

Función de luminosidad de galaxias a partir de corrimientos al rojo fotométricos

Maria Antonela Taverna

UNIVERSIDAD NACIONAL DE CORDOBA

Diciembre, 2014

©FaMAF - UNC

Director: Dr. Ariel Zandivarez



Esta obra se distribuye bajo una [Licencia Creative Commons Atribución 2.5 Argentina](https://creativecommons.org/licenses/by/2.5/arg/).

Función de luminosidad de galaxias a partir de corrimientos al
rojo fotométricos

Maria Antonela Taverna

Director: Dr. Ariel Zandivarez

UNIVERSIDAD NACIONAL DE CORDOBA

Argentina, Diciembre 2014

Que sea rock!

Resumen

En la presente tesis se realizó un análisis de la estima de la Función de Luminosidad (FL) de galaxias a partir del uso de redshifts fotométricos como estimadores de distancias. Se estudiaron dos métodos para estimar la FL. El primero es una adaptación del método no-paramétrico C, mientras que el segundo hace lo propio con el bien conocido método paramétrico STY. Ambas adaptaciones fueron aplicadas a un catálogo sintético construido a partir de la simulación numérica Millennium I en conjunto con un modelo semi-analítico de formación de galaxias. Dichas determinaciones realizadas en un catálogo sintético permitieron cuantificar la confiabilidad de dichos métodos para recuperar la función de luminosidad obtenida a partir de redshifts espectroscópicos. Finalmente, los métodos estudiados fueron aplicados al catálogo observacional Alhambra en seis rangos de redshift diferentes para estimar la función de luminosidad de galaxias a partir de redshift fotométricos.

Palabras Claves: Función de luminosidad de galaxias - Evolución de galaxias - Redshift fotométrico

Códigos de Biblioteca: 98.62.Qy - 98.62.Ve

Índice general

1	Introducción general	5
2	Función de luminosidad de galaxias	7
2.1	Introducción	7
2.2	Cálculo de magnitudes absolutas y corrección K	12
2.3	Evolución de la función de luminosidad	13
2.4	Relevamientos con redshifts espectroscópicos	15
2.5	Métodos para estimar la función de luminosidad	17
2.5.1	$1/V_{max}$	18
2.5.2	Método C	18
2.5.3	Método STY	21
2.5.4	Otros métodos y pruebas	24
2.6	Redshift fotométrico y relevamientos	25
2.6.1	El catálogo JPAS	27
3	Catálogo sintético de galaxias: JPAS	29
3.1	Simulación Numérica Millennium Run I	29
3.2	Modelo semianalítico de formación de galaxias	30
3.3	Catálogo sintético	30
3.4	Análisis del catálogo sintético	34
4	Métodos para estimar la FL utilizando redshift fotométrico	37
4.1	Método C fotométrico	37
4.2	Método C fotométrico modificado	39
4.3	Método STY fotométrico	40
5	Aplicación al catálogo sintético del JPAS	43
5.1	FL con el Método C fotométrico	44

5.2	FL con el Método STY fotométrico	46
6	Aplicación al catálogo observacional ALHAMBRA	53
6.1	El relevamiento ALHAMBRA	53
6.2	FL con el Método C fotométrico	57
6.3	FL con el Método STY fotométrico	59
7	Conclusiones	65
	Bibliografía	69

Capítulo 1

Introducción general

La luz que recibimos desde las galaxias nos proporciona información muy importante permitiéndonos entender la formación y evolución de éstos objetos. Los astrónomos han tratado de cuantificar la naturaleza estadística de la evolución y la estructura a gran escala de las galaxias estudiando su distribución de luminosidades como función del entorno y la época de observación, esta última directamente relacionada con su corrimiento al rojo (redshift). La función de luminosidad (FL) de galaxias es una función de gran interés en astronomía extragaláctica, ya que revela la distribución de los distintos tipos de poblaciones de galaxias según su luminosidad y pone de manifiesto las características físicas de las galaxias.

La FL también se puede utilizar para estudiar las diferentes poblaciones de galaxias ya que presentan distintas características dependiendo su tipo morfológico o color. En general, las galaxias se dividen en dos grandes grupos:

- Tipo Temprano: son mayoritariamente galaxias rojas con poco gas y polvo, y comprende a las galaxias elípticas (E) y lenticulares (S0) de la clasificación morfológica de Hubble.
- Tipo tardío: son galaxias azules, con abundante formación estelar, y que comprende a las galaxias espirales (S) e irregulares (Irr) de la clasificación morfológica de Hubble.

Observando el comportamiento de la FL, se nota una clara dependencia de las distribuciones de las poblaciones de galaxias según su luminosidad para los diferentes tipos.

Si además tenemos en cuenta como varía la FL en diferentes épocas, podremos estudiar la evolución de las diferentes poblaciones de galaxias.

El propósito de este trabajo es poder estudiar la función de luminosidad de galaxias en distintos estados evolutivos. Para llevar esto a cabo, exploraremos diferentes herramientas para el cálculo de la FL, que permitan estudiar la evolución de la población de galaxias de un catálogo fotométrico profundo, como el futuro JPAS (detalles en capítulo 3). Para ello, se aplicarán diferentes métodos para el cálculo de la FL de galaxias de campo sobre las galaxias de un catálogo sintético con evolución construido para el JPAS por [Zandivarez et al. \(2014\)](#). Se tendrá en cuenta la utilización de redshifts fotométricos y sus correspondiente distribución de errores.

