cluster* han sido realizados a lo largo de los últimos años (e.g., Andrade-Santos y col., 2015; Bradač y col., 2008; Dawson y col., 2012; Jee y col., 2014; Menanteau y col., 2012; Merten y col., 2011) proporcionando mayor evidencia en favor de la existencia de materia oscura. Si bien el modelo cosmológico con materia oscura fría ha probado tener un amplio éxito a escalas cosmológicas, existen grandes desafíos a escalas menores: el modelo predice incorrectamente que los cúmulos de galaxias tendrían un perfil más concentrado (Dubinski y Carlberg, 1991), grandes cantidades de subestructura (Klypin y col., 1999; Moore y col., 1999) y que la Vía Láctea tendría más satélites capaces de producir estrellas que los observados (Boylan-Kolchin, Bullock y Kaplinghat, 2011). Estas inconsistencias pueden ser resueltas si la materia oscura fuera tibia (Bardeen y col., 1986) o sus partículas fueran auto-interactuantes (Rocha y col., 2013; Spergel y Steinhardt, 2000; Zavala, Vogelsberger y Walker, 2013). El análisis de cúmulos en proceso de fusión provee además la oportunidad de conocer más detalles acerca de las partículas que componen la materia oscura, permitiendo determinar un límite superior para el cociente entre la sección eficaz y la masa de estas partículas, permitiendo determinar si estas partículas son auto-interactuantes (Harvey y col., 2014, 2015; Kahlhoefer y col., 2014; Massey, Kitching y Nagai, 2011). Las estrellas que se

encuentran en las galaxias poseerían una sección transversal efectiva compatible con cero, dado que la separación entre estas es significativa de forma tal que las colisiones son muy poco probables. Por otro lado, las partículas que componen el gas alojado entre las galaxias poseen una sección transversal considerable. Consecuentemente son desaceleradas y despojadas de la región entre las galaxias debido a la *ram pressure*. La materia oscura que puede ser detectada aplicando análisis de lentes, tendría un comportamiento intermedio entre estos extremos (según la intensidad de las interacciones que experimente consigo misma y con los bariones). Las separaciones resultantes entre las tres componentes es utilizada para determinar la fuerza de arrastre que actúa sobre la materia oscura. Harvey y col. (2015) a partir del análisis de 30 cúmulos en proceso de colisión obtuvieron una sección transversal de transferencia de momento $\sigma_{DM}/m = -0,25^{+0,42}_{-0,43} \text{ cm}^2/\text{g}$ con un nivel de confianza del 68 %, o $\sigma_{DM}/m < 0,47 \text{ cm}^2/\text{g}$ con un nivel de confianza del 95 %. Los resultados por lo tanto sugieren que las partículas de materia oscura no serían auto-interactuantes.

6.1.2 Descripción del trabajo

Dadas las características y la información que proveen los cúmulos de galaxias en proceso de fusión, obtener un catálogo completo y uniformemente seleccionado es necesario para entender mejor la naturaleza de la materia oscura y testear adecuadamente los modelos cosmológicos. de Los Rios y col. (2016) presentaron un método para la detección de estos sistemas a partir de catálogos de *redshifts* de galaxias que permite separar adecuadamente las galaxias que forman parte de cada una de las componentes. La selección de cúmulos de galaxias que hayan sufrido una fusión importante con un alto grado de probabilidad fue llevada a cabo aplicando técnicas de aprendizaje automático (*Machine Learning*) en una muestra de entrenamiento y considerando las propiedades observables de las galaxias, como los colores y las magnitudes. Esta técnica fue aplicada para la detección de estos cúmulos a muestras de sistemas de galaxias obtenidos de SDSS-DR7, WINGS (Cava y col., 2009) y HeCS (Rines y col., 2013), obteniéndose 61 sistemas, de los cuales 21 habían sido identificados anteriormente.

En este Capítulo describiremos el análisis realizado a uno de los sistemas identificados a partir de la metodología descrita en de Los Rios y col. (2016), el cúmulo A1204. Este sistema fue por primera vez identificado como cúmulo en interacción a partir de este método y estaría compuesto por dos estructuras. La estructura principal más masiva, de acuerdo a la dispersión de velocidades observada, a $z = 0,1703$ se encuentra en $\alpha_{J200} = 11^{\text{h}}13^{\text{m}}21^{\text{s}},4$ y $\delta_{J200} = +17^{\circ} 36' 50''$. Por su parte, la componente secundaria ubicada en $z = 0,1705$ se encuentra en $\alpha_{J200} = 11^{\text{h}}14^{\text{m}}10^{\text{s}},8$ y $\delta_{J200} = +17^{\circ} 31' 5''$.

En la Sección 6.2 describiremos las imágenes utilizadas junto con el análisis de lente llevado a cabo. En la Sección 6.3 presentamos la estimación de las masas individuales de las componentes identificadas del cúmulo a partir del análisis de lentes gravitacionales. Los resultados obtenidos fueron comparados con determinaciones de masa previas del sistema a partir de estudios basados en observaciones en rayos-X. Además analizamos la distribución de brillo de ambas componentes y comparamos con observaciones en rayos-X.

6.2 ADQUISICIÓN DE DATOS Y ANÁLISIS DEL SISTEMA

6.2.1 Observaciones

Para llevar a cabo el análisis de lentes utilizamos imágenes obtenidas a partir de la base de datos SMOKA (*Subaru Mitaka Okayama Kiso Archive*). Las observaciones fueron realizadas utilizando la *Suprime-Cam* (Komiyama y col., 2003), situada en el telescopio de 8,2m Subaru localizado en el Observatorio Mauna Kea en Hawái, bajo el programa de colección de datos COSMOS (*Cosmic Evolution Survey*). La *Suprime-Cam* consiste en 10 chips CCDs de 2048×4096 pixels, proporcionando un amplio campo de visión de $34' \times 27'$ ($0,202''/\text{pixel}^{-1}$). Las imágenes utilizadas fueron obtenidas en los filtros *i+* y *V*, poseen valores de *seeing* de $0,75''$ y $0,91''$, respectivamente. La reducción se llevó a cabo utilizando el programa SDFRED2¹ en forma estándar. Para ello se combinaron 90 y 70 imágenes correspondientes a los filtros *i+* y *V* respectivamente, cada una con un tiempo de exposición de 240 segundos.

Además realizamos un análisis descriptivo sobre la distribución del gas intracúmulo a partir de la distribución de brillo en rayos-X. Para ello utilizamos las imágenes obtenidas de la base de datos de la NASA *High Energy Astrophysics Science Archive Research Center* (HEASARC). Las observaciones utilizadas fueron adquiridas por el telescopio CHANDRA, diseñado para la detección de la emisión en rayos-X, con el detector *Advanced CCD Imaging Spectrometer* en modo *pointing*. La observación utilizada posee un tiempo de exposición de 23 900s y la reducción fue llevada a cabo utilizando el procesamiento estándar de datos, aplicando el programa CIAO v4.4 (Fruscione y col., 2006). Con los datos obtenidos se elaboraron los contornos de brillo en rayos-X, a fin de caracterizar la distribución de gas del sistema.

6.2.2 Análisis de lente débil

El análisis de lente débil se llevó a cabo aplicando el código desarrollado descrito en la Sección 3.2. Se calculó la fotometría en los filtros *i+* y *V*, la determinación de la PSF y la posterior medición de las formas de las galaxias se llevó a cabo en la banda *i+* debido a que esta imagen posee mejores condiciones de *seeing*.

Al igual que para el análisis de los sistemas descritos en el Capítulo 4, las galaxias de fondo fueron seleccionadas como aquellos objetos clasificados como galaxias con magnitudes en la banda *i+*, m_{i+} , tal que $m_p < m_{i+} < m_{\max} = m_M + 0,5$, donde m_M es el máximo de la distribución de magnitudes en la banda *i+* de los objetos clasificados como galaxias ($m_M = 25,8$) y m_p fue definida en la Subsección 3.2.3. Para el cálculo de m_p así como también para la estimación del factor de escala, β , utilizamos el catálogo de *redshifts* fotométricos de alta precisión de Laigle y col. (2016) que cuenta con la información fotométrica adecuada de acuerdo a los filtros utilizados para el análisis, obteniendo $m_p = 18,8$ en la banda *i+* y $\langle \beta \rangle = 0,69$. Además de los cortes fotométricos, solo se consideraron las galaxias de fondo con $\text{FWHM} > 6$ pixeles, de modo que la forma de la galaxia estuviese bien muestrea-

¹ *Suprime-Cam Deep Field REDuction package 2*, <http://subarutelescope.org/Observing/Instruments/SCam/sdfred/sdfred2.html.en>

da, y con errores en la medición $\sigma_e < 0,2$ (donde σ_e está definido como la suma cuadrática de los errores de las componentes, σ_{e1} y σ_{e2} , dados por `im2shape`).

Teniendo en cuenta los criterios mencionados, obtuvimos una densidad de galaxias de fondo de ~ 19 galaxias/arcmin². Debido a la baja densidad de galaxias no fue posible realizar un análisis acerca de la distribución de masas del cúmulo. Sin embargo se estimaron las masas de cada componente a partir del ajuste de perfiles de *shear*. Para ello se calcularon dos perfiles centrados en la galaxia más brillante identificada de cada una de las componentes, de acuerdo con los resultados del método presentado por de Los Rios y col. (2016). Los perfiles fueron construidos a partir de 90 kpc hasta 1500 kpc (~ 8 arcmin), para el caso de la componente principal y hasta 800 kpc (~ 6 arcmin) en el caso de la componente secundaria. Ajustando un modelo SIS y un NFW fue posible estimar las masas individuales de cada componente. En el caso del ajuste del modelo NFW, fijamos el parámetro de concentración $c_{200} = 4$, de acuerdo con la relación de Duffy y col. (2011), para un halo con masa del orden de $10^{14} M_{\odot}$ a $z = 0,17$.

6.3 RESULTADOS Y DISCUSIÓN

En la Figura 34 se muestran los perfiles de *shear* obtenidos a partir del análisis de lente, junto con las masas estimadas para cada componente. Dado que no pudo obtenerse la distribución de densidad de masa del sistema, se calcularon los contornos de brillo teniendo en cuenta las magnitudes en el filtro *r* de las galaxias identificadas como miembro de cada componente. Los contornos de brillo obtenidos, junto con la distribución de las galaxias y los contornos de luminosidad en rayos-X se muestran en la Figura 35.

La razón de masas de las componentes obtenida es $\sim 0,75$. La masa estimada para la componente principal se encuentra en buen acuerdo con la determinación de Babyk, Melnyk y Elyiv (2012), a partir de observaciones en rayos-X con CHANDRA asumiendo un modelo NFW para la distribución de masa. Estos autores obtienen $M_{200} = 3,18^{+0,34}_{-0,24} \times 10^{14} M_{\odot} h_{70}^{-1}$, en excelente acuerdo con la masa derivada ajustando un modelo NFW al perfil de *shear* ($M_{200} = (3,9 \pm 1,3) \times 10^{14} M_{\odot} h_{70}^{-1}$, ver Figura 34).

A1204 fue clasificado recientemente como un sistema con un fuerte núcleo frío (Zhang y col., 2016). En general se cree que los cúmulos con núcleos extendidos son producto de fusiones de estructuras menores, debido a que los sistemas con núcleos fríos compactos no suelen mostrar perturbaciones en sus morfologías, mientras que, aquellos con núcleos extendidos, tienden a presentar una morfología más irregular (Buote y Tsai, 1996; Edge, Stewart y Fabian, 1992). El enfriamiento radiativo produce cúmulos relajados con núcleos compactos fríos, de forma tal que un proceso de interacción significativo con otros sistemas de galaxias perturbaría la estructura del gas dando lugar a un núcleo tibio (Poole y col., 2008). Esto, a su vez, puede observarse en la Figura 35 dado que los contornos de luminosidad en rayos-X poseen una distribución radialmente simétrica y concentrada, alrededor de la BCG del sistema, por lo que la porción significativa del gas se encontraría principalmente en dicha región. A partir de lo expuesto podemos concluir que el cúmulo A1204 no habría atravesado una fusión reciente con otro sistema y que las estructuras identificadas se encontrarían comenzando un proceso de interacción.

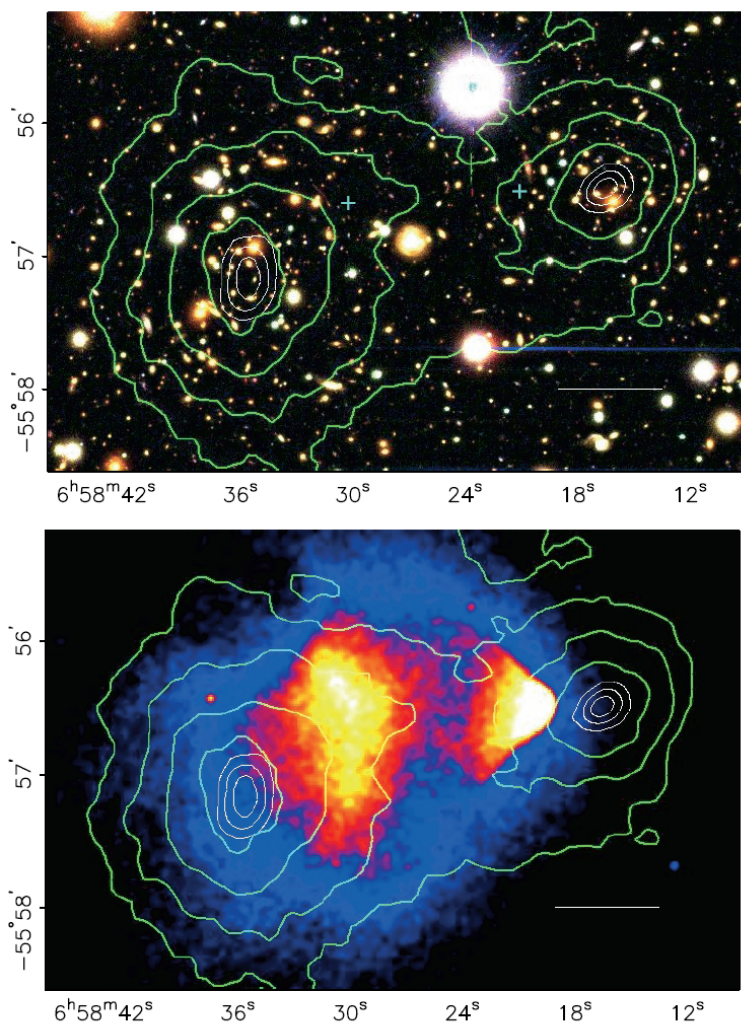


Figura 33.: *Arriba*: Imagen a color obtenida por los telescopios Magellan ubicados en el Observatorio de Las Campanas del cúmulo en interacción 1E0657-558. La línea blanca indican 200 kpc a la distancia del cúmulo. *Abajo*: Imagen en rayos-X de Chandra. Los contornos verdes en ambos paneles indican la reconstrucción de κ . Los contornos blancos indican los errores en la posición de los picos y corresponden a niveles de confianza del 68,3%, 95,5% y 99,7%. Los signos más en azul muestran las localizaciones de los centros utilizados para la determinación de la masa de las nubes de plasma. Extraído de Clowe y col. (2006)

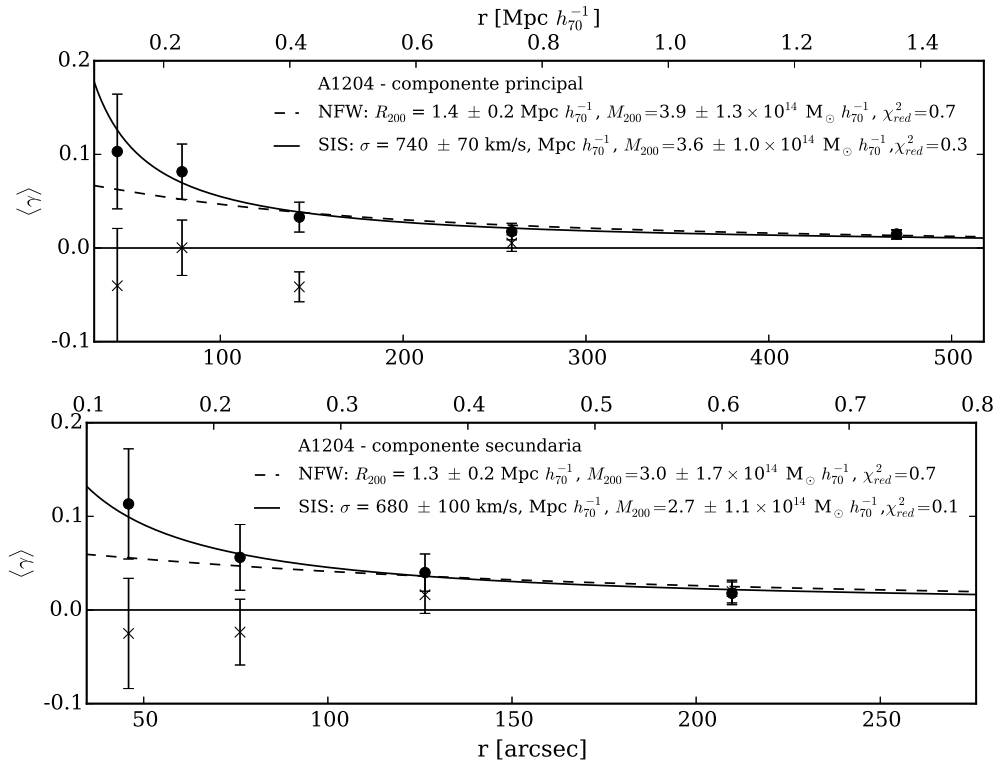


Figura 34.: Perfiles de *shear* radiales como función de la distancia proyectada centrados en la posición de la galaxia más brillante de la componente principal (*Arriba*) y de la componente secundaria (*Abajo*) del cúmulo A1204. La línea sólida y la línea a trazos representan los mejores ajustes de los perfiles SIS y NFW, respectivamente, con los parámetros de ajustes especificados. Los puntos y las cruces representan las componentes tangenciales ($\langle \gamma_+ \rangle$) y cruzadas ($\langle \gamma_x \rangle$) del *shear* promediados en intervalos angulares, respectivamente. Las barras de error fueron calculadas de acuerdo a la dispersión de las elipticidades intrínsecas de las galaxias.

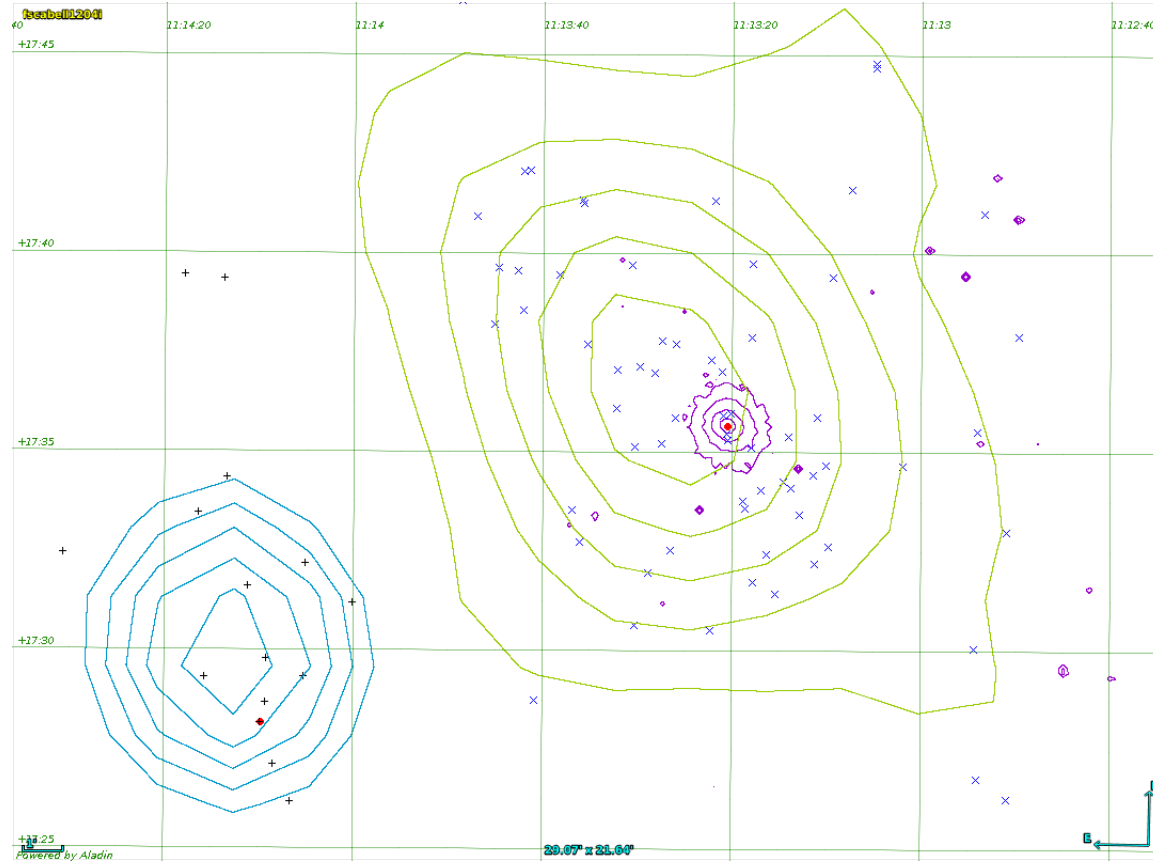


Figura 35.: Distribución de las galaxias identificadas de la componente principal (cruces azules) y de la componente secundaria (signos positivos negros), junto con los contornos de brillo en la banda r , verdes y azules, respectivamente. Los puntos rojos indican las posiciones de las galaxias más brillantes de cada componente, utilizados como centro para el cálculo de los perfiles de *shear*. A partir de los contornos de luminosidad en rayos-X (contornos violetas), puede notarse que el gas posee una distribución radialmente simétrica centrada en la BCG de la componente principal.

Parte IV

CONCLUSIONES

DISCUSIÓN Y CONCLUSIONES

Un autor no entiende necesariamente el significado de su propia historia mejor que los demás.

— Lewis Carroll, Alicia en el país de las maravillas – Escritor británico (1832-1898).

En este trabajo llevamos a cabo el estudio de grupos y cúmulos de galaxias a partir de la aplicación de las lentes gravitacionales débiles. Para ello desarrollamos un código de forma tal de automatizar el análisis de imágenes fotométricas adquiridas desde tierra. El código realiza la identificación, fotometría y clasificación de las fuentes, la determinación de la PSF en la posición de cada una de las galaxias detectadas y la obtención de los parámetros de forma de las galaxias que se encuentran por detrás del objeto lente (galaxias de fondo) considerando la PSF estimada. A partir de las elipticidades de las galaxias de fondo, se construye el perfil de *shear* y se ajustan los parámetros que modelan la distribución de masa de la lente, con el fin de estimar la masa total de este objeto. Asimismo, las elipticidades determinadas fueron utilizadas para caracterizar la distribución de masa proyectada de la lente. Además, discutimos las técnicas de apilamiento que pueden ser empleadas para el estudio de objetos de baja masa o cuando se cuenta con observaciones de baja profundidad óptica, de forma tal de incrementar la relación señal-ruido. El código desarrollado fue aplicado satisfactoriamente en el análisis de datos simulados. Esto permitió testear su aplicación a fin de que pueda ser utilizado para el análisis de sistemas de galaxias.

En primer lugar realizamos el análisis de 8 grupos de baja luminosidad en rayos-X a partir de observaciones adquiridas con el telescopio GEMINI. Parte de este análisis fue presentado en Gonzalez y col. (2015, vi). Pudimos obtener las masas totales de 7 de los sistemas estudiados, 5 de estas fueron calculadas por primera vez. Las determinaciones de las masas de 2 de los grupos dadas por otros autores, mostraron buen acuerdo con las derivadas en este trabajo. Las masas resultantes fueron comparadas con las respectivas luminosidades en rayos-X y con anteriores determinaciones de esta relación. Encontramos buen acuerdo con la relación derivada en este trabajo y las obtenidas por otros autores. Las masas totales estimadas permitieron incrementar restricciones a la región intermedia de la relación Masa-Luminosidad. Para 3 de los sistemas analizados, los cuales contaban con imágenes con mayor profundidad óptica, fue posible llevar a cabo un análisis descriptivo acerca de la distribución de masa de estos grupos. 2 de ellos mostraron un buen acuerdo entre la distribución de masa y de brillo en rayos-X. A su vez, los contornos de densidad de masa proyectada obtenidos, poseen simetría radial centrada en la posición de la galaxia más brillante identificada en cada uno de los sistemas. En la distribución de masa proyectada del sistema restante se identificaron dos estructuras individuales, mientras que los contornos en rayos-X estarían confinados a la región intermedia entre estas estructuras detectadas. Además, fue posible estimar (sin hacer consideraciones acerca de la contaminación en el perfil de *shear* por la presencia del material circundante) la masas individuales de ambas estructuras. Consideramos que podría tratarse de un cúmulo que habría atravesado un proceso

de fusión, de forma tal que el gas habría quedado confinado a la región central. Es necesario contar con una mayor cantidad de información acerca del sistema (una mayor cantidad de *redshifts* espectroscópicos de las galaxias que componen cada estructura e información acerca de los colores) a fin de llegar a confirmar esta hipótesis.

Posteriormente analizamos aplicando técnicas de apilamiento dos muestras de grupos y cúmulos de galaxias, utilizando imágenes del relevamiento SDSS. Las masas promedio derivadas para las distintas muestras de los sistemas analizados fueron comparadas con la riqueza media de los mismos. Obtuvimos resultados compatibles con determinaciones anteriores y, a su vez, analizamos por primera vez, utilizando lentes gravitacionales, una extensa muestra de grupos identificados en el SDSS. Los resultados obtenidos para esta muestra fueron comparados con la relación masa-riqueza derivada a partir de técnicas de determinación directa de la distribución de ocupación de halos. Esto permitió testear, tanto las técnicas de apilamiento llevadas cabo para el análisis de lentes, como así también el método de estimación directa de la distribución de ocupación de halos. Los resultados de este análisis fueron presentados por Gonzalez y col. (2017, vi) y pueden extenderse a diferentes rangos de magnitud límite a fin de lograr un mejor entendimiento de la relación entre las galaxias y los halos de materia oscura.

Finalmente analizamos un cúmulo recientemente clasificado como cúmulo en proceso de fusión (de Los Rios y col., 2016), utilizando imágenes obtenidas con el telescopio SUBARU. Debido a la baja profundidad óptica de la imagen utilizada, no fue posible caracterizar la distribución de masa de este sistema. Sin embargo, se estimaron las masas de ambas estructuras identificadas por de Los Rios y col. (2016). Debido al amplio campo de visión de la imagen el ajuste de los perfiles, teniendo en cuenta el límite angular, adoptado permitió la estimación de las masas en forma separada. Observaciones en rayos-X muestran una distribución del gas con simetría radial, centrada en la galaxia más brillante del cúmulo. Además, se identificó recientemente la presencia de un núcleo denso y frío de gas. Dado que estas características no serían compatibles con un reciente proceso de interacción, concluimos en que este sistema se encontraría en una etapa de pre-fusión. Imágenes con mayor profundidad óptica serían necesarias para estudiar en detalle la distribución de masa de las estructuras identificadas.

A partir del trabajo realizado fue posible desarrollar un código para el análisis de lentes débiles que permitió el estudio de una gran variedad de sistemas. Las determinaciones obtenidas fueron contrastadas con estimaciones previas, en los casos en los cuales se contaba con esta información, obteniéndose un buen acuerdo. Los resultados presentados pueden ser extendidos a otro tipo de análisis, así como también propicia la aplicación de las técnicas utilizadas a distintas clases sistemas de galaxias con propiedades diferentes a los ya considerados, como pares, tripletes o grupos compactos de galaxias (Chalela y col. 2017, vi). Se pretende además, en trabajos posteriores, incluir modelos más realistas para la determinación de las masas, a fin de considerar la influencia del material no asociado a la lente analizada, desviaciones de la simetría, etc. Asimismo se planea implementar mejoras en la medición de las formas de las galaxias y la determinación local de la PSF, con el objetivo de incrementar la precisión de los resultados, principalmente para la aplicación de estas técnicas en el caso de imágenes con baja calidad fotométrica

como las del SDSS. Lejos de ser este el final de un trabajo, es el comienzo del desarrollo de técnicas de análisis de lentes y su aplicación para incrementar el entendimiento de las agrupaciones de materia del Universo.

Parte V

APÉNDICES

A

SEXTRACTOR

A.1 DESCRIPCIÓN DEL PROGRAMA

SExtractor (del inglés, *Source-Extractor*) es un programa que confecciona un catálogo de objetos a partir de una imagen astronómica. Tanto la documentación como lo necesario para instalar el código y ponerlo en funcionamiento pueden ser encontrados en la página <http://www.astromatic.net/software/sextractor>.

El análisis completo es realizado recorriendo la imagen dos veces. Primero se construye un modelo del fondo de cielo y se estiman algunos parámetros estadísticos globales. En el segundo recorrido se le sustrae el fondo de cielo a la imagen, al mismo tiempo en que se detectan las fuentes sobre un cierto umbral. Luego se aíslan las fuentes, se les realiza fotometría, se clasifican y se registra toda la información de cada objeto en un catálogo de salida. A continuación detallaremos los pasos llevados a cabo por el programa, junto con una breve descripción de los mismos (para mayores detalles remitimos al lector al manual provisto en la página):

1. **Medición del fondo y del ruido cuadrático medio:** El valor medido en cada pixel es una función de la suma del fondo de cielo y la luz de las fuentes. Es importante tener una medición apropiada del fondo para medir adecuadamente el flujo de las fuentes, por lo que es necesario construir un mapa del fondo. SExtractor estima este mapa recorriendo los píxeles que conforman cada región en una grilla que cubre toda la imagen.
2. **Substracción del fondo:** El mapa del fondo es substraído de la imagen.
3. **Filtrado (convolución con un perfil específico):** La detección de las fuentes está limitada para aquellas con niveles de flujo bajo. Se puede mejorar la detección a partir de un filtrado lineal de los datos, que básicamente es un suavizado de la imagen. Esto ayuda a la detección de objetos débiles, sin embargo puede ser contraproducente si se trabaja con campos con una alta densidad de fuentes.
4. **Detección de las fuentes:** En este paso se consideran los píxeles a partir de un cierto umbral con respecto a la desviación estándar del fondo de cielo local. Si existe un número mínimo de píxeles que satisfacen esta condición y que sean adyacentes unos a otros, son considerados candidatos a fuente.
5. **Separación de los objetos:** En esta etapa se define cuáles píxeles son parte de una misma fuente. Para ello el programa genera un árbol de objetos, produciendo ramas cada vez que el valor de los píxeles superen cierto umbral. De ahí se separan las fuentes considerando el número de ramas definidas.
6. **Medición de formas y posiciones:** Se calculan los momentos de cada objeto y se determinan los parámetros elípticos a partir de estos (ángulo de posición, semieje mayor y menor).

7. **Limpieza:** Se considera cada objeto por separado y se analiza si el mismo hubiese sido detectado sin la presencia de los objetos vecinos, para lo cual se calcula la contribución de los vecinos al flujo de este.
8. **Fotometría de las fuentes:** Calcula las magnitudes de las fuentes. Puede calcular cuatro tipos de magnitudes a partir de: isofotas, isofotas con corrección (adecuada solo para objetos estelares), apertura fija y apertura adaptativa. Todas las magnitudes son corregidas por con una magnitud (punto cero) aditiva.
9. **Clasificación de las fuentes:** Se clasifican las fuentes como objetos puntuales (estelares) o como objetos extendidos para lo cual se emplean redes neuronales.
10. **Catálogo de salida:** Se elabora el catálogo de salida con todas las fuentes detectadas junto con sus respectivos parámetros.

A.2 PARÁMETROS DE INTERÉS

A.2.1 *Parámetros de entrada*

Para llevar a cabo cada uno de los pasos descritos en la sección anterior, SExtractor lee los parámetros a tener en cuenta desde un archivo de configuración. Estos parámetros pueden ser editados a fin de controlar cada una de las acciones que ejecuta. A continuación se muestra el archivo de configuración por defecto:

```
# Default configuration file for SExtractor 2.12.4
# EB 2010-10-10
#
#----- Catalog -----
CATALOG_NAME test.cat # name of the output catalog
CATALOG_TYPE ASCII_HEAD # NONE,ASCII,ASCII_HEAD, ASCII_SKYCAT,
# ASCII_VOTABLE, FITS_1.0 or FITS_LDAC
PARAMETERS_NAME default.param # name of the file containing catalog contents
#----- Extraction -----
DETECT_TYPE CCD # CCD (linear) or PHOTO (with gamma correction)
DETECT_MINAREA 3 # min. # of pixels above threshold
DETECT_THRESH 1.5 # <sigmas>or <threshold>,<ZP>in mag.arcsec-2
ANALYSIS_THRESH 1.5 # <sigmas>or <threshold>,<ZP>in mag.arcsec-2
FILTER Y # apply filter for detection (Y or N)?
FILTER_NAME default.conv # name of the file containing the filter
DEBLEND_NTHRESH 32 # Number of deblending sub-thresholds
DEBLEND_MINCONT 0.005 # Minimum contrast parameter for deblending
CLEAN Y # Clean spurious detections? (Y or N)?
CLEAN_PARAM 1.0 # Cleaning efficiency
#----- WEIGHting -----
WEIGHT_TYPE NONE # type of WEIGHting: NONE, BACKGROUND,
# MAP_RMS, MAP_VAR or MAP_WEIGHT
WEIGHT_IMAGE weight.fits # weight-map filename
#----- FLAGging -----
```

```

FLAG_IMAGE flag.fits # filename for an input FLAG-image
FLAG_TYPE OR # flag pixel combination: OR, AND, MIN, MAX
# or MOST
#----- Photometry -----
PHOT_APERTURES 5 # MAG_APER aperture diameter(s) in pixels
PHOT_AUTOPARAMS 2.5, 3.5 # MAG_AUTO parameters: <Kron_fact>,<min_radius>
PHOT_PETROPARAMS 2.0, 3.5 # MAG_PETRO parameters: <Petrosian_fact>,
# <min_radius>
PHOT_AUTOAPERS 0.0,0.0 # <estimation>,<measurement>minimum apertures
# for MAG_AUTO and MAG_PETRO
SATUR_LEVEL 50000.0 # level (in ADUs) at which arises saturation
SATUR_KEY SATURATE # keyword for saturation level (in ADUs)
MAG_ZEROPOINT 0.0 # magnitude zero-point
MAG_GAMMA 4.0 # gamma of emulsion (for photographic scans)
GAIN 0.0 # detector gain in e-/ADU
GAIN_KEY GAIN # keyword for detector gain in e-/ADU
PIXEL_SCALE 1.0 # size of pixel in arcsec (0=use FITS WCS info)
#----- Star/Galaxy Separation -----
SEEING_FWHM 1.2 # stellar FWHM in arcsec
STARNNW_NAME default.nnw # Neural-Network_Weight table filename
#----- Background -----
BACK_TYPE AUTO # AUTO or MANUAL
BACK_VALUE 0.0 # Default background value in MANUAL mode
BACK_SIZE 64 # Background mesh: <size>or <width>,<height>
BACK_FILTERSIZE 3 # Background filter: <size>or <width>,<height>
#----- Check Image -----
CHECKIMAGE_TYPE NONE # can be NONE, BACKGROUND, BACKGROUND_RMS,
# MINIBACKGROUND, MINIBACK_RMS, -BACKGROUND,
# FILTERED, OBJECTS, -OBJECTS, SEGMENTATION,
# or APERTURES
CHECKIMAGE_NAME check.fits # Filename for the check-image
#----- Memory (change with caution!) -----
MEMORY_OBJSTACK 3000 # number of objects in stack
MEMORY_PIXSTACK 300000 # number of pixels in stack
MEMORY_BUFSIZE 1024 # number of lines in buffer
#----- ASSOCIation -----
ASSOC_NAME sky.list # name of the ASCII file to ASSOCIate
ASSOC_DATA 2,3,4 # columns of the data to replicate (0=all)
ASSOC_PARAMS 2,3,4 # columns of xpos,ypos[,mag]
ASSOC_RADIUS 2.0 # cross-matching radius (pixels)
ASSOC_TYPE NEAREST # ASSOCIation method: FIRST, NEAREST, MEAN,
# MAG_MEAN, SUM, MAG_SUM, MIN or MAX
ASSOCSELEC_TYPE MATCHED # ASSOC selection type: ALL, MATCHED or MATCHED
#----- Miscellaneous -----
VERBOSE_TYPE NORMAL # can be QUIET, NORMAL or FULL
HEADER_SUFFIX .head # Filename extension for additional headers
WRITE_XML N # Write XML file (Y/N)?

```



```
XML_NAME sex.xml # Filename for XML output
XSL_URL file:///usr/local/share/sextractor/sextractor.xsl
# Filename for XSL style-sheet
```

En general a lo largo de este trabajo, el archivo de configuración empleado se ejecuta por defecto, salvo algunos parámetros de interés. En primer lugar se especifica el archivo de salida (CATALOG_NAME), es decir el nombre del catálogo que contendrá los parámetros de las fuentes detectadas una vez finalizada la ejecución del programa. Además se especifica el archivo PARAMETERS_NAME el cual contiene los parámetros de salida requeridos. En cuanto a la extracción de las fuentes se modifica el parámetro DETECT_THRESH, el cual indica el umbral respecto a la desviación estándar del ruido, a partir del cual se consideran las fuentes. Este parámetro se modifica de acuerdo así se requieren detectar las fuentes más brillantes, para obtener una estimación del *seeing* de la imagen o si requerimos detectar la mayor cantidad de fuentes posibles. Con el objetivo de lograr la detección de objetos débiles se utiliza una función gaussiana para llevar a cabo el suavizado de la imagen (referente al paso 3 detallado en la sección anterior). Para ello se edita el parámetro FILTER_NAME y se indica que se utilice el archivo que contiene los parámetros de una función gaussiana cuyo tamaño dependerá del *seeing* de la imagen. En lo referente a la fotometría se especifican el parámetro de saturación, SATUR_LEVEL, y los parámetros que se refieren a cada instrumento de observación: MAG_ZEROPOINT, GAIN y PIXEL_SCALE. Finalmente se indica el *seeing* de la imagen a partir del parámetro SEEING_FWHM. El resto de los parámetros se mantienen por defecto.

A.2.2 Parámetros de salida

Para llevar a cabo el análisis descrito en el trabajo se utilizaron los siguientes parámetros de salida:

- MAG_BEST: Magnitud de la fuente. Esta magnitud equivale a MAG_AUTO siempre y cuando ninguna fuente vecina contribuya en el flujo observado en más de un 10 %, caso contrario MAG_BEST=MAG_ISOCOR. MAG_AUTO es calculada definiendo una apertura elíptica de acuerdo a los momentos calculados para la fuente. Por su parte MAG_ISOCOR se calcula de acuerdo con el umbral de detección a partir de la isofota de menor intensidad y es corregida de acuerdo al flujo perdido debido al umbral.
- MU_MAX: Brillo superficial en $\text{mag} \times \text{arcsec}^{-2}$, es calculado de acuerdo al pico de mayor intensidad (pixel más brillante).
- FLUX_MAX: Flujo en ADUs calculado de acuerdo al pico de mayor intensidad (pixel más brillante).
- FWHM: Ancho a mitad de profundidad de la gaussiana que describe la distribución de brillo de la fuente.
- CLASS_STAR: Índice estelar de la fuente. Es un valor entre 0 (objetos extendidos - galaxias) y 1 (estrellas).

- FLAG: Parámetro numérico que indica si hubieron complejidades en alguno de los procesos efectuados por el programa. Los valores indican: 1, si el objeto posee vecinos lo suficientemente cerca y brillantes como para afectar la magnitud MAG_AUTO en más de un 10%; 2, el objeto estaba solapado con otro; 4, al menos un pixel del objeto está saturado; 8, el objeto está truncado (cerca de un borde); etc.

Estos figuran en el archivo indicado a partir del parámetro PARAMETERS_NAME.

B.1 DESCRIPCIÓN DEL PROGRAMA

`im2shape` (Bridle y col., 2002) es un código que permite la determinación de parámetros que describen la forma de fuentes astronómicas (galaxias y estrellas). El programa está principalmente enfocado en la determinación de la elipticidad de galaxias para llevar a cabo estudios de lentes gravitacionales. Para ello utiliza una aproximación Bayesiana en donde las galaxias son parametrizadas como suma de gaussianas, convolucionadas con una función de dispersión de punto (PSF, del inglés *Point Spread Function*). Esta función considera los efectos de redondeo en las imágenes de las galaxias debido a la presencia de la atmósfera, y las deformaciones introducidas por la óptica del telescopio. A partir de la distribución de la función de probabilidad de los parámetros del modelo que describe la forma junto con los datos, el programa estima los valores más probables de los parámetros y sus incertezas. `im2shape` puede obtenerse de la página <http://www.sarahbridle.net/im2shape/> junto con la documentación que describe su funcionamiento.