Este trabajo está basado en el análisis de simulaciones numéricas cosmológicas de N-cuerpos combinadas con modelos semianalíticos de formación de galaxias, así como también, la aplicación de los diferentes métodos a un catálogo observacional.

Capítulo 2

Función de luminosidad de galaxias

2.1 Introducción

Para entender el comportamiento y las propiedades de las galaxias es necesario entender su formación y evolución. Una manera de hacerlo es diferenciando el comportamiento de las poblaciones de galaxias bajo diferentes condiciones. Esto se puede realizar estudiando las luminosidades de las galaxias y su dependencia con el entorno y el redshift. Una herramienta estadística fundamental para la descripción de las poblaciones de galaxias es la Función de Luminosidad (FL). La FL $\phi(L)$ nos da la densidad numérica de galaxias en función de la luminosidad o magnitud absoluta, en un volumen determinado. [Binggeli et al. \(1988\)](#) la define como una distribución de probabilidades sobre la magnitud absoluta M , la cual satisface:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \phi(M) dM = 1 \quad (2.1)$$

Sea N el número de objetos en un volumen dV en un rango de magnitudes M y $M + dM$. Asumiendo que las magnitudes de estos objetos no se correlacionan con su ubicación en el espacio, es decir que las magnitudes absolutas M (o luminosidades L) son estadísticamente independiente de su distribución espacial, la densidad de probabilidad conjunta $N(M, x, y, z)$, puede ser expresada en una forma separable como el producto de las dos distribuciones univariantes:

$$N(M, x, y, z) dM dV = \phi(M) D(x, y, z) dM dV \quad (2.2)$$

donde, $\phi(M)$ es la función de luminosidad y $D(x, y, z)$ es la función densidad que describe el número de objetos por unidad de volumen.

La evidencia observacional muestra que en la gran mayoría de los casos, un buen ajuste paramétrico a la FL de galaxias es la Función de Schechter (Schechter, 1976), que viene dada por la siguiente expresión

$$\phi(L)dL = \phi^* \left(\frac{L}{L^*} \right)^\alpha \exp \left(\frac{-L}{L^*} \right) \frac{dL}{L^*} \quad (2.3)$$

donde, ϕ^* es la constante de normalización expresada en $Mpc^{-3}h^3$, L^* es la luminosidad característica expresada en L_\odot y α es la pendiente para el extremo débil de las luminosidades. Ésta función se puede expresar también en términos de la magnitud absoluta utilizando una simple relación:

$$\frac{L}{L^*} = 10^{-0,4(M-M^*)} \quad (2.4)$$

De esta manera, la ecuación 2.3 para la Función de Schechter queda

$$\phi(M)dM = (0,4 \ln 10) \phi^* (10^{-0,4(M-M^*)})^{1+\alpha} \exp(10^{-0,4(M-M^*)}) dM \quad (2.5)$$

donde M^* es la magnitud característica. La función de Schechter se puede describir por una función exponencial que representa las magnitudes mas brillantes que M^* y una ley de potencias la cual ajusta las magnitudes mas débiles a través del parámetro α . M^* indica el punto en el cual la función exponencial deja de dominar y la FL comienza a comportarse como una ley de potencias. Los tres parámetros (M^* , ϕ^* y α) se determinan empíricamente. Hay que tener en cuenta que los parámetros pueden variar dependiendo de la banda en la cual se estén calculando las magnitudes absolutas.

El parámetro α define el comportamiento de la FL para magnitudes débiles, es decir, me da información de la cantidad de galaxias de baja luminosidad. Como se observa en la figura 2.1, en general los valores de α varían entre $-0,5$ y $-1,5$.

Usualmente, la FL $\phi(M)$ es graficada utilizando el logaritmo, y de ésta forma se obtiene un comportamiento plano en el extremo débil para $\alpha = -1$, permitiendo realizar un análisis más cualitativo de la FL. En el panel inferior de la figura 2.1 se puede notar el comportamiento de la FL para los tres valores de α , y podemos observar como cambia la pendiente de la función dependiendo del parámetro α . Se observa que la función crece

sostenidamente para $\alpha \leq -1$, lo cual es un indicativo de un número considerablemente elevado de galaxias débiles.