A continuación describiremos el formalismo empleado en el modelado de las galaxias y los detalles acerca de la determinación de los parámetros que describen la forma de estos objetos.

B.1.1 Parametrización de las galaxias

Si consideramos a la distribución de brillo de una galaxia como una suma de n gaussianas 2D elípticas, podemos describir la intensidad como función de la posición $\vec{x} = (x, y)$ como:

$$B(\vec{x}) = \sum_{i=1}^n \frac{A_i}{2\pi |\mathcal{C}_i|} e^{-\frac{1}{2}(\vec{x}-\vec{x}_i)^T \mathcal{C}_i^{-1} (\vec{x}-\vec{x}_i)} \quad (130)$$

en donde A es la amplitud y \mathcal{C} es la matriz de covarianza cuyas componentes son:

$$\mathcal{C}_{1,1} = 2 \left(\frac{\cos^2 \theta}{a^2} + \frac{\sin^2 \theta}{b^2} \right) \quad (131)$$

$$\mathcal{C}_{1,2} = \left(\frac{1}{b^2} - \frac{1}{a^2} \right) \sin(2\theta) \quad (132)$$

$$\mathcal{C}_{2,2} = 2 \left(\frac{\cos^2 \theta}{b^2} + \frac{\sin^2 \theta}{a^2} \right) \quad (133)$$

Esta matriz es simétrica ($\mathcal{C}_{1,2} = \mathcal{C}_{2,1}$), a y b es el semieje mayor y menor de la gaussiana, y θ es el ángulo de inclinación del semieje mayor con respecto al eje x . Definimos la elipticidad como:

$$e = \frac{a - b}{a + b} \quad (134)$$

Por lo tanto, la elongación paralela a los ejes x e y , e_+ , y la elongación en la dirección diagonal, e_\times , pueden obtenerse como:

$$e_+ = e \cos(2\theta) \quad (135)$$

$$e_\times = e \sin(2\theta) \quad (136)$$

Cada componente gaussiana es modelada a partir de 6 parámetros: la posición del centro (x, y) , la elipticidad e , el ángulo de inclinación θ , el producto de los semiejes ab y la amplitud A .

Dado que la PSF es a su vez modelada a partir de suma de gaussianas, la convolución de la parametrización de las galaxias junto con la PSF, es analíticamente simple. Si describimos a la PSF de acuerdo con la Ecuación 130, con m componentes gaussianas, la convolución a su vez puede describirse a partir de esta ecuación con $n \times m$ componentes, con los siguientes parámetros:

$$A_{ij} = A_i A_j \quad (137)$$

$$\mathcal{C}_{ij} = \mathcal{C}_j (\mathcal{C}_j + \mathcal{C}_i)^{-1} \mathcal{C}_i \quad (138)$$

$$\vec{x}_{ij} = \vec{x}_i + \vec{x}_j \quad (139)$$

Por lo tanto la función distribución de intensidad observada podrá modelarse a partir de:

$$B_{\text{gal*psf}}(\vec{x}) = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m \frac{A_{ij}}{2\pi |\mathcal{C}_{ij}|} e^{-\frac{(\vec{x} - \vec{x}_{ij})^T \mathcal{C}_{ij} (\vec{x} - \vec{x}_{ij})}{2}} \quad (140)$$

B.1.2 Determinación de los parámetros

Consideremos una sección de la imagen (estampa) de $r \times s$ píxeles, \mathcal{D} , que contiene una galaxia. Asumimos que el ruido en cada pixel es independiente, y que la distribución de probabilidad de la imagen dados los parámetros de la galaxia es gaussiana:

$$\Pr(\mathcal{D} | \vec{g}, \text{PSF}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\chi^2/2} \quad (141)$$

$$\chi^2 = \sum_{k=1}^r \sum_{l=1}^s \frac{(B_{\text{gal*psf}}(\vec{x}_{k,l}) + b - \mathcal{D}_{kl})^2}{\sigma^2} \quad (142)$$

donde σ es el nivel de ruido de la imagen y b es el nivel de fondo de cielo, los cuales son tratados como parámetros libres. Definimos el vector \vec{g} , el cual contiene todos los parámetros a ajustar, $\vec{g} = (\sigma, b, x_1, y_1, e_1, \theta_1, ab_1, A_1, \dots, x_n, y_n, e_n, \theta_n, ab_n, A_n)$. Por conveniencia y para facilitar el cómputo, asumimos que la PSF es conocida.

Para determinar los parámetros el programa hace uso del código BayeSys desarrollado por Maximum Entropy Data Consultants Ltd. (Skilling & Gull), el cual utiliza métodos de cadenas de Markov Monte Carlo (MCMC).

B.2 IMPLEMENTACIÓN

B.3 DATOS DE ENTRADA Y DE SALIDA DEL PROGRAMA

El programa toma como datos de entrada el archivo `.fits` de la imagen, un catálogo que contiene las posiciones de los objetos a analizar, el archivo que contiene la parametrización de la PSF, y un archivo de configuración en donde se especifican algunos parámetros para su funcionamiento.

En el archivo de configuración pueden especificarse: los nombres de los archivos que se necesitan procesar (imagen, catálogo y parametrización de la PSF); el tamaño de la estampa en píxeles dentro de la cual se llevará a cabo el ajuste de los parámetros; la forma funcional y el nivel máximo y mínimo del ruido y del fondo de cielo; la cantidad de gaussianas utilizadas para modelar la forma de los objetos junto con los valores máximos y mínimos de los parámetros que las describen; parámetros referentes al ajuste mediante MCMC, número de cadenas y número de iteraciones.

La salida del programa es un catálogo que posee los parámetros ajustados junto con los correspondientes errores, para cada uno de los objetos incluidos en el catálogo de entrada. Opcionalmente, se proveen las imágenes residuales y los muestreos.

B.4 PARÁMETROS SELECCIONADOS. PARAMETRIZACIÓN DE LA PSF

Para el análisis de lentes descrito en el trabajo, las galaxias fueron parametrizadas utilizando una gaussiana. El tamaño de la estampa seleccionado, fue el sugerido por el programa, de 16×16 píxeles. Para el ajuste de los parámetros utilizamos 4 cadenas de Markov, junto con 500 iteraciones. En el caso de las imágenes obtenidas del relevamiento *Sloan Digital Sky Survey*, dado que las mismas poseían un tamaño del píxel mayor y además las condiciones de *seeing* no eran óptimas en comparación con el resto de las imágenes utilizadas, se aumentó el número de iteraciones a 1000.

Debido a que el programa requiere como información de entrada la parametrización de la PSF, primero se llevó a cabo el análisis de estrellas utilizando como parametrización de esta función una función δ de Dirac, a fin de recuperar la forma de las estrellas. Esta función se modeló a partir de una elipticidad y un ángulo de inclinación nulos ($e = 0$ y $\theta = 0$), un ancho pequeño ($ab = 0,000001$), y una amplitud $A = 1$. Si consideramos a las estrellas como puntuales, los parámetros obtenidos describen la PSF en las posiciones de estos objetos. A partir de estas determinaciones, se extrapoló a la posición de cada galaxia. El modelado de las estrellas, al igual que para las galaxias, se realizó a partir de una gaussiana.

Parte VI

MATERIAL COMPLEMENTARIO

ÍNDICE DE FIGURAS

- Figura 1 La compleja distribución de la materia oscura (*izquierda*) obtenida de acuerdo con simulaciones puede ser reemplazada con una distribución de halos (*derecha*) con la función de masa de acuerdo con la que se encuentra en las simulaciones y con un perfil para la distribución de materia oscura dentro de los halos - Extraído de Cooray y Sheth (2002) 13
- Figura 2 *Arriba*: Representación esquemática de un árbol de fusión que describe el crecimiento en la masa de un halo como resultado de una serie de fusiones. El tiempo se incrementa desde arriba hacia abajo y el ancho de las ramas del árbol representa la masa de los halos involucrados en la fusión. Tajadas horizontales a distintos tiempos brindan la distribución de masa de los halos progenitores. t_0 representa el tiempo presente, t_f es el tiempo de formación definido como el tiempo para el cual la masa de el halo progenitor posee más de la mitad de la masa final del halo. Crédito: Lacey y Cole (1993). *Abajo*: Árbol de fusión en 3D, las esferas corresponden a los tamaños y las posiciones de los halos de materia oscura desde $z \approx 5$ a $z = 0$ para formar el halo más masivo de la simulación cosmológica MDR1 (Prada y col., 2012, *First Multi Dark Simulation*). Los colores representan los diferentes pasos temporales; la esfera roja en el centro corresponde a la posición y el tamaño del halo final. Crédito: Kristin Riebe (<https://escience.aip.de/vis/merging-dark-matter-halos-in-3d/>). 14
- Figura 3 Número de ocupación medio y dispersión en función de la masa del halo, para satélites, centrales y todas. Se muestran los resultados a partir del modelo hidrodinámico de partículas suavizadas (*izquierda*) y del modelos semianalítico (*derecha*). En los paneles inferiores se trazan los números de ocupación media de las galaxias centrales, satélites y la suma de estas. En los paneles inferiores se muestra el ancho de la distribución de densidad, $\langle N(N-1) \rangle^{1/2} / \langle N \rangle$, para todas las galaxias (*círculos llenos*) y para las satélites (*círculos abiertos*) - Adaptado de Zheng y col. (2005) 16
- Figura 4 Diagrama ilustrativo del efecto de curvatura de un rayo de luz por la presencia de una masa M - extraído de Wald (1984) 28
- Figura 5 Esquema general de una lente gravitacional. Adaptado de Schneider, Kochanek y Wambsganss (2004) 30

- Figura 6 Ejemplo de arco en el cúmulo de galaxias Abell 1689. El cúmulo actúa como una lente gravitacional distorsionando las formas y causando imágenes múltiples de las galaxias que se encuentran por detrás del cúmulo. Crédito: NASA, N. Benitez (JHU), T. Broadhurst (The Hebrew University), H. Ford (JHU), M. Clampin(STScI), G. Hartig (STScI), G. Illingworth (UCO/Lick Observatory), the ACS Science Team and ESA. 34
- Figura 7 Curvas críticas (panel superior) y cáusticas (panel inferior) para una lente con una distribución de masa elíptica. Los números en el panel inferior representan el número de imágenes que se observarán para una fuente localizada en estas regiones (Extraído de Wambsganss (1998)). 35
- Figura 8 Superficies de tiempo de retraso calculadas para una lente con una distribución de masa axialmente simétrica. El panel derecho muestra el caso para el cual la fuente y la lente se encuentran alineadas con el eje óptico. En el panel medio e izquierdo se muestran los casos en los cuales la fuente se aleja del eje óptico (Extraído de Meneghetti, 1996)). 36
- Figura 9 Curvas de luz de una fuente puntual para diferentes parámetros de impacto (de arriba hacia abajo $y_0 = 0, 1; 0, 3; \dots; 1, 1$) y sus correspondientes trayectorias a través del anillo de Einstein. Adaptado de Schneider, Kochanek y Wambsganss (2004), cortesía de Penny Sackett. 44
- Figura 10 Curvas críticas en el plano de la lente y sus correspondientes cáusticas en el plano de la fuente para una lente binaria de masas iguales ($M_a = M_b$) para separaciones en unidades del radio de Einstein ($\chi = d/\theta_E$) decrecientes de arriba hacia abajo. Adaptada de la Figura 2 de Schneider y Weiss (1986). 46
- Figura 11 En el panel de la izquierda se muestran las cáusticas correspondientes a una lente binaria con componentes de igual masa, separadas por una distancia igual a θ_E , junto con diferentes trayectorias de la fuente. A la derecha se muestra las curvas de luz correspondientes con offsets de una magnitud para facilitar la visibilidad. Extraído de Schneider, Kochanek y Wambsganss (2004). 47
- Figura 12 Curvas de luz observadas de cada imagen del quásar Q0957+561; en el panel superior se muestran ambas curvas de luz para las imágenes observadas (con el corrimiento en magnitud y en tiempo correspondiente aplicado a fin de superponerlas). En el panel inferior se muestran las diferencias entre ambas curvas (Wambsganss y col., 2000). 48

- Figura 13 Curvas de luz simuladas para el quásar doble Q0957+561; en el panel de la izquierda se muestra el patrón de caústicas generado por objetos compactos en tres rangos de masas, la línea entre cortada en tres partes muestra la trayectoria del quásar; en el pnel de la derecha las correspondientes curvas de luz para las tres fracciones de trayectoria del quásar (Wambsganss y col., 2000). 49
- Figura 14 Imagen del cúmulo de galaxias SDSS J1004+4112. Cerca de la galaxia más brillante del cúmulo pueden observarse 5 imágenes de un quásar. A su vez varias galaxias de fondo están fuertemente afectadas por el potencial del cúmulo - Extraído de Meneghetti (1996) 50
- Figura 15 A la izquierda una fuente puntual circular es mapeada en una elipse aplicando la transformación descrita por la matriz jacobiana A . En ausencia del *shear* la imagen resultante es un círculo con su radio modificado de acuerdo con κ . El *shear* introduce una elipticidad en la imagen observada en una orientación que depende del *shear*- Extraído y adaptado de Schneider, Kochanek y Wambsganss (2004) 54
- Figura 16 Estimación del *seeing* de una imagen obtenida con el telescopio GEMINI en el filtro GMOS r' . Los objetos incluidos en la región sombreada, delimitada por las líneas rojas son los considerados como objetos estelares. El máximo de la distribución de FWHM de los objetos en esta región fue considerada como una estimación del *seeing* (*punto rojo*). 64
- Figura 17 Clasificación de los objetos para una imagen en el filtro GMOS r' tomada con el telescopio Gemini-Sur usando el espectrógrafo Multi-Objeto en el modo imagen. Se muestran las estrellas (estrellas azules), galaxias (círculos verdes) y las falsas detecciones (cruces negras) en el diagrama μ_{MAX}/r' (*panel superior*), en donde las estrellas se sitúan en la región marcada delimitada por los contornos rojos, y en el plano $r'/FWHM$ (*panel inferior*), en donde la línea a trazos rojos especifica el *seeing* determinado de la imagen. 66
- Figura 18 Tratamiento de la PSF aplicado a las estrellas para las imágenes del DES con ruido alto: Distribución de los semiejes mayores de las estrellas en el CCD ($a \cos \theta$, $a \sin \theta$) antes (*izquierda*) y después (*derecha*) de la convolución de la PSF. Notar que los semiejes se encuentran más aleatoriamente distribuidos y que la escala (dada por el primer segmento rojo en el borde superior izquierdo y que corresponde a 3 pixeles) es mucho menor luego de introducir la PSF en la determinación de las formas 73

- Figura 19 Perfiles de *shear* obtenidos para la serie de imágenes con galaxias con *shear*, ruido bajo (*arriba*) y alto (*medio*) con PSF aplicada y con ruido alto sin PSF aplicada (*abajo*) de la simulación DES. La curva a trazos corresponde al perfil SIS para la dispersión de velocidades simulada y la curva continua corresponde al perfil ajustado. Las estimaciones de las componentes del *shear*, tangenciales (γ_T) y cruzadas (γ_\times), fueron obtenidas promediando en los anillos las componentes tangenciales (*círculos llenos*) y cruzadas (*cruces*) de las galaxias. 74
- Figura 20 Fracción de galaxias con $z > z_{\text{lente}}$ ($N(z > 0,5)/N_{\text{tot}}$), para diferentes intervalos de magnitud, en la banda r' , y colores, $r' - i'$, calculados a partir del catálogo de *redshifts* fotométricos de Coupon y col. (2009). Para el gráfico se fijó $z_{\text{lente}} = 0,5$. Los valores obtenidos fueron utilizados para pesar las elipticidades, de acuerdo a la magnitud y color de la galaxia de fondo considerada, para la posterior estimación del perfil de *shear*. 82
- Figura 21 Perfiles de *shear* radiales como función de la distancia proyectada al centro adoptado para el cúmulo (en arcsec y Mpc) para los sistemas [VMF98]001, [VMF98]022 y [VMF98]093. La línea sólida y la línea a trazos representan los mejores ajustes de los perfiles SIS y NFW, respectivamente, con los parámetros de ajustes especificados en el recuadro. Los puntos y las cruces representan las componentes tangenciales ($\langle\gamma_T\rangle$) y cruzadas ($\langle\gamma_\times\rangle$) del *shear* promediados en intervalos angulares, respectivamente. Las barras de error fueron calculadas de acuerdo a la dispersión de las elipticidades intrínsecas de las galaxias (ver texto). 84
- Figura 22 Ídem Figura 22 para los sistemas [VMF98]097, [VMF98]102, [VMF98]119 y [VMF98]124. 85
- Figura 23 Combinación de las imágenes en las bandas i' y r' del cúmulo [VMF98]001. Se superponen los contornos XMM-Newton de brillo en rayos-X (contornos rosados) y los contornos de masa superficial obtenidos a partir de las elipticidades de las galaxias de fondo (contornos celestes). El rombo rojo indica la posición de la BCG, los círculos azules muestran las posiciones de los dos candidatos a arcos dados por Israel y col. (2010). A la derecha se muestran las regiones aumentadas de la BCG (*izquierda*) y de la galaxia elíptica cercana al punto azul ubicado hacia el noreste de la BCG. En ambas regiones pueden observarse los candidatos de arco. 88

- Figura 24 Combinación de las imágenes en las bandas r' y g' del cúmulo [VMF98]097. Se superponen los contornos obtenidos con ROSAT de brillo en rayos-X (contornos rosados) y los contornos de masa superficial obtenidos a partir de las elipticidades de las galaxias de fondo (contornos celestes). Los puntos amarillos indican las galaxias miembro de acuerdo a los *redshifts* espectroscópicos determinados y el rombo rojo indica la posición de la BCG. El punto azul indica la posición de un cúmulo ubicado a $z = 0,13$ 91
- Figura 25 Ídem Figura 21. Perfiles para las estructuras que se muestran en la Figura 26 93
- Figura 26 Imagen en la banda r' del cúmulo [VMF98]102. Se superponen los contornos obtenidos con ROSAT de brillo en rayos-X (contornos rosados) y los contornos de masa superficial obtenidos a partir de las elipticidades de las galaxias de fondo, para un ancho de la ICF de $100''$ (contornos celestes) y $50''$ (contornos verdes). Los puntos amarillos indican las galaxias miembro de acuerdo a los *redshifts* espectroscópicos determinados y el rombo rojo indica la posición de la BCG. 94
- Figura 27 Masas derivadas a partir del análisis de lentes gravitacionales vs. luminosidades en rayos-X para la muestra de cúmulos analizada en este trabajo (diamantes negros), combinada con las mediciones de grupos de Leauthaud y col. (2010) (triángulos rojos), la muestra de cúmulos de EXCPRES por Foëx y col. (2012) (círculos azules) y sistemas de baja masa del CFHTLS (cuadrados verdes) por Kettula y col. (2015). Las líneas a trazos roja, punteada azul y sólida verde representan los mejores ajustes obtenidos por Leauthaud y col. (2010), Foëx y col. (2012) y Kettula y col. (2015), respectivamente. 96
- Figura 28 Relación masa-riqueza obtenida por Johnston y col. (2007) (línea sólida) y por Simet y col. (2012) (línea a trazos), junto con las masas M_{200} empleadas para obtener la relación (triángulos) y las estimadas en este trabajo (cuadrados para las masas NFW y círculos para las masas SIS) vs N_{200} para la muestra de objetos del catálogo maxBCG. 108