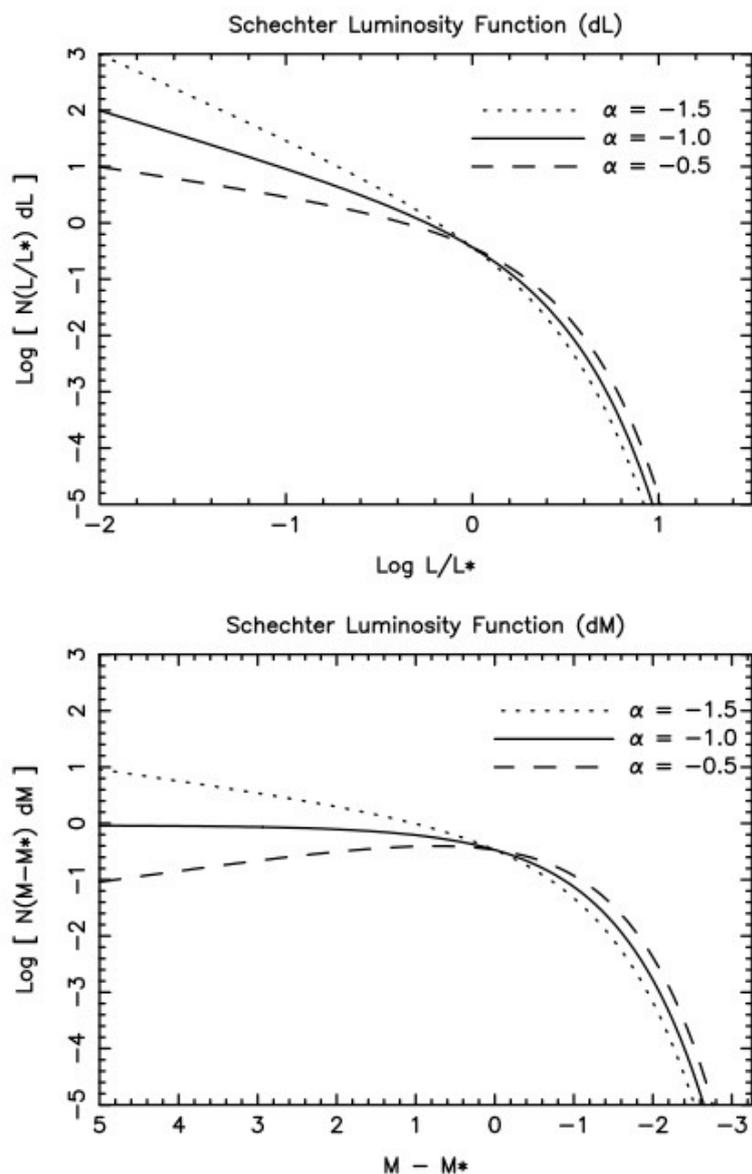


Figura 2.1: Función de luminosidad de Schechter para tres valores diferentes del parámetro α . *Panel superior:* Función de luminosidad en términos de la luminosidad. *Panel inferior:* Función de luminosidad en términos de magnitud absoluta.

Estudios anteriores han estimado la FL teniendo en cuenta el ambiente en el que se encuentran las galaxias, es decir, si pertenecen a grupos, cúmulos, o si son galaxias de campo. Éstos estudios sugieren una dependencia de la FL con el entono , pero todavía sigue siendo tema de debate la existencia de una FL "Universal". También se han

llevado a cabo estudios que comparan la FL para distintos conjuntos de galaxias, y de esta forma tienen en cuenta las diferentes propiedades físicas que poseen. Generalmente se estima la FL separando las galaxias por morfología o por color :

- Morfología : Espirales(S), Elípticas(E), Lenticulares(SO), Enanas(dE), Irregulares(Irr).
- Color : Rojas (Tipo Temprano), Azules (Tipo Tardío).

La clasificación de galaxias por morfología dada por la secuencia de Hubble, tiene una gran desventaja a la hora de cuantificar las galaxias. Han surgido varias técnicas automáticas de identificación utilizando perfiles de luminosidad, pero éstas técnicas no pueden ser aplicadas a muestras de galaxias que tienen una resolución angular de la imagen similar al tamaño de la galaxias, donde los perfiles no pueden ser ajustados. Una alternativa es clasificar las muestras de galaxias por color ya que son mucho más fáciles de medir que la morfología. Las muestras de galaxias en un amplio rango de magnitudes absolutas presentan una distribución en color bimodal. De esta forma la distribución de galaxias con magnitud absoluta brillantes está dominada por galaxias rojas de baja formación estelar denominadas galaxias tipo tempranas mientras que para galaxias de baja luminosidad, la población dominante son las galaxias azules con abundante formación estelar, denominadas galaxias tipo tardías.

Se puede notar una clara dependencia en la FL para los diferentes tipos de galaxias que se trabajan. En particular, si analizamos los parámetros de Schechter para la FL para galaxias tipo temprano ó galaxias E y SO, el valor de α típico es $\alpha = -0,5$ y el valor $\alpha = -1,5$ es típico de galaxias tipo tardías, ó con morfologías S y Irr. Es decir, que en el extremo débil la población dominante son las galaxias azules. Mientras que M^* para galaxias tipo tempranas es más brillante que M^* perteneciente a la FL de galaxias tipo tardío. En la figura 2.2 se puede ver el comportamiento de la función de luminosidad para dos entornos diferentes y para los diferentes tipos morfológicos. En el panel superior se observa la FL de las galaxias de campo del grupo local y en el panel inferior la FL de las galaxias pertenecientes al cúmulo de Virgo.

Por lo tanto, cuando determinamos la FL debemos especificar de que tipo de objeto se trata, la banda en que se calculan las magnitudes y en que ambiente se encuentran. Si contamos con la FL para diferentes poblaciones en distintos rangos de redshift podremos estudiar su evolución.

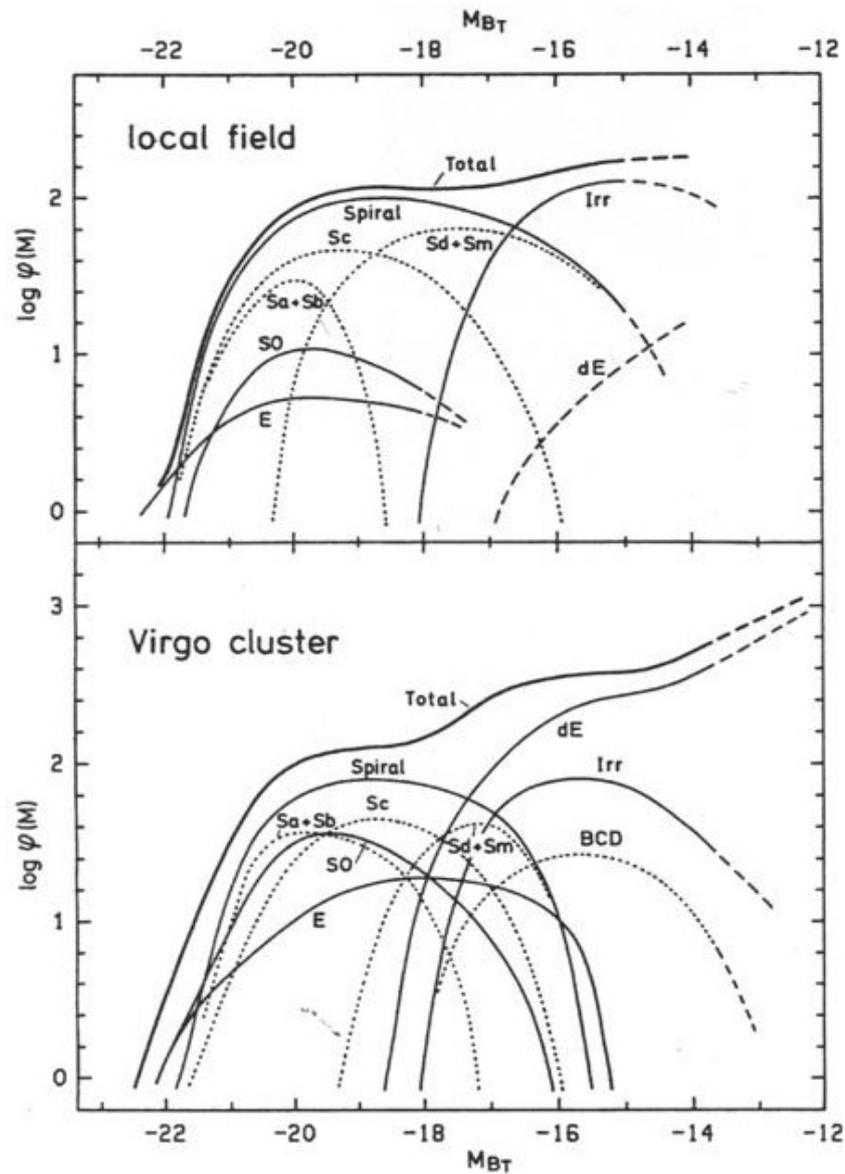


Figura 2.2: Función de luminosidad para dos muestras de galaxias en entornos diferentes. *Panel superior:* Galaxias de campo del grupo local. *Panel inferior:* Galaxias pertenecientes al Cúmulo de galaxias Virgo. (figura extraída de [Binggeli et al. \(1988\)](#)).

2.2 Cálculo de magnitudes absolutas y corrección K

Las magnitudes absolutas son estimadas usando el modulo de distancia el cual establece una relación entre el brillo aparente de un objeto, su brillo intrínseco y la distancia a la que se encuentra. Para una galaxia con una magnitud aparente observada m y redshift z , su magnitud absoluta está dada por:

$$M - 5\log(h) = m - 5\log(d_L) - 25 - A_g(l, b) - K(z) - E(z) \quad (2.6)$$

la cual tiene incluida las correcciones por extinción galáctica, $A_g(l, b)$, evolución, $E(z)$ (Ver §2.3) y corrección K, $K(z)$. La cantidad d_L es la distancia en luminosidad y utilizando la cosmología Λ CDM, está definida como:

$$d_L = (1+z) \frac{c}{H_0} \int_0^z \frac{dz}{\sqrt{(1+z)^3 \Omega_m + (1+z)^2 \Omega_k + \Omega_\Lambda}} \quad (2.7)$$

donde Ω_m , Ω_k y Ω_Λ representan la densidad de materia, curvatura y densidad de energía respectivamente en $z = 0$, c es la velocidad de la luz y H_0 es la constante de Hubble.

Poder contar con un modelo de la evolución de las galaxias y de la corrección K es una parte vital para el análisis de los relevamientos de galaxias. Si $K(z)$ y $E(z)$ no se representan adecuadamente, puede afectar negativamente a la determinación exacta de la FL, ya que sólo cuando dichas correcciones se han hecho con precisión, el supuesto de separabilidad entre la densidades de probabilidad $\phi(M)$ y $D(x, y, z)$, será válido (ver ecuación 2.2).

La corrección K, $K(z)$, es la corrección aplicada a la magnitud absoluta debido a que el universo se encuentra en expansión. Nos permite transformar la longitud de onda observada λ_0 , cuando la medimos a través de un filtro, a un redshift z , a la longitud de onda emitida, λ_e en el sistema en reposo a $z = 0$. Si se quiere comparar las mediciones de objetos a diferentes redshifts, a través de un filtro, es necesario aplicar éstas correcciones a las mediciones. Es decir, la corrección K es una corrección a la magnitud (flujo) de un objeto, que permite una medición de una cantidad de luz desde un objeto a un redshift dado, para convertirse en una medida equivalente en el sistema en reposo del objeto. Si se pudiera medir toda la luz de un objeto en todas las longitudes de onda (flujo bolométrico) no sería necesaria esta corrección.

La corrección K depende del tipo de filtro usado para las observaciones, del corrimiento al rojo y de la forma del espectro del objeto. Si se dispone de mediciones de

fotometría multicolor para un objeto, es decir, la distribución espectral de energía (SED), las correcciones K pueden ser computadas ajustando la SED con espectros teóricos o empíricos.