- Figura 29 Perfiles de contraste de densidad promedio $\Delta\Sigma(r)$ de la muestra de objetos del maxBCG, para diferentes intervalos de riqueza. La línea sólida y a trazos representan los mejores ajustes de los perfiles usando los modelos SIS y NFW, respectivamente, con los respectivos parámetros y errores de ajuste especificados en cada gráfico. Los paneles inferiores muestran los perfiles resultantes del promedio de las componentes cruzadas de la elipticidades, los cuales deberían ser nulos. Las barras de error para cada punto del perfil son calculadas de acuerdo a la Ecuación 126. Los parámetros ajustados junto con los errores fueron calculados considerando la discusión dada en la Sección 5.4.3. 109
- Figura 30 Distribución de la masa de los halos calculadas por Yang y col. (2012) para las cuatro muestras de grupos analizados, junto con las masas de lentes estimadas en este trabajo, M_{200}^{SIS} y M_{200}^{NFW} . Las regiones en gris corresponden con los errores en las masas debido al ajuste. 112
- Figura 31 $P(M_h|N)$ obtenida a partir de datos del SDSS-DR7 implementando un método de substracción de fondo considerando una magnitud absoluta límite $M_r^{lim} = -21,5$. Los cuadrados y los círculos representan las masas derivadas del análisis de lentes M_{200}^{NFW} and M_{200}^{SIS} versus N , respectivamente. 112
- Figura 32 Idem Figura 29 para la muestra de grupos de Yang. 113
- Figura 33 *Arriba*: Imagen a color obtenida por los telescopios Magellan ubicados en el Observatorio de Las Campanas del cúmulo en interacción 1E0657-558. La línea blanca indican 200 kpc a la distancia del cúmulo. *Abajo*: Imagen en rayos-X de Chandra. Los contornos verdes en ambos paneles indican la reconstrucción de κ . Los contornos blancos indican los errores en la posición de los picos y corresponden a niveles de confianza del 68,3 %, 95,5 % y 99,7 %. Los signos más en azul muestran las localizaciones de los centros utilizados para la determinación de la masa de las nubes de plasma. Extraído de Clowe y col. (2006) 120
- Figura 34 Perfiles de *shear* radiales como función de la distancia proyectada centrados en la posición de la galaxia más brillante de la componente principal (*Arriba*) y de la componente secundaria (*Abajo*) del cúmulo A1204. La línea sólida y la línea a trazos representan los mejores ajustes de los perfiles SIS y NFW, respectivamente, con los parámetros de ajustes especificados. Los puntos y las cruces representan las componentes tangenciales ($\langle\gamma_+\rangle$) y cruzadas ($\langle\gamma_x\rangle$) del *shear* promediados en intervalos angulares, respectivamente. Las barras de error fueron calculadas de acuerdo a la dispersión de las elipticidades intrínsecas de las galaxias. 121

Figura 35 Distribución de las galaxias identificadas de la componente principal (cruces azules) y de la componente secundaria (signos positivos negros), junto con los contornos de brillo en la banda r, verdes y azules, respectivamente. Los puntos rojos indican las posiciones de las galaxias más brillantes de cada componente, utilizados como centro para el cálculo de los perfiles de *shear*. A partir de los contornos de luminosidad en rayos-X (contornos violetas), puede notarse que el gas posee una distribución radialmente simétrica centrada en la BCG de la componente principal. 122

ÍNDICE DE TABLAS

Tabla 1	Propiedades generales de grupos y cúmulos de galaxias (Bahcall, 1999)	17
Tabla 2	Muestra de cúmulos de baja luminosidad en rayos-X	80
Tabla 3	Principales resultados del análisis de lente débil	86
Tabla 4	Resultados del maxBCG	110
Tabla 5	Resultados de la muestra de grupos de Yang	110

PUBLICACIONES

- “*Compact Groups analysis using weak gravitational lensing*”, Chalela M., **Gonzalez E. J.**, García Lambas D., Foëx G., Mon. Not. R. Astron. Soc. 2017, en prensa. DOI: 10.1093/mnras/stx242.
- “*Weak lensing measurement of the mass-richness relation using the SDSS database.*”, **Gonzalez E. J.**, Rodríguez F., García Lambas D., Merchán M., Foëx G., Chalela M., Mon. Not. R. Astron. Soc. 2017, 465, 1348. DOI: 10.1093/mnras/stw2803.
- “*Low X-ray Luminosity Galaxy Clusters. III: Weak Lensing Mass Determination at $0.18 < z < 0.70$.*”, **Gonzalez E. J.**, Foëx G., Nilo Castellón J. L., Mariano J. Domínguez Romero, Alonso M. V., García Lambas D., Moreschi O., Gallo E., Mon. Not. R. Astron. Soc. 2015, 452, 2225. DOI: 10.1093/mnras/stv787.

BIBLIOGRAFÍA

- Abazajian, K. N. y col. (jun. de 2009). «The Seventh Data Release of the Sloan Digital Sky Survey». En: *Astrophys. J. Suppl.* 182, 543, págs. 543-558. DOI: [10.1088/0067-0049/182/2/543](https://doi.org/10.1088/0067-0049/182/2/543). arXiv:[0812.0649](https://arxiv.org/abs/0812.0649) (vid. pág. [100](#)).
- Abbott, B. P. y et al. (feb. de 2016). «Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger». En: *Physical Review Letters* 116.6, 061102, pág. 061102. DOI: [10.1103/PhysRevLett.116.061102](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.061102). arXiv:[1602.03837](https://arxiv.org/abs/1602.03837) [[gr-qc](#)] (vid. pág. [45](#)).
- Abell, G., H. Corwin Jr. y R. Olowin (mayo de 1989). «A catalog of rich clusters of galaxies». En: *Astrophys. J. Suppl.* 70, págs. 1-138. DOI: [10.1086/191333](https://doi.org/10.1086/191333) (vid. pág. [18](#)).
- Abell, G. O. (mayo de 1958). «The Distribution of Rich Clusters of Galaxies.» En: *Astrophys. J. Suppl.* 3, pág. 211. DOI: [10.1086/190036](https://doi.org/10.1086/190036) (vid. págs. [17](#), [18](#)).
- Abell, G. O. (1965). «Clustering of Galaxies». En: *Annual Review of Astronomy & Astrophysics* 3, pág. 1. DOI: [10.1146/annurev.aa.03.090165.000245](https://doi.org/10.1146/annurev.aa.03.090165.000245) (vid. pág. [18](#)).
- Abell, G. O. (ene. de 1975). «Clusters of Galaxies». En: *Galaxies and the Universe*. Ed. por A. Sandage, M. Sandage y J. Kristian. the University of Chicago Press, pág. 601 (vid. pág. [18](#)).
- Alcock, C. y et. al. (oct. de 2000). «The MACHO Project: Microlensing Results from 5.7 Years of Large Magellanic Cloud Observations». En: *Astrophys. J.* 542, págs. 281-307. DOI: [10.1086/309512](https://doi.org/10.1086/309512). eprint: [astro-ph/0001272](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0001272) (vid. pág. [45](#)).
- Allen, S. W., A. E. Evrard y A. B. Mantz (sep. de 2011). «Cosmological Parameters from Observations of Galaxy Clusters». En: *Annual Review of Astronomy & Astrophysics* 49, págs. 409-470. DOI: [10.1146/annurev-astro-081710-102514](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-081710-102514). arXiv:[1103.4829](https://arxiv.org/abs/1103.4829) [[astro-ph.CO](#)] (vid. pág. [77](#)).
- Andrade-Santos, F., C. Jones, W. R. Forman, R. J. Van Weeren, G. A. Ogrean, S. S. Murray y Chandra-Planck Collaboration (ene. de 2015). «The spectacular merger event in A3411: Shock fronts and radio relics». En: *American Astronomical Society Meeting Abstracts*. Vol. 225. American Astronomical Society Meeting Abstracts, pág. 304.04 (vid. pág. [116](#)).
- Applegate, D.E., A. von der Linden, P.L. Kelly, M.T. Allen, S.W. Allen, P.R. Burchat, D.L. Burke, H. Ebeling, A. Mantz y R.G. Morris (mar. de 2014). «Weighing the Giants - III. Methods and measurements of accurate galaxy cluster weak-lensing masses». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 439, págs. 48-72. DOI: [10.1093/mnras/stt2129](https://doi.org/10.1093/mnras/stt2129). arXiv:[1208.0605](https://arxiv.org/abs/1208.0605) (vid. pág. [53](#)).
- Arnaud, M., N. Aghanim y D. M. Neumann (jul. de 2002). «The X-ray surface brightness profiles of hot galaxy clusters up to $z \approx 0.8$: Evidence for self-similarity and constraints on Ω_{gas} ». En: *Astron. Astroph.* 389, págs. 1-18. DOI: [10.1051/0004-6361:20020378](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20020378). eprint: [astro-ph/0110428](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0110428) (vid. pág. [95](#)).
- Babyk, I., O. Melnyk y A. Elyiv (mar. de 2012). «The distribution of dark matter and intracluster gas in galaxy clusters». En: *Advances in Astronomy and Space Physics* 2, págs. 56-59 (vid. pág. [119](#)).

- Bahcall, N. (1999). «Clusters and superclusters of galaxies». En: *Formation of Structure in the Universe*. Ed. por A. Dekel y J. Ostriker, pág. 135 (vid. pág. 17).
- Baldry, I., K. Glazebrook y S. Driver (ago. de 2008). «On the galaxy stellar mass function, the mass-metallicity relation and the implied baryonic mass function». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 388, págs. 945-959. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2008.13348.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2008.13348.x). arXiv:[0804.2892](https://arxiv.org/abs/0804.2892) (vid. pág. 98).
- Bardeau, S., J.-P. Kneib, O. Czoske, G. Soucail, I. Smail, H. Ebeling y G. Smith (mayo de 2005). «A CFH12k lensing survey of X-ray luminous galaxy clusters. I. Weak lensing methodology». En: *Astron. Astrph.* 434, págs. 433-448. DOI: [10.1051/0004-6361:20041643](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20041643). eprint: [astro-ph/0407255](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0407255) (vid. pág. 64).
- Bardeau, S., G. Soucail, J. Kneib, O. Czoske, H. Ebeling, P. Hudelot, I. Smail y G. Smith (ago. de 2007). «A CFH12k lensing survey of X-ray luminous galaxy clusters. II. Weak lensing analysis and global correlations». En: *Astron. Astrph.* 470, págs. 449-466. DOI: [10.1051/0004-6361:20077443](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20077443). eprint: [astro-ph/0703395](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0703395) (vid. pág. 78).
- Bardeen, J. M., J. R. Bond, N. Kaiser y A. S. Szalay (mayo de 1986). «The statistics of peaks of Gaussian random fields». En: *Astrophys. J.* 304, págs. 15-61. DOI: [10.1086/164143](https://doi.org/10.1086/164143) (vid. pág. 116).
- Barrena, R., A. Biviano, M. Ramella, E. E. Falco y S. Seitz (mayo de 2002). «The dynamical status of the cluster of galaxies 1E0657-56». En: *Astron. Astrph.* 386, págs. 816-828. DOI: [10.1051/0004-6361:20020244](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20020244). eprint: [astro-ph/0202323](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0202323) (vid. pág. 116).
- Bartelmann, M. y P. Schneider (ene. de 2001). «Weak gravitational lensing». En: *Phys. Rept.* 340, págs. 291-472. DOI: [10.1016/S0370-1573\(00\)00082-X](https://doi.org/10.1016/S0370-1573(00)00082-X). eprint: [astro-ph/9912508](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9912508) (vid. págs. 55, 61).
- Bartelmann, M., A. Huss, J. M. Colberg, A. Jenkins y F. R. Pearce (1998). «On Arcs and Omega». En: *Large Scale Structure: Tracks and Traces*. Ed. por V. Mueller, S. Gottloeber, J. P. Muecket y J. Wambsganss, págs. 321-324. eprint: [astro-ph/9709229](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9709229) (vid. pág. 42).
- Bautz, L. y W. Morgan (dic. de 1970). «On the Classification of the Forms of Clusters of Galaxies». En: *Astrophys. J. Let.* 162, pág. L149. DOI: [10.1086/180643](https://doi.org/10.1086/180643) (vid. pág. 18).
- Becker, M., T. McKay, B. Koester y et. al. (nov. de 2007). «The Mean and Scatter of the Velocity Dispersion-Optical Richness Relation for maxBCG Galaxy Clusters». En: *Astrophys. J.* 669, págs. 905-928. DOI: [10.1086/521920](https://doi.org/10.1086/521920). arXiv:[0704.3614](https://arxiv.org/abs/0704.3614) (vid. pág. 100).
- Berlind, A. A., D. H. Weinberg, A. J. Benson, C. M. Baugh, S. Cole, R. Davé, C. S. Frenk, A. Jenkins, N. Katz y C. G. Lacey (ago. de 2003). «The Halo Occupation Distribution and the Physics of Galaxy Formation». En: *Astrophys. J.* 593, págs. 1-25. DOI: [10.1086/376517](https://doi.org/10.1086/376517). eprint: [astro-ph/0212357](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0212357) (vid. pág. 15).
- Bertin, E. y S. Arnouts (jun. de 1996). «SExtractor: Software for source extraction.» En: *Astron. Astroph. Supplement (Journal)* 117, págs. 393-404 (vid. pág. 63).
- Best, P. N., A. von der Linden, G. Kauffmann, T. M. Heckman y C. R. Kaiser (ago. de 2007). «On the prevalence of radio-loud active galactic nuclei in brightest cluster galaxies: implications for AGN heating of cooling flows». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 379, págs. 894-908. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2007.11937.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.11937.x). eprint: [astro-ph/0611197](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0611197) (vid. pág. 19).

- Blandford, R. D. y R. Narayan (1992). «Cosmological applications of gravitational lensing». En: *Annual Review of Astronomy & Astrophysics* 30, págs. 311-358. DOI: [10.1146/annurev.aa.30.090192.001523](https://doi.org/10.1146/annurev.aa.30.090192.001523) (vid. pág. 52).
- Bonvin, V. y col. (jul. de 2016). «HoLiCOW V. New COSMOGRAIL time delays of HE0435-1223: H_0 to 3.8% precision from strong lensing in a flat Λ CDM model». En: *ArXiv e-prints*. arXiv:[1607.01790](https://arxiv.org/abs/1607.01790) (vid. págs. 10, 53).
- Borgani, S. (2008). «Cosmology with Clusters of Galaxies». En: *A Pan-Chromatic View of Clusters of Galaxies and the Large-Scale Structure*. Ed. por M. Plionis, O. López-Cruz y D. Hughes. Vol. 740. Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag, pág. 24. DOI: [10.1007/978-1-4020-6941-3_9](https://doi.org/10.1007/978-1-4020-6941-3_9). eprint: [astro-ph/0605575](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0605575) (vid. págs. 21, 95).
- Borgani, S., G. Murante, V. Springel, A. Diaferio, K. Dolag, L. Moscardini, G. Tormen, L. Tornatore y P. Tozzi (mar. de 2004). «X-ray properties of galaxy clusters and groups from a cosmological hydrodynamical simulation». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 348, págs. 1078-1096. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2004.07431.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2004.07431.x). eprint: [astro-ph/0310794](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0310794) (vid. pág. 95).
- Boylan-Kolchin, M., J. S. Bullock y M. Kaplinghat (jul. de 2011). «Too big to fail? The puzzling darkness of massive Milky Way subhaloes». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 415, págs. L40-L44. DOI: [10.1111/j.1745-3933.2011.01074.x](https://doi.org/10.1111/j.1745-3933.2011.01074.x). arXiv:[1103.0007](https://arxiv.org/abs/1103.0007) [[astro-ph](https://arxiv.org/abs/astro-ph).[C0](https://arxiv.org/abs/C0)] (vid. pág. 116).
- Bradač, M. y col. (jul. de 2008). «Dark Matter and Baryons in the X-Ray Luminous Merging Galaxy Cluster RX J1347.5-1145». En: *Astrophys. J.* 681, 187-196, págs. 187-196. DOI: [10.1086/588377](https://doi.org/10.1086/588377). arXiv:[0711.4850](https://arxiv.org/abs/0711.4850) (vid. pág. 116).
- Brecher, K. (1982). «Newton, Einstein, and gravity». En: *Revealing the Universe: Prediction and Proof in Astronomy*, págs. 17-30 (vid. pág. 26).
- Bridle, S. L., J.-P. Kneib, S. Bardeau y S. Gull (mar. de 2002). «Bayesian Galaxy Shape Estimation». En: *The Shapes of Galaxies and their Dark Halos*. Ed. por P. Natarajan, págs. 38-46. DOI: [10.1142/9789812778017_0006](https://doi.org/10.1142/9789812778017_0006) (vid. págs. 68, 133).
- Buote, D. A. y J. C. Tsai (feb. de 1996). «Quantifying the Morphologies and Dynamical Evolution of Galaxy Clusters. II. Application to a Sample of ROSAT Clusters». En: *Astrophys. J.* 458, pág. 27. DOI: [10.1086/176790](https://doi.org/10.1086/176790). eprint: [astro-ph/9504046](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9504046) (vid. pág. 119).
- Burke, W. L. (feb. de 1981). «Multiple Gravitational Imaging by Distributed Masses». En: *Astrophys. J. Let.* 244, pág. L1. DOI: [10.1086/183466](https://doi.org/10.1086/183466) (vid. pág. 37).
- Burns, J. O. (ene. de 1990). «The radio properties of cD galaxies in Abell clusters. I - an X-ray selected sample». En: *Astron. J.* 99, págs. 14-30. DOI: [10.1086/115307](https://doi.org/10.1086/115307) (vid. pág. 19).
- Calcino, J. y T. Davis (oct. de 2016). «The need for accurate redshifts in supernova cosmology». En: *ArXiv e-prints*. arXiv:[1610.07695](https://arxiv.org/abs/1610.07695) (vid. pág. 10).
- Carlberg, R. G. y journal = apjl eprint = astro-ph/9703107 keywords = GALAXIES: CLUSTERS: GENERAL, COSMOLOGY: LARGE-SCALE STRUCTURE OF UNIVERSE, Galaxies: Clusters: General, Cosmology: Large-Scale Structure of Universe year = 1997 month = aug volume = 485 pages = L13-L16 doi = 10.1086/310801 adsurl = http://adsabs.harvard.edu/abs/1997ApJ...485L..13C adsnote = Provided by the SAO/NASA Astrophysics Data System et. al. title = "The Average Mass Profile of Galaxy Clusters". En: (vid. pág. 42).

- Carrasco, E. R., E. S. Cypriano, G. B. L. Neto, H. Cuevas, L. Sodré Jr., C. M. de Oliveira y A. Ramirez (ago. de 2007). «Witnessing the Formation of a Galaxy Cluster at $z = 0.485$: Optical and X-Ray Properties of RX J1117.4+0743 ([VMF 98] 097)». En: *Astrophys. J.* 664, págs. 777-790. DOI: [10.1086/518925](https://doi.org/10.1086/518925). arXiv:0704.2459 (vid. págs. 89, 97).
- Cava, A. y col. (mar. de 2009). «VizieR Online Data Catalog: WINGS spectroscopy of 48 galaxy clusters (Cava+, 2009)». En: *VizieR Online Data Catalog* 349 (vid. pág. 117).
- Cen, R. y J. Ostriker (jul. de 2000). «Physical Bias of Galaxies from Large-Scale Hydrodynamic Simulations». En: *Astrophys. J.* 538, págs. 83-91. DOI: [10.1086/309090](https://doi.org/10.1086/309090) (vid. pág. 98).
- Clowe, D. y P. Schneider (nov. de 2001). «Wide field weak lensing observations of A1689». En: *Astron. Astrph.* 379, págs. 384-392. DOI: [10.1051/0004-6361:20011310](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20011310). eprint: [astro-ph/0107433](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0107433) (vid. pág. 24).
- Clowe, D., M. Bradač, A. H. Gonzalez, M. Markevitch, S. W. Randall, C. Jones y D. Zaritsky (sep. de 2006). «A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter». En: *Astrophys. J. Let.* 648, págs. L109-L113. DOI: [10.1086/508162](https://doi.org/10.1086/508162). eprint: [astro-ph/0608407](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0608407) (vid. págs. 116, 120).
- Cole, S. y C. Lacey (jul. de 1996). «The structure of dark matter haloes in hierarchical clustering models». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 281, pág. 716. DOI: [10.1093/mnras/281.2.716](https://doi.org/10.1093/mnras/281.2.716). eprint: [astro-ph/9510147](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9510147) (vid. pág. 42).
- Conroy, C., R. Wechsler y A. Kravtsov (ago. de 2006). «Modeling Luminosity-dependent Galaxy Clustering through Cosmic Time». En: *Astrophys. J.* 647, págs. 201-214. DOI: [10.1086/503602](https://doi.org/10.1086/503602). eprint: [astro-ph/0512234](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0512234) (vid. pág. 98).
- Conroy, C., R. Wechsler y A. Kravtsov (oct. de 2007). «The Hierarchical Build-Up of Massive Galaxies and the Intracluster Light since $z = 1$ ». En: *Astrophys. J.* 668, págs. 826-838. DOI: [10.1086/521425](https://doi.org/10.1086/521425). eprint: [astro-ph/0703374](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0703374) (vid. pág. 98).
- Cooray, A. (nov. de 2005). «A brighter past: galaxy luminosity function at high redshifts». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 364, págs. 303-318. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2005.09564.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2005.09564.x). eprint: [astro-ph/0506087](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0506087) (vid. pág. 16).
- Cooray, A. y R. Sheth (dic. de 2002). «Halo models of large scale structure». En: *Phys. Rept.* 372, págs. 1-129. DOI: [10.1016/S0370-1573\(02\)00276-4](https://doi.org/10.1016/S0370-1573(02)00276-4). eprint: [astro-ph/0206508](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0206508) (vid. pág. 13).
- Coupon, J., O. Ilbert, M. Kilbinger, H. J. McCracken y et al. (jun. de 2009). «Photometric redshifts for the CFHTLS Tooo4 deep and wide fields». En: *Astron. Astrph.* 500, págs. 981-998. DOI: [10.1051/0004-6361/200811413](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200811413). arXiv:0811.3326 (vid. págs. 67, 81, 82).
- Courbin, F. (abr. de 2003). «Quasar Lensing: the Observer's Point of View». En: *ArXiv Astrophysics e-prints*. eprint: [astro-ph/0304497](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0304497) (vid. pág. 52).
- Courbin, F., A. Eigenbrod, C. Vuissoz, G. Meylan y P. Magain (jun. de 2005). «COSMOGRAIL: the COSmological MONitoring of GRAVItational Lenses». En: *Gravitational Lensing Impact on Cosmology*. Ed. por Y. Mellier y G. Meylan. Vol. 225. IAU Symposium, págs. 297-303. DOI: [10.1017/S1743921305002097](https://doi.org/10.1017/S1743921305002097) (vid. pág. 53).
- Dawson, W. A. y col. (mar. de 2012). «Discovery of a Dissociative Galaxy Cluster Merger with Large Physical Separation». En: *Astrophys. J. Let.* 747, L42, pág. L42. DOI: [10.1088/2041-8205/747/2/L42](https://doi.org/10.1088/2041-8205/747/2/L42). arXiv:1110.4391 [astro-ph.CO] (vid. pág. 116).