2.3 Evolución de la función de luminosidad

Desde el punto de vista práctico, un aspecto frustrante en el estudio de la evolución de las galaxias reside en la incapacidad para trazar los procesos de evolución individual de una galaxia a través de las eras cosmológicas. No se tiene una teoría completa y concisa de formación y evolución de galaxias, pero podemos estudiar las propiedades estadísticas de las poblaciones de galaxias a diferentes épocas, es decir, la FL a diferentes redshift.

Observando como varía la FL se pueden notar dos formas típicas de evolución:

- Evolución Pura en Luminosidad.
- Evolución Pura en Densidad Numérica.

En el escenario de la evolución pura en luminosidad (EPL), se supone que las galaxias masivas fueron ensambladas y la mayor parte de sus estrellas formadas a alto redshift y han evolucionado sin tener eventos de fusión. La corrección aplicada al módulo de distancia por esta forma de evolución es en redshift y depende del tipo de galaxia. Éste método adopta una forma paramétrica estricta, dada por la ecuación

$$L^*(z) = L^*(0)(1+z)^\beta \quad (2.8)$$

donde β es el parámetro de evolución y depende del tipo de galaxia, pero es muy frecuente que se adopte una corrección global. Si se aplica esta corrección a las magnitudes, la corrección por evolución $E(z)$ se puede escribir como:

$$M^* = M_0^* - E(z) \quad (2.9)$$

$$E(z) = -\beta 2,5 \log_{10}(1+z) \quad (2.10)$$

Por otro lado, la evolución pura en densidad numérica (EPD) asume que las galaxias eran mas numerosas en el pasado, pero han tenido procesos de fusión. El tratamiento

para este tipo de evolución puede ser expresado por la siguiente expresión:

$$\phi^*(z) = \phi_0^*(z)(1+z)^\gamma \quad (2.11)$$

donde γ es el parámetro de evolución en densidad numérica. Asumiendo un modelo o una combinación de ambos, se lo puede aplicar a observables y encontrar los parámetros de $E(z)$ a través de una técnica de máxima probabilidad (maximum likelihood). En la Figura 2.3, se puede observar un ejemplo la FL de Schechter calculada por [Norberg et al. \(2002\)](#) para diferentes parámetros de evolución β y γ a un redshift fijo $z = 0,2$.

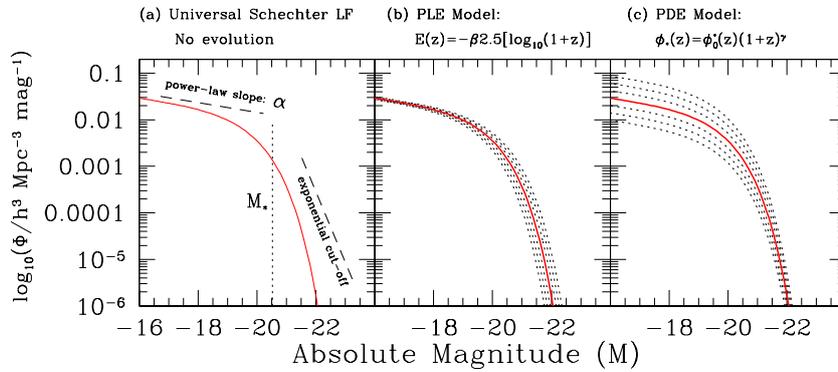


Figura 2.3: Función de luminosidad de Schechter utilizando los resultados de [Norberg et al. \(2002\)](#). En el *Panel (a)* se muestra la FL de Schechter con parámetros: $\alpha = -1,21$, $M^* = -19,61$ y $\phi^* = 1,61 \times 10^{-2} h Mpc^{-3}$. En el *Panel (b)* se observa el efecto de evolución pura en luminosidad para diferentes valores de β (Ecuación 2.10). En el *Panel (c)* se muestra la FL con evolución pura en densidad numérica para distintos valores de γ (Ecuación 2.11). (figura extraída de [Johnston \(2011\)](#)).

En el panel (a), $\phi(M)$ es graficada en el espacio logarítmico, sin tener en cuenta los procesos evolutivos. Los parámetros de Schechter son : $\alpha = -1,21$, $M^* = -19,61$ y $\phi^* = 1,61 \times 10^{-2} h Mpc^{-3}$. En el panel (b), se puede notar como la EPL afecta la forma de la FL utilizando la ecuación 2.10 en la función de Schechter para diferentes valores de β : $[1,5, 1,0, 0,5, -0,5, -1,0, -1,5]$, a un redshift fijo $z = 0,2$. Como era de esperar, la LF es afectada sólo en magnitud y es independiente de cualquier cambio en densidad numérica. En el panel (c) se muestra el caso donde sólo esta presente el cambio por EPD, adoptando la ecuación 2.11, para distintos valores de γ : $[6,0, 4,0, 2,0, -2,0, -4,0, -6,0]$. Claramente la forma de la FL es dominada ahora por los corrimientos en la dirección de ϕ .

Si bien una de las maneras de estudiar la evolución de la FL es utilizando EPL y EPD, existen en la literatura otras técnicas que no requieren una formulación paramétrica para su modelo evolutivo.

La importancia de conocer la FL de las distintas poblaciones de galaxias y a diferentes redshifts reside en la posibilidad de estudiar la evolución de dichas poblaciones desde el universo antiguo hasta el presente. Una manera de notar la evolución de la FL es observando el cambio de los parámetros de evolución β y γ , para distintos rangos de redshifts. De ésta forma podremos definir 'trazas evolutivas' que podrán ser comparadas con modelos de formación y evolución de galaxias.

2.4 Relevamientos con redshifts espectroscópicos

Los relevamientos en redshift espectroscópicos para galaxias son de gran importancia para el entendimiento de la formación, evolución y distribución de galaxias en el universo. Nos brindan la mayor parte de la información necesaria para poder entender dichos procesos.

En los años previos a 1970, los modelos de estructura del universo estaban basados en las distribuciones de galaxias observadas proyectadas en el plano del cielo. Para tener información en 3 dimensiones, inevitablemente era necesario contar con las mediciones de las distancias de estos objetos. De esta forma surgieron los relevamientos en redshift para estudiar miles de galaxias en un volumen considerable del cielo. Utilizando estos relevamientos fue posible estimar la FL de galaxias, ya que necesariamente para obtener la magnitud absoluta M hace falta conocer el redshift.

Los relevamientos observacionales son limitados en magnitud aparente debido a limitaciones intrínsecas de los detectores. Galaxias intrínsecamente débiles sólo podrán ser observadas a distancias cercanas, y la muestra con la que se trabajará no será completa en volumen, proporcionando una de las mayores dificultades a la hora de estimar la FL. En la Figura 2.4, M vs Z , se puede observar la incompletitud de la muestra, donde la envolvente caracteriza a la magnitud aparente límite del catálogo.

Existen diferentes métodos para estimar la FL que tienen en cuenta dicha dificultad. Para realizar una buena estima de la FL, además de conocer el redshift y lograr obtener una muestra completa en volumen, se necesitan relevamientos a alto redshift para contar con volúmenes grandes y de esta manera no viciar la estima al caer en una subestructura densa.

Se han realizado numerosos trabajos para estimar la FL de galaxias de campo. Los primeros trabajos en el universo local ($z < 0,2$) fueron realizados utilizando datos de rele-

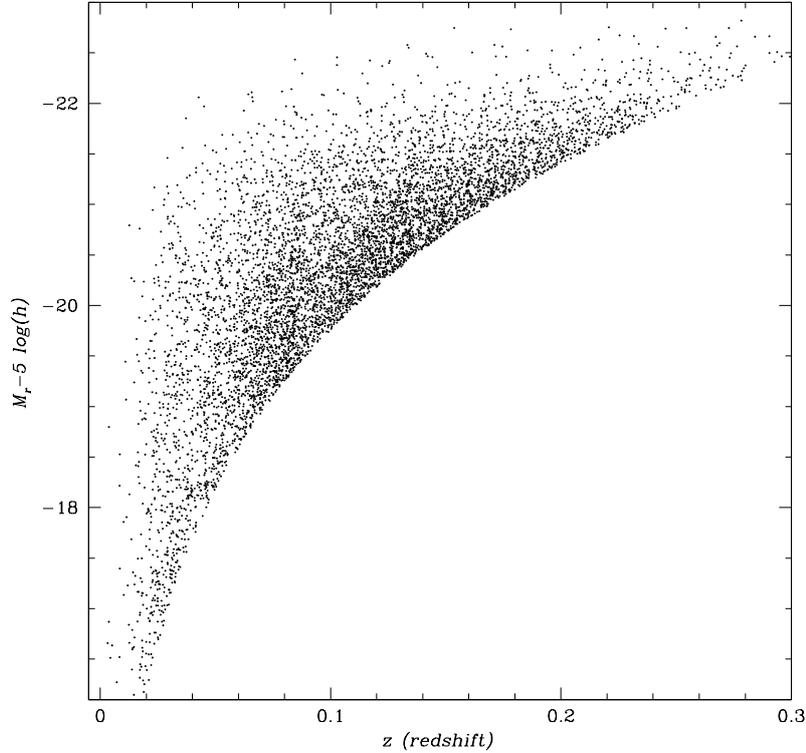


Figura 2.4: Gráfico de la magnitud absoluta en la banda r en función del redshift. La envolvente indica el corte en magnitud aparente.

vamientos como el Cfa Redshift Surveys (de Lapparent et al., 1989; Marzke et al., 1994), Stromlo-APM Redshift Survey(S-APM)(Loveday et al., 1992), Las Campanas (LCRS) (Lin et al., 1996), ESO Slice Project (ESP) (Zucca et al., 1997), el cual alcanza 2 magnitudes más débiles que los relevamientos anteriores, y comparando se notan fluctuaciones en los parámetros de ajuste M^* y α . Esta discrepancia se debe a la incompletitud de las muestras y a las variaciones de los relevamientos mas antiguos. Luego, con el surgimiento de relevamientos con un gran número de galaxias como el SDSS-DR2 (Blanton et al., 2003), SDSS-DR6 (Montero-Dorta & Prada, 2009) y el 2DFGRS (Norberg et al., 2002), el parámetro α de la FL total se estabilizó en valores alrededor de $\alpha \sim -1,2$. En la tabla 2.1 se pueden observar las variaciones de los parámetros de Schechter para los diferentes catálogos con su respectivo corte en magnitud aparente como también la cantidad de galaxias utilizadas para estimar la función de luminosidad.

Con el surgimiento de relevamientos profundos con redshift se han podido realizar estudios de la FL a redshift intermedio ($z < 1,5$) utilizando relevamientos como el Canada-France Redshift Survey (CFRS) (Lilly & Park, 1995), Autofib (Ellis et al.,

Cuadro 2.1: Parámetros de Schechter de la FL estimada para diferentes relevamientos a bajo redshift ($z \leq 0,2$). (tabla extraída de [Johnston \(2011\)](#)).