- de Los Rios, M., M. J. Domínguez R., D. Paz y M. Merchán (mayo de 2016). «The MeSSI (merging systems identification) algorithm and catalogue.» En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 458, págs. 226-232. DOI: [10.1093/mnras/stw215](https://doi.org/10.1093/mnras/stw215). arXiv:[1509.02524](https://arxiv.org/abs/1509.02524) (vid. págs. [92](#), [117](#), [119](#), [125](#)).
- de Vaucouleurs, G. y A. de Vaucouleurs (1970). «Photometry of Intergalactic Matter in the Coma Cluster». En: 5, pág. 219 (vid. pág. [19](#)).
- Diaferio, A. y M. J. Geller (mayo de 1997). «Infall Regions of Galaxy Clusters». En: *Astrophys. J.* 481, págs. 633-643. eprint: [astro-ph/9701034](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9701034) (vid. pág. [21](#)).
- Donahue, M., J. Gaskin, S. Patel, M. Joy, D. Clowe y J. Hughes (nov. de 2003). «The Mass, Baryonic Fraction, and X-Ray Temperature of the Luminous, High-Redshift Cluster of Galaxies MS 0451.6-0305». En: *Astrophys. J.* 598, págs. 190-209. DOI: [10.1086/378688](https://doi.org/10.1086/378688). eprint: [astro-ph/0308024](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0308024) (vid. pág. [24](#)).
- Dubinski, J. y R. G. Carlberg (sep. de 1991). «The structure of cold dark matter halos». En: *Astrophys. J.* 378, págs. 496-503. DOI: [10.1086/170451](https://doi.org/10.1086/170451) (vid. pág. [116](#)).
- Duffy, A. R., J. Schaye, S. T. Kay y C. Dalla Vecchia (jul. de 2011). «Erratum: Dark matter halo concentrations in the Wilkinson Microwave Anisotropy Probe year 5 cosmology». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 415, págs. L85-L85. DOI: [10.1111/j.1745-3933.2011.01080.x](https://doi.org/10.1111/j.1745-3933.2011.01080.x) (vid. págs. [70](#), [82](#), [105](#), [119](#)).
- Dunn, R. J. H. y A. C. Fabian (dic. de 2006). «Investigating AGN heating in a sample of nearby clusters». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 373, págs. 959-971. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2006.11080.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2006.11080.x). eprint: [astro-ph/0609537](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0609537) (vid. pág. [19](#)).
- Duplancic, F., S. Alonso, D. G. Lambas y A. L. O'Mill (feb. de 2015). «Galaxy triplets in Sloan Digital Sky Survey Data Release 7 - III. Analysis of configuration and dynamics». En: 447, págs. 1399-1406. DOI: [10.1093/mnras/stu2518](https://doi.org/10.1093/mnras/stu2518). arXiv:[1412.0022](https://arxiv.org/abs/1412.0022) (vid. pág. [20](#)).
- Dye, S., A. Taylor, E. Thommes, K. Meisenheimer, C. Wolf y J. Peacock (mar. de 2001). «Gravitational lens magnification by Abell 1689». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 321, págs. 685-698. DOI: [10.1046/j.1365-8711.2001.04204.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2001.04204.x). eprint: [astro-ph/0002011](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0002011) (vid. pág. [24](#)).
- Edge, A. C., G. C. Stewart y A. C. Fabian (sep. de 1992). «Properties of cooling flows in a flux-limited sample of clusters of galaxies». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 258, págs. 177-188. DOI: [10.1093/mnras/258.1.177](https://doi.org/10.1093/mnras/258.1.177) (vid. pág. [119](#)).
- Eigenbrod, A., F. Courbin, S. Dye, G. Meylan, D. Sluse, C. Vuissoz y P. Magain (jun. de 2006). «COSMOGRAIL: the COSmological MONitoring of GRAvitational Lenses. II. SDSS J0924+0219: the redshift of the lensing galaxy, the quasar spectral variability and the Einstein rings». En: 451, págs. 747-757. DOI: [10.1051/0004-6361:20054423](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20054423). eprint: [astro-ph/0510641](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0510641) (vid. pág. [53](#)).
- Einstein, A. (mayo de 1911). «Über den Einfluß der Schwerkraft auf die Ausbreitung des Lichtes». En: *Annalen der Physik* 386, págs. 35-898 (vid. pág. [25](#)).
- Einstein, A. (1916). «Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie». En: *Annalen der Physik* 354, págs. 769-822. DOI: [10.1002/andp.19163540702](https://doi.org/10.1002/andp.19163540702) (vid. pág. [25](#)).
- Einstein, A. (dic. de 1936). «Lens-Like Action of a Star by the Deviation of Light». En: *Science* 84, págs. 506-507. DOI: [10.1126/science.84.2188.506](https://doi.org/10.1126/science.84.2188.506) (vid. pág. [26](#)).
- Ettori, S. y M. Lombardi (feb. de 2003). «X-ray and weak lensing measurements of the mass profile of MS1008.1-1224: Chandra and VLT data». En: *Astron. Astrph.*

- 398, págs. L5-L9. DOI: [10.1051/0004-6361:20021804](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20021804). eprint: [astro-ph/0212167](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0212167) (vid. pág. 24).
- Fabian, A. C. (1994). «Cooling Flows in Clusters of Galaxies». En: *Annual Review of Astronomy & Astrophysics* 32, págs. 277-318. DOI: [10.1146/annurev.aa.32.090194.001425](https://doi.org/10.1146/annurev.aa.32.090194.001425) (vid. pág. 19).
- Falco, E., M. Schneps y M. Kurtz (mar. de 1985). «Galaxies Seen Through Gravitational Lenses». En: *Bulletin of the American Astronomical Society*. Vol. 17 (vid. pág. 38).
- Foëx, G., G. Soucail, E. Pointecouteau, M. Arnaud, M. Limousin y G. Pratt (oct. de 2012). «The dark matter distribution in $z \approx 0.5$ clusters of galaxies. I. Determining scaling relations with weak lensing masses». En: *Astron. Astrph.* 546, A106, A106. DOI: [10.1051/0004-6361/201218973](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201218973). arXiv:1208.4026 [[astro-ph](https://arxiv.org/abs/astro-ph).C0] (vid. págs. 69, 81, 95-97, 100).
- Foëx, G., V. Motta, M. Limousin, T. Verdugo, A. More, R. Cabanac, R. Gavazzi y R. Mu noz (nov. de 2013). «SARCS strong-lensing galaxy groups. I. Optical, weak lensing, and scaling laws». En: *Astron. Astrph.* 559, A105, A105. DOI: [10.1051/0004-6361/201321112](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201321112). arXiv:1308.4674 (vid. pág. 24).
- Foëx, G., V. Motta, E. Jullo, M. Limousin y T. Verdugo (dic. de 2014). «SARCS strong-lensing galaxy groups. II. Mass-concentration relation and strong-lensing bias». En: *Astron. Astrph.* 572, A19, A19. DOI: [10.1051/0004-6361/201424706](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201424706). arXiv:1409.5905 (vid. págs. 24, 97).
- Friedman, A. (1922). «Über die Krümmung des Raumes». En: *Zeitschrift fur Physik* 10, págs. 377-386. DOI: [10.1007/BF01332580](https://doi.org/10.1007/BF01332580) (vid. pág. 7).
- Fruscione, A. y col. (jun. de 2006). «CIAO: Chandra's data analysis system». En: *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*. Vol. 6270. Pág. 62701V. DOI: [10.1117/12.671760](https://doi.org/10.1117/12.671760) (vid. pág. 118).
- Gallo, Emanuel y Osvaldo M. Moreschi (2011). «Gravitational lens optical scalars in terms of energy- momentum distributions». En: *Phys. Rev. D* 83, pág. 083007. DOI: [10.1103/PhysRevD.83.083007](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.83.083007). arXiv:1102.3886 [[gr-qc](https://arxiv.org/abs/gr-qc)] (vid. pág. 30).
- Ghigna, S., B. Moore, F. Governato, G. Lake, T. Quinn y J. Stadel (dic. de 2000). «Density Profiles and Substructure of Dark Matter Halos: Converging Results at Ultra-High Numerical Resolution». En: *Astrophys. J.* 544, págs. 616-628. DOI: [10.1086/317221](https://doi.org/10.1086/317221). eprint: [astro-ph/9910166](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9910166) (vid. pág. 42).
- Gill, M. y col. (sep. de 2009). «An Analysis of DES Cluster Simulations through the IMCAT and Shapelets Weak Lensing Pipelines». En: *ArXiv e-prints*. arXiv:0909.3856 [[astro-ph](https://arxiv.org/abs/astro-ph).IM] (vid. pág. 71).
- Giocoli, C., M. Meneghetti, S. Ettori y L. Moscardini (oct. de 2012). «Cosmology in two dimensions: the concentration-mass relation for galaxy clusters». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 426, págs. 1558-1573. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2012.21743.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2012.21743.x). arXiv:1205.2375 [[astro-ph](https://arxiv.org/abs/astro-ph).C0] (vid. pág. 89).
- Giocoli, C., M. Meneghetti, R. B. Metcalf, S. Ettori y L. Moscardini (mayo de 2014). «Mass and concentration estimates from weak and strong gravitational lensing». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 440, págs. 1899-1915. DOI: [10.1093/mnras/stu303](https://doi.org/10.1093/mnras/stu303). arXiv:1311.1205 [[astro-ph](https://arxiv.org/abs/astro-ph).C0] (vid. pág. 89).
- Gorenstein, M., I. Shapiro y E. Falco (abr. de 1988). «Degeneracies in parameter estimates for models of gravitational lens systems». En: *Astrophys. J.* 327, págs. 693-711. DOI: [10.1086/166226](https://doi.org/10.1086/166226) (vid. pág. 38).

- Grieb, J. N. et al. (jul. de 2016). «The clustering of galaxies in the completed SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey: Cosmological implications of the Fourier space wedges of the final sample». En: *ArXiv e-prints*. arXiv:1607.03143 (vid. pág. 9).
- Gull, S., ed. (1989). *Maximum Entropy and Bayesian Methods*. Kluwer. Dordrecht, p53 (vid. pág. 71).
- Guo, H., Z. Zheng, I. Zehavi, P. S. Behroozi, C.-H. Chuang y et al. (nov. de 2015). «Redshift-space clustering of SDSS galaxies - luminosity dependence, halo occupation distribution, and velocity bias». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 453, págs. 4368-4383. DOI: [10.1093/mnras/stv1966](https://doi.org/10.1093/mnras/stv1966). arXiv:1505.07861 (vid. pág. 114).
- Guo, Q., S. White, C. Li y M. Boylan-Kolchin (mayo de 2010). «How do galaxies populate dark matter haloes?» En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 404, págs. 1111-1120. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2010.16341.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.16341.x). arXiv:0909.4305 [astro-ph.CO] (vid. págs. 98, 103).
- Hansen, S. M., T. A. McKay, R. H. Wechsler, J. Annis, E. S. Sheldon y A. Kimball (nov. de 2005). «Measurement of Galaxy Cluster Sizes, Radial Profiles, and Luminosity Functions from SDSS Photometric Data». En: *Astrophys. J.* 633, págs. 122-137. DOI: [10.1086/444554](https://doi.org/10.1086/444554). eprint: [astro-ph/0410467](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0410467) (vid. pág. 101).
- Harvey, D., E. Tittley, R. Massey, T. D. Kitching, A. Taylor, S. R. Pike, S. T. Kay, E. T. Lau y D. Nagai (jun. de 2014). «On the cross-section of dark matter using substructure infall into galaxy clusters». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 441, págs. 404-416. DOI: [10.1093/mnras/stu337](https://doi.org/10.1093/mnras/stu337). arXiv:1310.1731 (vid. pág. 116).
- Harvey, D., R. Massey, T. Kitching, A. Taylor y E. Tittley (mar. de 2015). «The nongravitational interactions of dark matter in colliding galaxy clusters». En: *Science* 347, págs. 1462-1465. DOI: [10.1126/science.1261381](https://doi.org/10.1126/science.1261381). arXiv:1503.07675 (vid. págs. 116, 117).
- Hatton, S., J. Devriendt, S. Ninin, F. Bouchet, B. Guiderdoni y D. Vibert (jul. de 2003). «GALICS- I. A hybrid N-body/semi-analytic model of hierarchical galaxy formation». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 343, págs. 75-106. DOI: [10.1046/j.1365-8711.2003.05589.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2003.05589.x). eprint: [astro-ph/0309186](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0309186) (vid. pág. 98).
- Hayashi, E. y S. D. M. White (jul. de 2006). «How rare is the bullet cluster?» En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 370, págs. L38-L41. DOI: [10.1111/j.1745-3933.2006.00184.x](https://doi.org/10.1111/j.1745-3933.2006.00184.x). eprint: [astro-ph/0604443](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0604443) (vid. pág. 116).
- Hewitt, J., E. Turner, D. Schneider, B. Burke y G. Langston (jun. de 1988). «Unusual radio source MG1131+0456 - A possible Einstein ring». En: *Nature* 333, págs. 537-540. DOI: [10.1038/333537a0](https://doi.org/10.1038/333537a0) (vid. pág. 27).
- Heymans, C. y et al. (jul. de 2013). «CFHTLenS tomographic weak lensing cosmological parameter constraints: Mitigating the impact of intrinsic galaxy alignments». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 432, págs. 2433-2453. DOI: [10.1093/mnras/stt601](https://doi.org/10.1093/mnras/stt601). arXiv:1303.1808 (vid. pág. 56).
- Hickson, P. (abr. de 1982). «Systematic properties of compact groups of galaxies». En: *Astrophys. J.* 255, págs. 382-391. DOI: [10.1086/159838](https://doi.org/10.1086/159838) (vid. pág. 20).
- Hickson, P., C. Mendes de Oliveira, J. P. Huchra y G. G. Palumbo (nov. de 1992). «Dynamical properties of compact groups of galaxies». En: *Astrophys. J.* 399, págs. 353-367. DOI: [10.1086/171932](https://doi.org/10.1086/171932) (vid. pág. 20).
- Hilbert, S. y S. White (mayo de 2010). «Abundances, masses and weak-lensing mass profiles of galaxy clusters as a function of richness and luminosity in Λ CDM

- cosmologies». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 404, págs. 486-501. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2010.16310.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.16310.x). arXiv:0907.4371 (vid. pág. 100).
- Hoekstra, H. (jul. de 2007). «A comparison of weak-lensing masses and X-ray properties of galaxy clusters». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 379, págs. 317-330. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2007.11951.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.11951.x). arXiv:0705.0358 (vid. pág. 78).
- Hoekstra, H., M. Donahue, C. Conselice, B. McNamara y G. Voit (ene. de 2011). «The Mass- L_x Relation for Moderate Luminosity X-ray Clusters». En: *Astrophys. J.* 726, 48, pág. 48. DOI: [10.1088/0004-637X/726/1/48](https://doi.org/10.1088/0004-637X/726/1/48). arXiv:1011.0549 [astro-ph.CO] (vid. págs. 69, 81).
- Hook, I. M., I. Jørgensen, J. Allington-Smith, R. Davies, N. Metcalfe, R. Murowinski y D. Crampton (mayo de 2004). «The Gemini-North Multi-Object Spectrograph». En: *Pub. Astron. Soc. Pacific* 116, págs. 425-440. DOI: [10.1086/383624](https://doi.org/10.1086/383624) (vid. pág. 79).
- Israel, H., T. Erben, T. H. Reiprich, A. Vikhlinin, H. Hildebrandt, D. S. Hudson, B. A. McLeod, C. L. Sarazin, P. Schneider e Y.-Y. Zhang (sep. de 2010). «The 400d Galaxy Cluster Survey weak lensing programme. I. MMT/Megacam analysis of CL0030+2618 at $z = 0.50$ ». En: *Astron. Astrph.* 520, A58, A58. DOI: [10.1051/0004-6361/200913667](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200913667). arXiv:0911.3111 [astro-ph.CO] (vid. págs. 87, 88, 97).
- Israel, H., T. Erben, T. H. Reiprich, A. Vikhlinin, C. L. Sarazin y P. Schneider (oct. de 2012). «The 400d Galaxy Cluster Survey weak lensing programme. II. Weak lensing study of seven clusters with MMT/MegaCam». En: *Astron. Astrph.* 546, A79, A79. DOI: [10.1051/0004-6361/201118676](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201118676). arXiv:1112.4444 [astro-ph.CO] (vid. págs. 87, 97).
- Jee, M. J., H. Hoekstra, A. Mahdavi y A. Babul (mar. de 2014). «Hubble Space Telescope/Advanced Camera for Surveys Confirmation of the Dark Substructure in A520». En: *Astrophys. J.* 783, 78, pág. 78. DOI: [10.1088/0004-637X/783/2/78](https://doi.org/10.1088/0004-637X/783/2/78). arXiv:1401.3356 (vid. pág. 116).
- Johnston, D. E., E. S. Sheldon, R. H. Wechsler, E. Rozo, B. P. Koester, J. A. Frieman, T. A. McKay, A. E. Evrard, M. R. Becker y J. Annis (sep. de 2007). «Cross-correlation Weak Lensing of SDSS galaxy Clusters II: Cluster Density Profiles and the Mass-Richness Relation». En: *ArXiv e-prints*. arXiv:0709.1159 (vid. págs. 100, 105-108).
- Jones, C., P. Nulsen, K. Arnaud, M. Donahue, A. Mahdavi, J. Vrtilek, K. Nakazawa, S. Randall y M. Ruszkowski (ene. de 2009). «Hot Baryons in Deep Potential Wells: IXO Studies of Hot Gas in Galaxies, Groups and Clusters». En: *American Astronomical Society Meeting Abstracts #213*. Vol. 41. Bulletin of the American Astronomical Society, pág. 351 (vid. pág. 17).
- Jones, L., T. Ponman, A. Horton, A. Babul, H. Ebeling y D. Burke (ago. de 2003). «The nature and space density of fossil groups of galaxies». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 343, págs. 627-638. DOI: [10.1046/j.1365-8711.2003.06702.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2003.06702.x). eprint: [astro-ph/0304257](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0304257) (vid. pág. 20).
- Kahlhoefer, F., K. Schmidt-Hoberg, M. T. Frandsen y S. Sarkar (ene. de 2014). «Colliding clusters and dark matter self-interactions». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 437, págs. 2865-2881. DOI: [10.1093/mnras/stt2097](https://doi.org/10.1093/mnras/stt2097). arXiv:1308.3419 [astro-ph.CO] (vid. pág. 116).
- Kaiser, N. (sep. de 1986). «Evolution and clustering of rich clusters». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 222, págs. 323-345 (vid. pág. 77).

- Kang, X., Y. Jing, H. Mo y G. Börner (sep. de 2005). «Semianalytical Model of Galaxy Formation with High-Resolution N-Body Simulations». En: *Astrophys. J.* 631, págs. 21-40. DOI: [10.1086/432493](https://doi.org/10.1086/432493). eprint: [astro-ph/0408475](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0408475) (vid. pág. 98).
- Kauffmann, G., J. Colberg, A. Diaferio y S. White (feb. de 1999). «Clustering of galaxies in a hierarchical universe - I. Methods and results at $z=0$ ». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 303, págs. 188-206. DOI: [10.1046/j.1365-8711.1999.02202.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.1999.02202.x). eprint: [astro-ph/9805283](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9805283) (vid. pág. 98).
- Kay, S. T. (ene. de 2004). «The entropy distribution in clusters: evidence of feedback?» En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 347, págs. L13-L17. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2004.07388.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2004.07388.x). eprint: [astro-ph/0309435](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0309435) (vid. pág. 95).
- Keeton, C. R. (feb. de 2003). «Analytic Cross Sections for Substructure Lensing». En: *Astrophys. J.* 584, págs. 664-674. DOI: [10.1086/345717](https://doi.org/10.1086/345717). eprint: [astro-ph/0209040](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0209040) (vid. pág. 52).
- Keeton, C. R. y L. A. Moustakas (jul. de 2009). «A New Channel for Detecting Dark Matter Substructure in Galaxies: Gravitational Lens Time Delays». En: *Astrophys. J.* 699, págs. 1720-1731. DOI: [10.1088/0004-637X/699/2/1720](https://doi.org/10.1088/0004-637X/699/2/1720). arXiv:[0805.0309](https://arxiv.org/abs/0805.0309) (vid. pág. 52).
- Kelly, P.L. y col. (mar. de 2014). «Weighing the Giants - II. Improved calibration of photometry from stellar colours and accurate photometric redshifts». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 439, págs. 28-47. DOI: [10.1093/mnras/stt1946](https://doi.org/10.1093/mnras/stt1946). arXiv:[1208.0602](https://arxiv.org/abs/1208.0602) (vid. pág. 53).
- Kelly, P.L. y col. (mar. de 2015). «Multiple images of a highly magnified supernova formed by an early-type cluster galaxy lens». En: *Science* 347, págs. 1123-1126. DOI: [10.1126/science.aaa3350](https://doi.org/10.1126/science.aaa3350). arXiv:[1411.6009](https://arxiv.org/abs/1411.6009) (vid. pág. 53).
- Kelly, P.L. y col. (mar. de 2016). «Deja Vu All Over Again: The Reappearance of Supernova Refsdal». En: *Astrophys. J. Let.* 819, L8, pág. L8. DOI: [10.3847/2041-8205/819/1/L8](https://doi.org/10.3847/2041-8205/819/1/L8). arXiv:[1512.04654](https://arxiv.org/abs/1512.04654) (vid. pág. 53).
- Kereš, D., N. Katz, D. Weinberg y R. Davé (oct. de 2005). «How do galaxies get their gas?» En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 363, págs. 2-28. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2005.09451.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2005.09451.x). eprint: [astro-ph/0407095](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0407095) (vid. pág. 98).
- Kettula, K., S. Giodini, E. van Uitert, H. Hoekstra, A. Finoguenov, M. Lerchster, T. Erben y et al. Heymans C. (ago. de 2015). «CFHTLenS: weak lensing calibrated scaling relations for low-mass clusters of galaxies». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 451, págs. 1460-1481. DOI: [10.1093/mnras/stv923](https://doi.org/10.1093/mnras/stv923). arXiv:[1410.8769](https://arxiv.org/abs/1410.8769) (vid. págs. 78, 95, 96).
- Klimov, Y. G. (ago. de 1963). «The Deflection of Light Rays in the Gravitational Fields of Galaxies». En: *Soviet Physics Doklady* 8, pág. 119 (vid. pág. 26).
- Klypin, A., A. V. Kravtsov, O. Valenzuela y F. Prada (sep. de 1999). «Where Are the Missing Galactic Satellites?» En: *Astrophys. J.* 522, págs. 82-92. DOI: [10.1086/307643](https://doi.org/10.1086/307643). eprint: [astro-ph/9901240](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9901240) (vid. pág. 116).
- Koester, B. P., T. A. McKay, J. Annis y et al (mayo de 2007). «A MaxBCG Catalog of 13,823 Galaxy Clusters from the Sloan Digital Sky Survey». En: *Astrophys. J.* 660, págs. 239-255. DOI: [10.1086/509599](https://doi.org/10.1086/509599). eprint: [astro-ph/0701265](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0701265) (vid. págs. 100, 101).
- Komiyama, Y. y col. (mar. de 2003). «Suprime-Cam: Subaru prime focus camera». En: *Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes*.

- Ed. por M. Iye y A. F. M. Moorwood. Vol. 4841. Págs. 152-159. DOI: [10.1117/12.460911](https://doi.org/10.1117/12.460911) (vid. pág. 118).
- Kravtsov, A., A. Berlind, R. Wechsler, A. Klypin, S. Gottlöber, B. Allgood y J. Primack (jul. de 2004a). «The Dark Side of the Halo Occupation Distribution». En: *Astrophys. J.* 609, págs. 35-49. DOI: [10.1086/420959](https://doi.org/10.1086/420959). eprint: [astro-ph/0308519](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0308519) (vid. pág. 100).
- Kravtsov, A. V. y S. Borgani (sep. de 2012). «Formation of Galaxy Clusters». En: *Annual Review of Astronomy & Astrophysics* 50, págs. 353-409. DOI: [10.1146/annurev-astro-081811-125502](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-081811-125502). arXiv:1205.5556 [astro-ph.CO] (vid. pág. 12).
- Kravtsov, A. V., A. A. Klypin y A. M. Khokhlov (jul. de 1997). «Adaptive Refinement Tree: A New High-Resolution N-Body Code for Cosmological Simulations». En: *Astrophys. J. Suppl.* 111, págs. 73-94. DOI: [10.1086/313015](https://doi.org/10.1086/313015). eprint: [astro-ph/9701195](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9701195) (vid. pág. 42).
- Kravtsov, A. V., A. A. Berlind, R. H. Wechsler, A. A. Klypin, S. Gottlöber, B. Allgood y J. R. Primack (jul. de 2004b). «The Dark Side of the Halo Occupation Distribution». En: *Astrophys. J.* 609, págs. 35-49. DOI: [10.1086/420959](https://doi.org/10.1086/420959). eprint: [astro-ph/0308519](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0308519) (vid. págs. 15, 16).
- Lacey, C. y S. Cole (jun. de 1993). «Merger rates in hierarchical models of galaxy formation». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 262, págs. 627-649. DOI: [10.1093/mnras/262.3.627](https://doi.org/10.1093/mnras/262.3.627) (vid. págs. 12, 14).
- Laganá, T. F., R. A. Dupke, L. Sodré Jr., G. B. Lima Neto y F. Durret (mar. de 2009). «The optical/X-ray connection: intra-cluster medium iron content and galaxy optical luminosity in 20 galaxy clusters». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 394, págs. 357-366. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2008.14285.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2008.14285.x). arXiv:0811.3936 (vid. pág. 23).
- Laigle, C. y col. (jun. de 2016). «The COSMOS2015 Catalog: Exploring the $1 < z < 6$ Universe with Half a Million Galaxies». En: *Astrophys. J. Suppl.* 224, 24, pág. 24. DOI: [10.3847/0067-0049/224/2/24](https://doi.org/10.3847/0067-0049/224/2/24). arXiv:1604.02350 (vid. pág. 118).
- Langston, G. I., D. P. Schneider, S. Conner, C. L. Carilli, J. Lehar, B. F. Burke, E. L. Turner, J. E. Gunn, J. N. Hewitt y M. Schmidt (mayo de 1989). «MG 1654+1346 - an Einstein Ring image of a quasar radio lobe». En: *Astron. J.* 97, págs. 1283-1290. DOI: [10.1086/115071](https://doi.org/10.1086/115071) (vid. pág. 27).
- Leauthaud, A., A. Finoguenov, J. Kneib, J. E. Taylor y et al. (ene. de 2010). «A Weak Lensing Study of X-ray Groups in the Cosmos Survey: Form and Evolution of the Mass-Luminosity Relation». En: *Astrophys. J.* 709, págs. 97-114. DOI: [10.1088/0004-637X/709/1/97](https://doi.org/10.1088/0004-637X/709/1/97). arXiv:0910.5219 [astro-ph.CO] (vid. págs. 24, 78, 95, 96, 105).
- Lee, J. y E. Komatsu (jul. de 2010). «Bullet Cluster: A Challenge to Λ CDM Cosmology». En: *Astrophys. J.* 718, págs. 60-65. DOI: [10.1088/0004-637X/718/1/60](https://doi.org/10.1088/0004-637X/718/1/60). arXiv:1003.0939 (vid. pág. 116).
- Leonard, A. y L. King (jul. de 2010). «A new tool to determine masses and mass profiles using gravitational flexion». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 405, págs. 1854-1866. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2010.16573.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.16573.x). arXiv:0910.0842 [astro-ph.CO] (vid. pág. 70).
- Liebman, S. (feb. de 1964). «Gravitational Lenses». En: *Physical Review* 133, págs. 835-844. DOI: [10.1103/PhysRev.133.B835](https://doi.org/10.1103/PhysRev.133.B835) (vid. pág. 26).

- Lodge, O. J. (dic. de 1919). «Gravitation and Light». En: *Nature* 104, pág. 354. DOI: [10.1038/104354a0](https://doi.org/10.1038/104354a0) (vid. pág. 26).
- Lynds, R. y V. Petrosian (sep. de 1986). «Giant Luminous Arcs in Galaxy Clusters». En: *Bulletin of the American Astronomical Society*. Vol. 18, pág. 1014 (vid. pág. 27).
- Malina, R., C. Bowyer, S. Lea y M. Lampton (feb. de 1978). «Soft X-ray spectra of the Coma and Perseus clusters of galaxies - Constraints on the models». En: *Astrophys. J.* 219, págs. 795-802. DOI: [10.1086/155840](https://doi.org/10.1086/155840) (vid. pág. 19).
- Mamon, G. A. y E. L. Łokas (sep. de 2005). «Dark matter in elliptical galaxies - I. Is the total mass density profile of the NFW form or even steeper?». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 362, págs. 95-109. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2005.09225.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2005.09225.x). eprint: [astro-ph/0405466](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0405466) (vid. pág. 42).
- Mandelbaum, R. y U. Seljak (jun. de 2007). «A robust lower limit on the amplitude of matter fluctuations in the universe from cluster abundance and weak lensing». En: 6, 024, pág. 24. DOI: [10.1088/1475-7516/2007/06/024](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2007/06/024). eprint: [astro-ph/0703114](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0703114) (vid. pág. 77).
- Mandelbaum, R., A. Tasitsiomi, U. Seljak, A. V. Kravtsov y R. H. Wechsler (oct. de 2005). «Galaxy-galaxy lensing: dissipationless simulations versus the halo model». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 362, págs. 1451-1462. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2005.09417.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2005.09417.x). eprint: [astro-ph/0410711](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0410711) (vid. pág. 105).
- Mandelbaum, R., U. Seljak, R. J. Cool, M. Blanton, C. M. Hirata y J. Brinkmann (oct. de 2006). «Density profiles of galaxy groups and clusters from SDSS galaxy-galaxy weak lensing». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 372, págs. 758-776. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2006.10906.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2006.10906.x). eprint: [astro-ph/0605476](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0605476) (vid. pág. 24).
- Mandelbaum, R. y col. (mayo de 2008). «Precision photometric redshift calibration for galaxy-galaxy weak lensing». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 386, págs. 781-806. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2008.12947.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2008.12947.x). arXiv:0709.1692 (vid. págs. 100, 106).
- Manolopoulou, M. y M. Plionis (abr. de 2016). «Galaxy cluster's rotation». En: *ArXiv e-prints*. arXiv:1604.06256 (vid. pág. 21).
- Markevitch, M. (sep. de 1998). «The L_X -T Relation and Temperature Function for Nearby Clusters Revisited». En: *Astrophys. J.* 504, págs. 27-34. DOI: [10.1086/306080](https://doi.org/10.1086/306080). eprint: [astro-ph/9802059](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9802059) (vid. pág. 95).
- Markevitch, M., A. H. Gonzalez, L. David, A. Vikhlinin, S. Murray, W. Forman, C. Jones y W. Tucker (mar. de 2002). «A Textbook Example of a Bow Shock in the Merging Galaxy Cluster 1E 0657-56». En: *Astrophys. J. Let.* 567, págs. L27-L31. DOI: [10.1086/339619](https://doi.org/10.1086/339619). eprint: [astro-ph/0110468](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0110468) (vid. pág. 116).
- Marrone, D. P. y col. (ago. de 2009). «LoCuSS: A Comparison of Sunyaev-Zel'dovich Effect and Gravitational-Lensing Measurements of Galaxy Clusters». En: *Astrophys. J. Let.* 701, págs. L114-L118. DOI: [10.1088/0004-637X/701/2/L114](https://doi.org/10.1088/0004-637X/701/2/L114). arXiv:0907.1687 [astro-ph.CO] (vid. pág. 23).
- Marshall, P. J., M. P. Hobson, S. F. Gull y S. L. Bridle (oct. de 2002). «Maximum-entropy weak lens reconstruction: improved methods and application to data». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 335, págs. 1037-1048. DOI: [10.1046/j.1365-8711.2002.05685.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2002.05685.x). eprint: [astro-ph/0112396](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0112396) (vid. pág. 70).

- Massey, R., T. Kitching y D. Nagai (mayo de 2011). «Cluster bulleticity». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 413, págs. 1709-1716. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2011.18246.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.18246.x). arXiv:[1007.1924](https://arxiv.org/abs/1007.1924) (vid. pág. [116](#)).
- Matthews, T. A., W. W. Morgan y M. Schmidt (jul. de 1964). «A Discussion of Galaxies Identified with Radio Sources.» En: *Astrophys. J.* 140, pág. 35. DOI: [10.1086/147890](https://doi.org/10.1086/147890) (vid. pág. [18](#)).
- Maughan, B. J. (oct. de 2007). «The L_X - Y_X Relation: Using Galaxy Cluster X-Ray Luminosity as a Robust, Low-Scatter Mass Proxy». En: *Astrophys. J.* 668, págs. 772-780. DOI: [10.1086/520831](https://doi.org/10.1086/520831). eprint: [astro-ph/0703504](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0703504) (vid. pág. [77](#)).
- Melchior, P. (mar. de 2013). «Mass & Light Maps of Four Massive Galaxy Clusters from Early DES Data». En: *SnowCLUSTER 2013, Physics of Galaxy Clusters*, pág. 52 (vid. pág. [24](#)).
- Melnick, J., J. Hoessel y S. White (jul. de 1977). «Photoelectric surface photometry of the Coma cluster». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 180, págs. 207-218. DOI: [10.1093/mnras/180.2.207](https://doi.org/10.1093/mnras/180.2.207) (vid. pág. [19](#)).
- Menanteau, F. y col. (mar. de 2012). «The Atacama Cosmology Telescope: ACT-CL J0102-4915 "El Gordo," a Massive Merging Cluster at Redshift 0.87». En: *Astrophys. J.* 748, 7, pág. 7. DOI: [10.1088/0004-637X/748/1/7](https://doi.org/10.1088/0004-637X/748/1/7). arXiv:[1109.0953](https://arxiv.org/abs/1109.0953) (vid. pág. [116](#)).
- Meneghetti, M., E. Rasia, J. Merten, F. Bellagamba, S. Ettori, P. Mazzotta, K. Dolag y S. Marri (mayo de 2010). «Weighing simulated galaxy clusters using lensing and X-ray». En: *Astron. Astrph.* 514, A93, A93. DOI: [10.1051/0004-6361/200913222](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200913222). arXiv:[0912.1343](https://arxiv.org/abs/0912.1343) [[astro-ph.CO](#)] (vid. pág. [89](#)).
- Meneghetti, Massimo (1996). «Introduction to Gravitational Lensing» (vid. págs. [36](#), [50](#)).
- Merritt, D. (ene. de 1983). «Relaxation and tidal stripping in rich clusters of galaxies. I. Evolution of the mass distribution». En: *Astrophys. J.* 264, págs. 24-48. DOI: [10.1086/160571](https://doi.org/10.1086/160571) (vid. pág. [18](#)).
- Merritt, D. (ene. de 1984). «Relaxation and tidal stripping in rich clusters of galaxies. II. Evolution of the luminosity distribution». En: *Astrophys. J.* 276, págs. 26-37. DOI: [10.1086/161590](https://doi.org/10.1086/161590) (vid. pág. [18](#)).
- Merritt, D. (feb. de 1985). «Relaxation and tidal stripping in rich clusters of galaxies. III - Growth of a massive central galaxy». En: *Astrophys. J.* 289, págs. 18-32. DOI: [10.1086/162860](https://doi.org/10.1086/162860) (vid. pág. [18](#)).
- Merten, J. y col. (oct. de 2011). «Creation of cosmic structure in the complex galaxy cluster merger Abell 2744». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 417, págs. 333-347. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2011.19266.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.19266.x). arXiv:[1103.2772](https://arxiv.org/abs/1103.2772) [[astro-ph.CO](#)] (vid. pág. [116](#)).
- Metcalf, R. B. y H. Zhao (mar. de 2002). «Flux Ratios as a Probe of Dark Substructures in Quadruple-Image Gravitational Lenses». En: *Astrophys. J. Let.* 567, págs. L5-L8. DOI: [10.1086/339798](https://doi.org/10.1086/339798). eprint: [astro-ph/0111427](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0111427) (vid. pág. [52](#)).
- Milosavljević, M., J. Koda, D. Nagai, E. Nakar y P. R. Shapiro (jun. de 2007). «The Cluster-Merger Shock in 1E 0657-56: Faster than a Speeding Bullet?» En: *Astrophys. J. Let.* 661, págs. L131-L134. DOI: [10.1086/518960](https://doi.org/10.1086/518960). eprint: [astro-ph/0703199](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0703199) (vid. pág. [116](#)).