<i>Catalogo</i> ($z \leq 0,2$)	<i>Redshift</i>	m_{lim}	N_{gal}	M^*	α
Cfa (Marzke et al., 1994)	$z \sim 0,05$	$m_z = 15,55$	9063	$-18,8 \pm 0,3$	$-1,0 \pm 0,2$
S-APM (Loveday et al., 1992)	$z \sim 0,1$	$b_j = 17,15$	1769	$-19,50 \pm 0,13$	$-0,97 \pm 0,15$
LCRS (Lin et al., 1996)	$z \sim 0,1$	$r \leq 17,5$	18.678	$-20,29 \pm 0,02$	$-0,70 \pm 0,05$
ESP (Zucca et al., 1997)	$z \leq 0,2$	$b_j = 19,40$	3342	$-19,16$	$-1,22$
2dFGRS (Norberg et al., 2002)	$z < 0,2$	$b_j = 19,45$	110500	$-19,66 \pm 0,07$	$-1,21 \pm 0,03$
SDSS-DR2 (Blanton et al., 2003)	$z = 0,1$	$r^* = 17,79$	147986	$-20,44 \pm 0,01$	$-1,05 \pm 0,01$
SDSS-DR6 (Montero-Dorta & Prada, 2009)	$0,02 < z < 0,1$	$r^* = 17,77$	516891	$-20,73 \pm 0,02$	$-1,23 \pm 0,02$

Notas: Las columnas indican lo siguiente: (1): Relevamiento y paper del cual fueron calculados los parámetros, (2): Redshift, (3): Magnitud aparente límite del relevamiento, (4): Número de galaxias de la muestra, (5) y (6): Parámetros de Schechter.

Cuadro 2.2: Relevamientos a redshift intermedios ($z \leq 1,5$). (tabla extraída de [Johnston \(2011\)](#)).

<i>Survey</i> ($z \leq 1,5$)	<i>Redshift</i>	m_{lim}	N_{gal}
CFRS (Lilly & Park, 1995)	$0 < z < 1,0$	$17,5 < I_{AB} < 22,5$	730
Autofib (Ellis et al., 1996)	$0 < z < 0,75$	$11,5 < b_j < 24,0$	1700
CNOC I (Lin et al., 1997)	$0,2 < z < 0,6$	<i>variable</i>	389
CNOC II (Lin et al., 1999)	$0,12 < z < 0,55$	$17,0 < R_C < 21,5$	2000
VVDS (Ilbert et al., 2005)	$0,4 < z < 1,0$	$I_{AB} = 24,0$	4160
DEEP2 (Willmer et al., 2006)	$z \leq 1,0$	$R_{AB} = 25,5$	10000
ZCOSMOS (Zucca et al., 2009)	$z \leq 1,0$	$15 \leq I \leq 22,5$	8478

Notas: Las columnas indican lo siguiente: (1): Relevamiento y paper del cual fue estimada la FL, (2): Redshift, (3): Magnitud aparente límite del relevamiento, (4): Número de galaxias de la muestra.

1996), The Canadian Network for Observational Cosmology Survey I y II (CNOC) ([Lin et al., 1997, 1999](#)), Vimos-VLT Deep Survey (VVDS) ([Ilbert et al., 2005](#)), The Deep Extragalactic Evolutionary Probe 2 (DEEP2) ([Willmer et al., 2006](#)) y el mas reciente ZCOSMOS ([Zucca et al., 2009](#)). En la tabla 2.2 se muestran detalladamente los relevamientos junto con el rango de redshift, el corte en magnitud aparente y el número de galaxias. A pesar de que éstos catálogos espectroscópicos alcanzan magnitudes límites más débiles, el número de galaxias es reducido.

2.5 Métodos para estimar la función de luminosidad

Los métodos de estimación de la FL fueron desarrollados teniendo en cuenta las limitaciones en magnitud aparente de los relevamientos.

2.5.1 $1/V_{max}$

Uno de los métodos mas populares es el $1/V_{max}$ propuesto por Schmidt (1968). Es un estimador de máxima probabilidad y se basa en la suposición de una distribución espacial de galaxias uniforme localmente, es decir, $D(x, y, z)$ constante (Ver ecuación 2.2). Dada una magnitud absoluta, la FL diferencial en un volumen se puede escribir como:

$$\phi(M) = \sum_{j=1}^N \frac{1}{V_{max}(j)} \quad (2.12)$$

donde V_{max} es el volumen correspondiente a la máxima distancia a la que una galaxia "j" puede ser observada y aún seguir perteneciendo a la muestra. De esta manera se puede compensar las galaxias con magnitudes aparentes débiles que no se pueden observar. En un rango de magnitudes $[M - dM/2, M + dM/2]$ la FL se puede calcular sumando las galaxias por intervalo de magnitud y de volumen, utilizando la ecuación

$$\phi(M) = \sum_{j=1}^N \frac{N(M - dM/2 \leq M_j \leq M + dM/2)}{V_{max}(j)} \quad (2.13)$$

donde N es el número total de galaxias. El volumen V_{max} puede ser determinado teniendo en cuenta la distancia en luminosidad d_L (ver ecuación 2.7):

$$V_{max} = \frac{c}{H_0} \int_{\Omega} \int_{z_{min}}^{z_{max}} \frac{d_L^2}{(1+z)^2 \sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_k(1+z)^2 + \Omega_\Lambda}} dz d\Omega \quad (2.14)$$