- Mitchell, R. y J. Culhane (mar. de 1977). «Detection of iron line emission in the Ariel V X-ray spectrum of the Centaurus cluster of galaxies». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 178, 75P-80P. DOI: [10.1093/mnras/178.1.75P](https://doi.org/10.1093/mnras/178.1.75P) (vid. pág. 19).
- Mitchell, R., J. Culhane, P. Davison y J. Ives (mayo de 1976). «Ariel 5 observations of the X-ray spectrum of the Perseus Cluster». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 175, 29P-34P. DOI: [10.1093/mnras/175.1.29P](https://doi.org/10.1093/mnras/175.1.29P) (vid. pág. 19).
- Mittal, R., D. S. Hudson, T. H. Reiprich y T. Clarke (jul. de 2009). «AGN heating and ICM cooling in the HIFLUGCS sample of galaxy clusters». En: *Astron. Astrph.* 501, págs. 835-850. DOI: [10.1051/0004-6361/200810836](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200810836). arXiv:[0810.0797](https://arxiv.org/abs/0810.0797) (vid. pág. 19).
- Moore, B., F. Governato, T. Quinn, J. Stadel y G. Lake (mayo de 1998). «Resolving the Structure of Cold Dark Matter Halos». En: *Astrophys. J. Let.* 499, págs. L5-L8. DOI: [10.1086/311333](https://doi.org/10.1086/311333). eprint: [astro-ph/9709051](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9709051) (vid. pág. 42).
- Moore, B., S. Ghigna, F. Governato, G. Lake, T. Quinn, J. Stadel y P. Tozzi (oct. de 1999). «Dark Matter Substructure within Galactic Halos». En: *Astrophys. J. Let.* 524, págs. L19-L22. DOI: [10.1086/312287](https://doi.org/10.1086/312287). eprint: [astro-ph/9907411](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9907411) (vid. pág. 116).
- Morandi, A., S. Ettori y L. Moscardini (ago. de 2007). «X-ray and Sunyaev-Zel'dovich scaling relations in galaxy clusters». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 379, págs. 518-534. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2007.11882.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.11882.x). arXiv:[0704.2678](https://arxiv.org/abs/0704.2678) (vid. pág. 95).
- Morgan, W. (jul. de 1961). «The Classification of Clusters of Galaxies». En: *Proceedings of the National Academy of Science* 47, págs. 905-906. DOI: [10.1073/pnas.47.7.905](https://doi.org/10.1073/pnas.47.7.905) (vid. pág. 18).
- Moster, B., R. Somerville, C. Maulbetsch, F. van den Bosch, A. Macciò, T. Naab y L. Oser (feb. de 2010). «Constraints on the Relationship between Stellar Mass and Halo Mass at Low and High Redshift». En: *Astrophys. J.* 710, págs. 903-923. DOI: [10.1088/0004-637X/710/2/903](https://doi.org/10.1088/0004-637X/710/2/903). arXiv:[0903.4682](https://arxiv.org/abs/0903.4682) [[astro-ph](https://arxiv.org/abs/astro-ph).CO] (vid. pág. 98).
- Mullis, C. R., B. R. McNamara, H. Quintana, A. Vikhlinin, J. P. Henry, I. M. Gioia, A. Hornstrup, W. Forman y C. Jones (sep. de 2003). «The 160 Square Degree ROSAT Survey: The Revised Catalog of 201 Clusters with Spectroscopic Redshifts». En: *Astrophys. J.* 594, págs. 154-171. DOI: [10.1086/376866](https://doi.org/10.1086/376866). eprint: [astro-ph/0305228](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0305228) (vid. págs. 78, 80).
- Mushotzky, R., P. Serlemitsos, E. Boldt, S. Holt y B. Smith (oct. de 1978). «OSO 8 X-ray spectra of clusters of galaxies. I - Observations of twenty clusters: Physical correlations». En: *Astrophys. J.* 225, págs. 21-39. DOI: [10.1086/156465](https://doi.org/10.1086/156465) (vid. pág. 19).
- Navarro, J. F., C. S. Frenk y S. White (dic. de 1997). «A Universal Density Profile from Hierarchical Clustering». En: *Astrophys. J.* 490, págs. 493-508. eprint: [astro-ph/9611107](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9611107) (vid. pág. 42).
- Nilo Castellón, J. L., M. V. Alonso, D. García Lambas, A. L. O'Mill, C. Valotto, E. R. Carrasco, H. Cuevas y A. Ramírez (ene. de 2014). «Low X-ray luminosity galaxy clusters - II. Optical properties and morphological content at $0.18 < z < 0.70$ ». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 437, Paper II, págs. 2607-2620. DOI: [10.1093/mnras/stt2072](https://doi.org/10.1093/mnras/stt2072). arXiv:[1311.0788](https://arxiv.org/abs/1311.0788) [[astro-ph](https://arxiv.org/abs/astro-ph).CO] (vid. págs. 78, 89, 92, 93).
- Nilo Castellón, J. L. y col. (jun. de 2016). «Low X-Ray Luminosity Galaxy Clusters: Main Goals, Sample Selection, Photometric and Spectroscopic Observations» (vid. págs. 78, 79, 82, 86, 89, 93).

- Oegerle, W. R. y J. M. Hill (dic. de 2001). «Dynamics of cD Clusters of Galaxies. IV. Conclusion of a Survey of 25 Abell Clusters». En: *Astron. J.* 122, págs. 2858-2873. DOI: [10.1086/323536](https://doi.org/10.1086/323536) (vid. pág. 101).
- Oemler Jr., A. (nov. de 1974). «The Systematic Properties of Clusters of Galaxies. Photometry of 15 Clusters». En: *Astrophys. J.* 194, págs. 1-20. DOI: [10.1086/153216](https://doi.org/10.1086/153216) (vid. pág. 18).
- Oemler Jr., A. (nov. de 1976). «The structure of elliptical and cD galaxies.» En: *Astrophys. J.* 209, págs. 693-709. DOI: [10.1086/154769](https://doi.org/10.1086/154769) (vid. pág. 18).
- Oguri, M. y M. Takada (ene. de 2011). «Combining cluster observables and stacked weak lensing to probe dark energy: Self-calibration of systematic uncertainties». En: *Physical Review D* 83.2, 023008, pág. 023008. DOI: [10.1103/PhysRevD.83.023008](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.83.023008). arXiv:[1010.0744](https://arxiv.org/abs/1010.0744) (vid. pág. 105).
- Ohanian, H. C. (ago. de 1983). «The caustics of gravitational 'lenses'». En: *Astrophys. J.* 271, págs. 551-555. DOI: [10.1086/161221](https://doi.org/10.1086/161221) (vid. pág. 34).
- Okabe, N., Y.-Y. Zhang, A. Finoguenov, M. Takada, G. Smith, K. Umetsu y T. Futamase (sep. de 2010a). «LoCuSS: Calibrating Mass-observable Scaling Relations for Cluster Cosmology with Subaru Weak-lensing Observations». En: *Astrophys. J.* 721, págs. 875-885. DOI: [10.1088/0004-637X/721/1/875](https://doi.org/10.1088/0004-637X/721/1/875). arXiv:[1007.3816](https://arxiv.org/abs/1007.3816) [[astro-ph.CO](https://arxiv.org/archive/ph)] (vid. págs. 69, 78, 81, 107).
- Okabe, N., M. Takada, K. Umetsu, T. Futamase y G. Smith (jun. de 2010b). «LoCuSS: Subaru Weak Lensing Study of 30 Galaxy Clusters». En: *Pub. Astron. Soc. Jap.* 62, págs. 811-. DOI: [10.1093/pasj/62.3.811](https://doi.org/10.1093/pasj/62.3.811). arXiv:[0903.1103](https://arxiv.org/abs/0903.1103) [[astro-ph.CO](https://arxiv.org/archive/ph)] (vid. pág. 83).
- Peebles, P. J. y B. Ratra (abr. de 2003). «The cosmological constant and dark energy». En: *Reviews of Modern Physics* 75, págs. 559-606. DOI: [10.1103/RevModPhys.75.559](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.75.559). eprint: [astro-ph/0207347](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0207347) (vid. pág. 7).
- Peebles, P. J. E. (1993). *Principles of Physical Cosmology* (vid. pág. 11).
- Physics, American Institute of (1996). *A. Einstein, Images and Impact. World Fame I*. URL: <http://www.aip.org/history/einstein/ae24.htm> (visitado 14-09-1998) (vid. pág. 25).
- Piffaretti, R., M. Arnaud, G. Pratt, E. Pointecouteau y J.-B. Melin (oct. de 2011). «The MCXC: a meta-catalogue of x-ray detected clusters of galaxies». En: *Astron. Astrph.* 534, A109, A109. DOI: [10.1051/0004-6361/201015377](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201015377). arXiv:[1007.1916](https://arxiv.org/abs/1007.1916) [[astro-ph.CO](https://arxiv.org/archive/ph)] (vid. pág. 80).
- Planck Collaboration y col. (sep. de 2016). «Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters». En: *Astron. Astrph.* 594, A13, A13. DOI: [10.1051/0004-6361/201525830](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201525830). arXiv:[1502.01589](https://arxiv.org/abs/1502.01589) (vid. págs. 9, 10).
- Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, C. Armitage-Caplan y et al. (nov. de 2014). «Planck 2013 results. XX. Cosmology from SunyaevZeldovich cluster counts». En: *Astron. Astrph.* 571, A20, A20. DOI: [10.1051/0004-6361/201321521](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201321521). arXiv:[1303.5080](https://arxiv.org/abs/1303.5080) (vid. pág. 77).
- Ponman, T., D. Allan, L. Jones, M. Merrifield, I. McHardy, H. Lehto y G. Luppino (jun. de 1994). «A possible fossil galaxy group». En: *Nature* 369, págs. 462-464. DOI: [10.1038/369462a0](https://doi.org/10.1038/369462a0) (vid. pág. 20).
- Poole, G. B., A. Babul, I. G. McCarthy, A. J. R. Sanderson y M. A. Fardal (dic. de 2008). «The impact of mergers on relaxed X-ray clusters - III. Effects on compact

- cool cores». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 391, págs. 1163-1175. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2008.14003.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2008.14003.x). arXiv:[0804.1552](https://arxiv.org/abs/0804.1552) (vid. pág. 119).
- Popesso, P., A. Biviano, H. Böhringer, M. Romaniello y W. Voges (abr. de 2005). «RASS-SDSS galaxy cluster survey. III. Scaling relations of galaxy clusters». En: *Astron. Astroph.* 433, págs. 431-445. DOI: [10.1051/0004-6361/20041915](https://doi.org/10.1051/0004-6361/20041915). eprint: [astro-ph/0411536](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0411536) (vid. pág. 95).
- Prada, F., A. A. Klypin, A. J. Cuesta, J. E. Betancort-Rijo y J. Primack (jul. de 2012). «Halo concentrations in the standard Λ cold dark matter cosmology». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 423, págs. 3018-3030. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2012.21007.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2012.21007.x). arXiv:[1104.5130](https://arxiv.org/abs/1104.5130) (vid. pág. 14).
- Pratt, G., J. Croston, M. Arnaud y H. Böhringer (mayo de 2009). «Galaxy cluster X-ray luminosity scaling relations from a representative local sample (REXCESS)». En: *Astron. Astroph.* 498, págs. 361-378. DOI: [10.1051/0004-6361/200810994](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200810994). arXiv:[0809.3784](https://arxiv.org/abs/0809.3784) (vid. págs. 77, 95).
- Reddick, R., J. Tinker, R. Wechsler e Y. Lu (mar. de 2014). «Cosmological Constraints from Galaxy Clustering and the Mass-to-number Ratio of Galaxy Clusters». En: *Astrophys. J.* 783, 118, pág. 118. DOI: [10.1088/0004-637X/783/2/118](https://doi.org/10.1088/0004-637X/783/2/118). arXiv:[1306.4686](https://arxiv.org/abs/1306.4686) [[astro-ph](https://arxiv.org/abs/astro-ph).C0] (vid. pág. 21).
- Refsdal, S. (1964a). «On the possibility of determining Hubble's parameter and the masses of galaxies from the gravitational lens effect». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 128, pág. 307. DOI: [10.1093/mnras/128.4.307](https://doi.org/10.1093/mnras/128.4.307) (vid. págs. 26, 52).
- Refsdal, S. (1964b). «The gravitational lens effect». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 128, pág. 295. DOI: [10.1093/mnras/128.4.295](https://doi.org/10.1093/mnras/128.4.295) (vid. pág. 26).
- Regos, E. y M. J. Geller (sep. de 1989). «Infall patterns around rich clusters of galaxies». En: *Astron. J.* 98, págs. 755-765. DOI: [10.1086/115177](https://doi.org/10.1086/115177) (vid. pág. 22).
- Reiprich, T. H. y H. Böhringer (mar. de 2002). «The Mass Function of an X-Ray Flux-limited Sample of Galaxy Clusters». En: *Astrophys. J.* 567, págs. 716-740. DOI: [10.1086/338753](https://doi.org/10.1086/338753). eprint: [astro-ph/0111285](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0111285) (vid. pág. 95).
- Renn, J., T. Sauer y J. Stachel (ene. de 1997). «The origin of gravitational lensing». En: *Science* 275, págs. 184-186. DOI: [10.1126/science.275.5297.184](https://doi.org/10.1126/science.275.5297.184) (vid. pág. 25).
- Reyes, R., R. Mandelbaum, C. Hirata, N. Bahcall y U. Seljak (nov. de 2008). «Improved optical mass tracer for galaxy clusters calibrated using weak lensing measurements». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 390, págs. 1157-1169. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2008.13818.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2008.13818.x). arXiv:[0802.2365](https://arxiv.org/abs/0802.2365) (vid. pág. 100).
- Richard, J. y col. (mayo de 2010). «LoCuSS: first results from strong-lensing analysis of 20 massive galaxy clusters at $z = 0.2$ ». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 404, págs. 325-349. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2009.16274.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2009.16274.x). arXiv:[0911.3302](https://arxiv.org/abs/0911.3302) (vid. pág. 51).
- Rines, K., M. J. Geller, A. Diaferio y M. J. Kurtz (abr. de 2013). «Measuring the Ultimate Halo Mass of Galaxy Clusters: Redshifts and Mass Profiles from the Hectospec Cluster Survey (HeCS)». En: *Astrophys. J.* 767, 15, pág. 15. DOI: [10.1088/0004-637X/767/1/15](https://doi.org/10.1088/0004-637X/767/1/15). arXiv:[1209.3786](https://arxiv.org/abs/1209.3786) (vid. pág. 117).
- Rocha, M., A. H. G. Peter, J. S. Bullock, M. Kaplinghat, S. Garrison-Kimmel, J. O norbe y L. A. Moustakas (mar. de 2013). «Cosmological simulations with self-interacting dark matter - I. Constant-density cores and substructure». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 430, págs. 81-104. DOI: [10.1093/mnras/sts514](https://doi.org/10.1093/mnras/sts514). arXiv:[1208.3025](https://arxiv.org/abs/1208.3025) (vid. pág. 116).

- Rodriguez, F., M. Merchán y M. A. Sgró (ago. de 2015). «Taking advantage of photometric galaxy catalogues to determine the halo occupation distribution». En: *Astron. Astrph.* 580, A86, A86. DOI: [10.1051/0004-6361/201525798](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201525798). arXiv:[1508.02346](https://arxiv.org/abs/1508.02346) (vid. págs. [100-103](#), [111](#)).
- Rood, H. y G. Sastry (jun. de 1971). «"Tuning Fork" Classification of Rich Clusters of Galaxies». En: *Pub. Astron. Soc. Pacific* 83, pág. 313. DOI: [10.1086/129128](https://doi.org/10.1086/129128) (vid. pág. [18](#)).
- Rozo, E. y col. (sep. de 2008). «An Improved Cluster Richness Estimator». En: *ArXiv Astrophysics e-prints*. arXiv:[0809.2797](https://arxiv.org/abs/0809.2797) (vid. pág. [77](#)).
- Rozo, E. y col. (jul. de 2009). «Constraining the Scatter in the Mass-richness Relation of maxBCG Clusters with Weak Lensing and X-ray Data». En: *Astrophys. J.* 699, págs. 768-781. DOI: [10.1088/0004-637X/699/1/768](https://doi.org/10.1088/0004-637X/699/1/768). arXiv:[0809.2794](https://arxiv.org/abs/0809.2794) (vid. págs. [77](#), [100](#)).
- Rykoff, E. S. y col. (jun. de 2008). «The L_X -M relation of clusters of galaxies». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 387, págs. L28-L32. DOI: [10.1111/j.1745-3933.2008.00476.x](https://doi.org/10.1111/j.1745-3933.2008.00476.x). arXiv:[0802.1069](https://arxiv.org/abs/0802.1069) (vid. págs. [24](#), [77](#), [78](#), [95](#), [100](#)).
- Sartoris, B. y col. (mar. de 2014). «CLASH-VLT: Constraints on the Dark Matter Equation of State from Accurate Measurements of Galaxy Cluster Mass Profiles». En: *Astrophys. J. Let.* 783, L11, pág. L11. DOI: [10.1088/2041-8205/783/1/L11](https://doi.org/10.1088/2041-8205/783/1/L11). arXiv:[1401.5800](https://arxiv.org/abs/1401.5800) (vid. pág. [21](#)).
- Schechter, P. (ene. de 1976). «An analytic expression for the luminosity function for galaxies.» En: *Astrophys. J.* 203, págs. 297-306. DOI: [10.1086/154079](https://doi.org/10.1086/154079) (vid. págs. [20](#), [101](#)).
- Schlegel, D. J., D. P. Finkbeiner y M. Davis (jun. de 1998). «Maps of Dust Infrared Emission for Use in Estimation of Reddening and Cosmic Microwave Background Radiation Foregrounds». En: *Astrophys. J.* 500, págs. 525-553. DOI: [10.1086/305772](https://doi.org/10.1086/305772). eprint: [astro-ph/9710327](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9710327) (vid. pág. [64](#)).
- Schneider, P. (feb. de 1985). «A new formulation of gravitational lens theory». En: *Astron. Astrph.* 143, págs. 413-420 (vid. pág. [32](#)).
- Schneider, P., C. S. Kochanek y J. Wambsganss, eds. (2004). *Gravitational Lensing: Strong, Weak and Micro*. eprint: [astro-ph/0407232](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0407232) (vid. págs. [30](#), [44](#), [47](#), [54](#), [60](#), [68](#)).
- Schneider, P. y A. Weiss (ago. de 1986). «The two-point-mass lens - Detailed investigation of a special asymmetric gravitational lens». En: *Astron. Astrph.* 164, págs. 237-259 (vid. pág. [46](#)).
- Serlemitsos, P., B. Smith, E. Boldt, S. Holt y J. Swank (ene. de 1977). «X-radiation from clusters of galaxies - Spectral evidence for a hot evolved gas». En: *Astrophys. J. Let.* 211, págs. L63-L66. DOI: [10.1086/182342](https://doi.org/10.1086/182342) (vid. pág. [19](#)).
- Sérsic, J. L. (1963). «Influence of the atmospheric and instrumental dispersion on the brightness distribution in a galaxy». En: *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina* 6, pág. 41 (vid. pág. [50](#)).
- Shankar, F., A. Lapi, P. Salucci, G. De Zotti y L. Danese (mayo de 2006). «New Relationships between Galaxy Properties and Host Halo Mass, and the Role of Feedbacks in Galaxy Formation». En: *Astrophys. J.* 643, págs. 14-25. DOI: [10.1086/502794](https://doi.org/10.1086/502794). eprint: [astro-ph/0601577](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0601577) (vid. pág. [98](#)).

- Shectman, S. A. (ene. de 1985). «Clusters of galaxies from the Shane-Wirtanen counts». En: *Astrophys. J. Suppl.* 57, págs. 77-90. DOI: [10.1086/190996](https://doi.org/10.1086/190996) (vid. pág. 18).
- Sheldon, E. S. y col. (oct. de 2009). «Cross-correlation Weak Lensing of SDSS Galaxy Clusters. I. Measurements». En: *Astrophys. J.* 703, págs. 2217-2231. DOI: [10.1088/0004-637X/703/2/2217](https://doi.org/10.1088/0004-637X/703/2/2217). arXiv:[0709.1153](https://arxiv.org/abs/0709.1153) (vid. págs. 100, 107).
- Sijacki, D., V. Springel, T. Di Matteo y L. Hernquist (sep. de 2007). «A unified model for AGN feedback in cosmological simulations of structure formation». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 380, págs. 877-900. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2007.12153.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.12153.x). arXiv:[0705.2238](https://arxiv.org/abs/0705.2238) (vid. pág. 98).
- Simet, M., J. M. Kubo, S. Dodelson, J. T. Annis, J. Hao, D. Johnston, H. Lin, R. R. R. Reis, M. Soares-Santos y H.-J. Seo (abr. de 2012). «The Sloan Digital Sky Survey Co-add: Cross-correlation Weak Lensing and Tomography of Galaxy Clusters». En: *Astrophys. J.* 748, 128, pág. 128. DOI: [10.1088/0004-637X/748/2/128](https://doi.org/10.1088/0004-637X/748/2/128). arXiv:[1111.6621](https://arxiv.org/abs/1111.6621) [[astro-ph.CO](https://arxiv.org/abs/1111.6621)] (vid. págs. 107, 108).
- Smith, S. (1936). «No. 532. The mass of the Virgo cluster.» En: *Contributions from the Mount Wilson Observatory / Carnegie Institution of Washington* 532, págs. 1-8 (vid. pág. 19).
- Sohn, J., H. S. Hwang, M. J. Geller, A. Diaferio, K. J. Rines, M. G. Lee y G.-H. Lee (dic. de 2015). «Compact Groups of Galaxies with Complete Spectroscopic Redshifts in the Local Universe». En: *Journal of Korean Astronomical Society* 48, págs. 381-398. DOI: [10.5303/JKAS.2015.48.6.381](https://doi.org/10.5303/JKAS.2015.48.6.381). arXiv:[1601.02646](https://arxiv.org/abs/1601.02646) (vid. pág. 20).
- Soldner, J. (mayo de 1804). «Ueber die Ablenkung eines Lichtstrals von seiner geradlinigen Bewegung, durch die Attraktion eines Weltkörpers, an welchem er nahe vorbei geht». En: *Berliner Astronomisches Jahrbuch für das Jahr* 386, págs. 161-172 (vid. pág. 25).
- Soucail, G., Y. Mellier, B. Fort, G. Mathez y M. Cailloux (dic. de 1987). «Discovery of the first gravitational Einstein ring - The luminous arc in Abell 370». En: *The Messenger* 50, pág. 5 (vid. pág. 27).
- Spergel, D. N. y P. J. Steinhardt (abr. de 2000). «Observational Evidence for Self-Interacting Cold Dark Matter». En: *Physical Review Letters* 84, págs. 3760-3763. DOI: [10.1103/PhysRevLett.84.3760](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.3760). eprint: [astro-ph/9909386](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9909386) (vid. pág. 116).
- Springel, V. y G. R. Farrar (sep. de 2007). «The speed of the 'bullet' in the merging galaxy cluster 1E0657-56». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 380, págs. 911-925. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2007.12159.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.12159.x). eprint: [astro-ph/0703232](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0703232) (vid. pág. 116).
- Springel, V. y L. Hernquist (feb. de 2003). «Cosmological smoothed particle hydrodynamics simulations: a hybrid multiphase model for star formation». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 339, págs. 289-311. DOI: [10.1046/j.1365-8711.2003.06206.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2003.06206.x). eprint: [astro-ph/0206393](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0206393) (vid. pág. 98).
- Springel, V., S. White, G. Tormen y G. Kauffmann (dic. de 2001). «Populating a cluster of galaxies - I. Results at [formmu2]z=0». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 328, págs. 726-750. DOI: [10.1046/j.1365-8711.2001.04912.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2001.04912.x). eprint: [astro-ph/0012055](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0012055) (vid. pág. 98).

- Springel, V. y col. (jun. de 2005). «Simulations of the formation, evolution and clustering of galaxies and quasars». En: *Nature* 435, págs. 629-636. DOI: [10.1038/nature03597](https://doi.org/10.1038/nature03597). eprint: [astro-ph/0504097](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0504097) (vid. pág. 98).
- Stanek, R., A. E. Evrard, H. Böhringer, P. Schuecker y B. Nord (sep. de 2006). «The X-Ray Luminosity-Mass Relation for Local Clusters of Galaxies». En: *Astrophys. J.* 648, págs. 956-968. DOI: [10.1086/506248](https://doi.org/10.1086/506248). eprint: [astro-ph/0602324](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0602324) (vid. pág. 77).
- Stauffer, J. y H. Spinrad (ene. de 1980). «Redshifts for galaxies in three Yerkes poor clusters». En: *Astrophys. J.* 235, págs. 347-350. DOI: [10.1086/157637](https://doi.org/10.1086/157637) (vid. pág. 18).
- Strauss, M. A. (dic. de 2002). «Science Breakthroughs with the Sloan Digital Sky Survey: Results and Opportunities». En: *Survey and Other Telescope Technologies and Discoveries*. Ed. por J. A. Tyson y S. Wolff. Vol. 4836, págs. 1-9. DOI: [10.1117/12.456774](https://doi.org/10.1117/12.456774) (vid. pág. 101).
- Sunyaev, R. e Y. Zeldovich (nov. de 1972). «The Observations of Relic Radiation as a Test of the Nature of X-Ray Radiation from the Clusters of Galaxies». En: *Comments on Astrophysics and Space Physics* 4, pág. 173 (vid. pág. 23).
- Suyu, S. H., P. J. Marshall, M. W. Auger, S. Hilbert, R. D. Blandford, L. V. E. Koopmans, C. D. Fassnacht y T. Treu (mar. de 2010). «Dissecting the Gravitational lens B1608+656. II. Precision Measurements of the Hubble Constant, Spatial Curvature, and the Dark Energy Equation of State». En: *Astrophys. J.* 711, págs. 201-221. DOI: [10.1088/0004-637X/711/1/201](https://doi.org/10.1088/0004-637X/711/1/201). arXiv:0910.2773 [[astro-ph](https://arxiv.org/abs/astro-ph).C0] (vid. pág. 52).
- Taylor, A., S. Dye, T. Broadhurst, N. Benítez y E. van Kampen (jul. de 1998). «Gravitational Lens Magnification and the Mass of Abell 1689». En: *Astrophys. J.* 501, págs. 539-553. DOI: [10.1086/305827](https://doi.org/10.1086/305827). eprint: [astro-ph/9801158](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9801158) (vid. pág. 24).
- Thomas, P. A. y et. al. (jun. de 1998). «The structure of galaxy clusters in various cosmologies». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 296, págs. 1061-1071. DOI: [10.1046/j.1365-8711.1998.01491.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.1998.01491.x) (vid. pág. 42).
- Thompson, R. y K. Nagamine (feb. de 2012). «Pairwise velocities of dark matter haloes: a test for the Λ cold dark matter model using the bullet cluster». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 419, págs. 3560-3570. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2011.20000.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.20000.x). arXiv:1107.4645 [[astro-ph](https://arxiv.org/abs/astro-ph).C0] (vid. pág. 116).
- Thuan, T. X. y J. Kormendy (ago. de 1977). «Photographic measurements of the diffuse light in the Coma cluster». En: *Pub. Astron. Soc. Pacific* 89, págs. 466-473. DOI: [10.1086/130146](https://doi.org/10.1086/130146) (vid. pág. 19).
- Thuan, T. X. y W. Romanishin (sep. de 1981). «The structure of giant elliptical galaxies in poor clusters of galaxies». En: *Astrophys. J.* 248, págs. 439-459. DOI: [10.1086/159169](https://doi.org/10.1086/159169) (vid. pág. 18).
- Tinker, J. L., E. S. Sheldon, R. H. Wechsler, M. R. Becker y et al. (ene. de 2012). «Cosmological Constraints from Galaxy Clustering and the Mass-to-number Ratio of Galaxy Clusters». En: *Astrophys. J.* 745, 16, pág. 16. DOI: [10.1088/0004-637X/745/1/16](https://doi.org/10.1088/0004-637X/745/1/16). arXiv:1104.1635 (vid. págs. 100, 114).
- Tody, D. (ene. de 1993). «IRAF in the Nineties». En: *Astronomical Data Analysis Software and Systems II*. Ed. por R. J. Hanisch, R. J. V. Brissenden y J. Barnes. Vol. 52. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, pág. 173 (vid. pág. 79).

- Tormen, G., F. R. Bouchet y S. D. M. White (abr. de 1997). «The structure and dynamical evolution of dark matter haloes». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 286, págs. 865-884. DOI: [10.1093/mnras/286.4.865](https://doi.org/10.1093/mnras/286.4.865). eprint: [astro-ph/9603132](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9603132) (vid. pág. 42).
- Treu, T. (sep. de 2010). «Strong Lensing by Galaxies». En: *Annual Review of Astronomy & Astrophysics* 48, págs. 87-125. DOI: [10.1146/annurev-astro-081309-130924](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-081309-130924). arXiv:[1003.5567](https://arxiv.org/abs/1003.5567) (vid. pág. 52).
- Tucker, W. H., H. Tananbaum y R. A. Remillard (mayo de 1995). «A search for 'failed clusters' of galaxies». En: *Astrophys. J.* 444, págs. 532-547. DOI: [10.1086/175627](https://doi.org/10.1086/175627) (vid. pág. 115).
- Tully, R. B. (oct. de 1987). «Nearby groups of galaxies. II - an all-sky survey within 3000 kilometers per second». En: *Astrophys. J.* 321, págs. 280-304. DOI: [10.1086/165629](https://doi.org/10.1086/165629) (vid. pág. 19).
- Tyson, J. y P. Fischer (jun. de 1995). «Measurement of the Mass Profile of Abell 1689». En: *Astrophys. J. Let.* 446, pág. L55. DOI: [10.1086/187929](https://doi.org/10.1086/187929). eprint: [astro-ph/9503119](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9503119) (vid. pág. 24).
- Umetsu, K., E. Medezinski, M. Nonino, J. Merten, M. Postman y et al. (nov. de 2014). «CLASH: Weak-lensing Shear-and-magnification Analysis of 20 Galaxy Clusters». En: *Astrophys. J.* 795, 163, pág. 163. DOI: [10.1088/0004-637X/795/2/163](https://doi.org/10.1088/0004-637X/795/2/163). arXiv:[1404.1375](https://arxiv.org/abs/1404.1375) (vid. pág. 105).
- Vale, A. y J. Ostriker (sep. de 2004). «Linking halo mass to galaxy luminosity». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 353, págs. 189-200. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2004.08059.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2004.08059.x). eprint: [astro-ph/0402500](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0402500) (vid. pág. 98).
- van den Bosch, F. C., H. J. Mo y X. Yang (nov. de 2003). «Towards cosmological concordance on galactic scales». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 345, págs. 923-938. DOI: [10.1046/j.1365-8711.2003.07012.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2003.07012.x). eprint: [astro-ph/0301104](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0301104) (vid. pág. 16).
- van Uitert, E., D. Gilbank, H. Hoekstra, E. Semboloni, M. Gladders y H. Yee (feb. de 2016). «Weak-lensing-inferred scaling relations of galaxy clusters in the RCS2: mass-richness, mass-concentration, mass-bias, and more». En: *Astron. Astrph.* 586, A43, A43. DOI: [10.1051/0004-6361/201526719](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201526719). arXiv:[1506.03817](https://arxiv.org/abs/1506.03817) (vid. pág. 100).
- Vegetti, S., L. V. E. Koopmans, A. Bolton, T. Treu y R. Gavazzi (nov. de 2010). «Detection of a dark substructure through gravitational imaging». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 408, págs. 1969-1981. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2010.16865.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.16865.x). arXiv:[0910.0760](https://arxiv.org/abs/0910.0760) (vid. pág. 52).
- Vikhlinin, A., B. R. McNamara, W. Forman, C. Jones, H. Quintana y A. Hornstrup (ago. de 1998). «A Catalog of 200 Galaxy Clusters Serendipitously Detected in the ROSAT PSPC Pointed Observations». En: *Astrophys. J.* 502, págs. 558-581. DOI: [10.1086/305951](https://doi.org/10.1086/305951). eprint: [astro-ph/9803099](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9803099) (vid. págs. 78, 80).
- Vikhlinin, A., R. A. Burenin, H. Ebeling, W. R. Forman y et al. (feb. de 2009a). «Chandra Cluster Cosmology Project. II. Samples and X-Ray Data Reduction». En: *Astrophys. J.* 692, págs. 1033-1059. DOI: [10.1088/0004-637X/692/2/1033](https://doi.org/10.1088/0004-637X/692/2/1033). arXiv:[0805.2207](https://arxiv.org/abs/0805.2207) (vid. pág. 77).
- Vikhlinin, A. y col. (feb. de 2009b). «Chandra Cluster Cosmology Project III: Cosmological Parameter Constraints». En: *Astrophys. J.* 692, págs. 1060-1074. DOI: [10.1088/0004-637X/692/2/1060](https://doi.org/10.1088/0004-637X/692/2/1060). arXiv:[0812.2720](https://arxiv.org/abs/0812.2720) (vid. págs. 77, 95).

- Voit, G. (abr. de 2005). «Tracing cosmic evolution with clusters of galaxies». En: *Reviews of Modern Physics* 77, págs. 207-258. DOI: [10.1103/RevModPhys.77.207](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.77.207). eprint: [astro-ph/0410173](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0410173) (vid. pág. 17).
- von der Linden, A. y col. (mar. de 2014). «Weighing the Giants - I. Weak-lensing masses for 51 massive galaxy clusters: project overview, data analysis methods and cluster images». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 439, págs. 2-27. DOI: [10.1093/mnras/stt1945](https://doi.org/10.1093/mnras/stt1945). arXiv:[1208.0597](https://arxiv.org/abs/1208.0597) (vid. pág. 53).
- Wald, Robert (1984). *General Relativity*. The University of Chicago Press. ISBN: 0226870332 (vid. págs. 27, 28).
- Walsh, D., R. Carswell y R. Weymann (mayo de 1979). «0957 + 561 A, B - Twin quasistellar objects or gravitational lens». En: *Nature* 279, págs. 381-384. DOI: [10.1038/279381a0](https://doi.org/10.1038/279381a0) (vid. pág. 26).
- Wambsganss, J. (ago. de 1998). «Gravitational Lensing in Astronomy». En: *Living Reviews in Relativity* 1. DOI: [10.12942/lrr-1998-12](https://doi.org/10.12942/lrr-1998-12). eprint: [astro-ph/9812021](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9812021) (vid. pág. 35).
- Wambsganss, J., R. W. Schmidt, W. Colley, T. Kundić y E. L. Turner (oct. de 2000). «Microlensing results from APO monitoring of the double quasar Q0957+561A,B between 1995 and 1998». En: *Astron. Astrph.* 362, págs. L37-L40. eprint: [astro-ph/0010232](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0010232) (vid. págs. 47-49).
- Wang, W. y S. D. M. White (ago. de 2012). «Satellite abundances around bright isolated galaxies». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 424, págs. 2574-2598. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2012.21256.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2012.21256.x). arXiv:[1203.0009](https://arxiv.org/abs/1203.0009) [[astro-ph](https://arxiv.org/abs/astro-ph).C0] (vid. pág. 16).
- Watson, W. A., I. T. Iliev, J. M. Diego, S. Gottlöber, A. Knebe, E. Martínez-González y G. Yepes (feb. de 2014). «Statistics of extreme objects in the Juropa Hubble Volume simulation». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 437, págs. 3776-3786. DOI: [10.1093/mnras/stt2173](https://doi.org/10.1093/mnras/stt2173). arXiv:[1305.1976](https://arxiv.org/abs/1305.1976) (vid. pág. 116).
- Wechsler, R. H., A. R. Zentner, J. S. Bullock, A. V. Kravtsov y B. Allgood (nov. de 2006). «The Dependence of Halo Clustering on Halo Formation History, Concentration, and Occupation». En: *Astrophys. J.* 652, págs. 71-84. DOI: [10.1086/507120](https://doi.org/10.1086/507120). eprint: [astro-ph/0512416](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0512416) (vid. pág. 106).
- Weedman, D. W. (1986). *Quasar astronomy* (vid. pág. 11).
- Weinberg, S. (jul. de 1972). *Gravitation and Cosmology: Principles and Applications of the General Theory of Relativity*, pág. 688 (vid. pág. 11).
- Weymann, R. J. y et. al. (jun. de 1980). «The triple QSO PG1115+08 - Another probable gravitational lens». En: *Nature* 285, págs. 641-643. DOI: [10.1038/285641a0](https://doi.org/10.1038/285641a0) (vid. pág. 26).
- White, M., Z. Zheng, M. J. I. Brown, A. Dey y B. T. Jannuzi (feb. de 2007). «Evidence for Merging or Disruption of Red Galaxies from the Evolution of Their Clustering». En: *Astrophys. J. Let.* 655, págs. L69-L72. DOI: [10.1086/512015](https://doi.org/10.1086/512015). eprint: [astro-ph/0611901](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0611901) (vid. pág. 16).
- White, S. D. M. y M. J. Rees (mayo de 1978). «Core condensation in heavy halos - A two-stage theory for galaxy formation and clustering». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 183, págs. 341-358. DOI: [10.1093/mnras/183.3.341](https://doi.org/10.1093/mnras/183.3.341) (vid. pág. 13).
- Wright, C. O. y T. G. Brainerd (mayo de 2000). «Gravitational Lensing by NFW Halos». En: *Astrophys. J.* 534, págs. 34-40. DOI: [10.1086/308744](https://doi.org/10.1086/308744) (vid. pág. 42).

- Yang, X., H. J. Mo y F. C. van den Bosch (mar. de 2008). «Galaxy Groups in the SDSS DR4. II. Halo Occupation Statistics». En: *Astrophys. J.* 676, 248-261, págs. 248-261. DOI: [10.1086/528954](https://doi.org/10.1086/528954). arXiv:[0710.5096](https://arxiv.org/abs/0710.5096) (vid. págs. [15](#), [16](#), [103](#)).
- Yang, X., H. J. Mo, F. C. van den Bosch e Y. P. Jing (feb. de 2005). «A halo-based galaxy group finder: calibration and application to the 2dFGRS». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 356, págs. 1293-1307. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2005.08560.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2005.08560.x). eprint: [astro-ph/0405234](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0405234) (vid. pág. [102](#)).
- Yang, X., H. J. Mo, F. C. van den Bosch, A. Pasquali, C. Li y M. Barden (dic. de 2007). «Galaxy Groups in the SDSS DR4. I. The Catalog and Basic Properties». En: *Astrophys. J.* 671, págs. 153-170. DOI: [10.1086/522027](https://doi.org/10.1086/522027). arXiv:[0707.4640](https://arxiv.org/abs/0707.4640) (vid. págs. [15](#), [102](#)).
- Yang, X., H. J. Mo, F. C. van den Bosch, Y. Zhang y J. Han (jun. de 2012). «Evolution of the Galaxy-Dark Matter Connection and the Assembly of Galaxies in Dark Matter Halos». En: *Astrophys. J.* 752, 41, pág. 41. DOI: [10.1088/0004-637X/752/1/41](https://doi.org/10.1088/0004-637X/752/1/41). arXiv:[1110.1420](https://arxiv.org/abs/1110.1420) (vid. págs. [100](#), [102](#), [111](#), [112](#)).
- York, D. G., J. Adelman, J. E. Anderson Jr., S. F. Anderson, J. Annis y et al. (sep. de 2000). «The Sloan Digital Sky Survey: Technical Summary». En: *Astron. J.* 120, págs. 1579-1587. DOI: [10.1086/301513](https://doi.org/10.1086/301513). eprint: [astro-ph/0006396](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0006396) (vid. pág. [100](#)).
- Zabludoff, A. y J. Mulchaey (mar. de 1998). «The Properties of Poor Groups of Galaxies. I. Spectroscopic Survey and Results». En: *Astrophys. J.* 496, págs. 39-72. DOI: [10.1086/305355](https://doi.org/10.1086/305355). eprint: [astro-ph/9708132](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9708132) (vid. pág. [20](#)).
- Zavala, J., M. Vogelsberger y M. G. Walker (abr. de 2013). «Constraining self-interacting dark matter with the Milky Way's dwarf spheroidals». En: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 431, págs. L20-L24. DOI: [10.1093/mnrasl/sls053](https://doi.org/10.1093/mnrasl/sls053). arXiv:[1211.6426](https://arxiv.org/abs/1211.6426) [[astro-ph](https://arxiv.org/abs/astro-ph).[C0](https://arxiv.org/abs/astro-ph)] (vid. pág. [116](#)).
- Zhang, C. y col. (jun. de 2016). «A Chandra Study of the Image Power Spectra of 41 Cool Core and Non-cool Core Galaxy Clusters». En: *Astrophys. J.* 823, 116, pág. 116. DOI: [10.3847/0004-637X/823/2/116](https://doi.org/10.3847/0004-637X/823/2/116). arXiv:[1604.04127](https://arxiv.org/abs/1604.04127) (vid. pág. [119](#)).
- Zheng, Z. y D. H. Weinberg (abr. de 2007). «Breaking the Degeneracies between Cosmology and Galaxy Bias». En: *Astrophys. J.* 659, págs. 1-28. DOI: [10.1086/512151](https://doi.org/10.1086/512151). eprint: [astro-ph/0512071](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0512071) (vid. pág. [16](#)).
- Zheng, Z., A. A. Berlind, D. H. Weinberg, A. J. Benson, C. M. Baugh, S. Cole, R. Davé, C. S. Frenk, N. Katz y C. G. Lacey (nov. de 2005). «Theoretical Models of the Halo Occupation Distribution: Separating Central and Satellite Galaxies». En: *Astrophys. J.* 633, págs. 791-809. DOI: [10.1086/466510](https://doi.org/10.1086/466510). eprint: [astro-ph/0408564](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0408564) (vid. págs. [15](#), [16](#)).
- Zwicky, F. (1933). «Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln». En: *Helvetica Physica Acta* 6, págs. 110-127 (vid. págs. [19](#), [21](#)).
- Zwicky, F. (1937a). «Nebulae as Gravitational Lenses». En: *Phys. Rev.* 51 (4), págs. 290-290. DOI: [10.1103/PhysRev.51.290](https://doi.org/10.1103/PhysRev.51.290). URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.51.290> (vid. pág. [26](#)).
- Zwicky, F. (1937b). «On the Probability of Detecting Nebulae Which Act as Gravitational Lenses». En: *Phys. Rev.* 51 (8), págs. 679-679. DOI: [10.1103/PhysRev.51.679](https://doi.org/10.1103/PhysRev.51.679). URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.51.679> (vid. pág. [26](#)).
- Zwicky, F., E. Herzog, P. Wild, M. Karpowicz y C. Kowal (1961). *Catalogue of galaxies and of clusters of galaxies, Vol. I* (vid. pág. [18](#)).

Los abajo firmantes, miembros del Tribunal de Evaluación de tesis, damos Fe que el presente ejemplar impreso, se corresponde con el aprobado por éste Tribunal