2.5.2 Método C

El Método C (Lynden-Bell, 1971) fue simplificado y desarrollado por Choloniewski (1987) para obtener simultáneamente la forma de la FL ($\phi(M)$) y su normalización. Éste método, al contrario que el método $1/V_{max}$, no necesita asumir nada sobre la distribución de galaxias. El Método C nos permite estimar la FL acumulada, $\psi(M)$:

$$\psi(M) = \int \phi(M) dM \quad (2.15)$$

Sea $X(M)$ el número de galaxias observables mas brillantes que M . En general, la variación en el número de objetos observados no es la misma que la variación en la

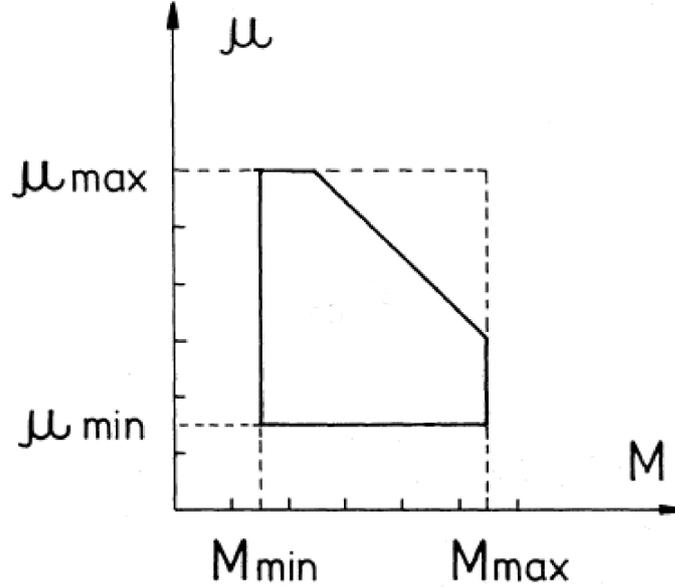


Figura 2.5: Distribución de galaxias en el plano M - μ , teniendo en cuenta las magnitudes absolutas límites (líneas a trazos) y la magnitud aparente límite (línea inclinada). (figura extraída de [Choloniewski \(1987\)](#)).

distribución real ya que las galaxias más débiles no las puedo detectar.

$$\frac{d\psi(M)}{\psi(M)} > \frac{dX(M)}{X(M)} \quad (2.16)$$

En la Figura 2.5 podemos observar como se distribuyen las galaxias en el plano (M, μ) , donde $\mu = m - M$ es el módulo de distancia. La línea inclinada representa el corte en magnitud aparente, la cual separa el conjunto de galaxias observables mas brillantes que M , $X(M)$, del número de galaxias real $\psi(M)$. Éste método consiste en definir un número C , el cual es un subconjunto de $X(M)$, que satisface:

$$\frac{d\psi(M)}{\psi(M)} = \frac{dX(M)}{C(M)} \quad (2.17)$$

y la FL la obtengo utilizando la ecuación:

$$\psi(M) = A \exp \left\{ \int_{-\infty}^M \frac{dX}{C} \right\} \quad (2.18)$$

donde $C(M)$ representa el número total de objetos observables mas brillantes que M que pueden ser observados si su magnitud fuese M . Sin embargo, se requiere que la FL

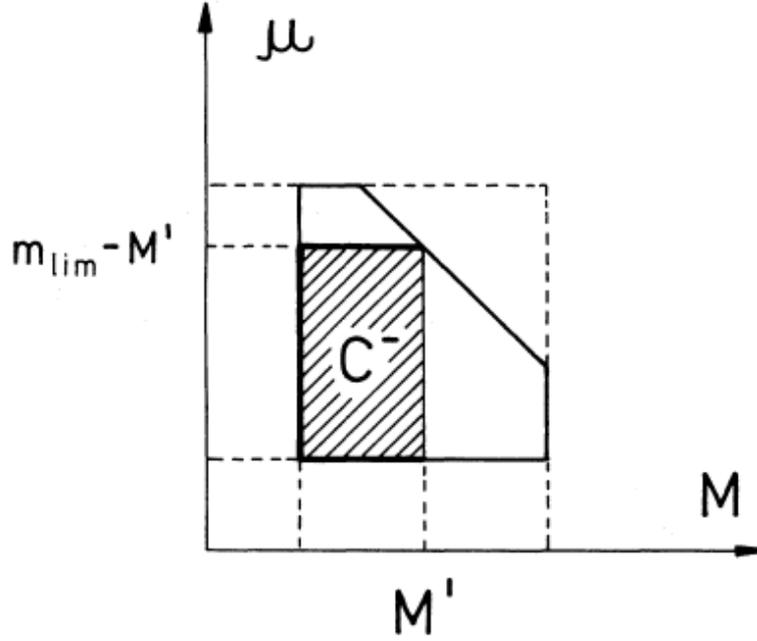


Figura 2.6: Ilustración de la definición de la función $C^-(M)$. Valor correspondiente al número de galaxias observadas en el cuadro sombreado. (Figura 2 extraída de la publicación realizada por [Choloniewski \(1987\)](#)).

diferencial, $\phi(M)$, y la función distribución de densidad, $\rho(z)$, sean representadas por una serie de funciones de Dirac, dadas por:

$$\phi(M) = \sum_i^N \psi_i \delta(M - M_i) \quad (2.19)$$

$$\rho(Z) = \sum_i^N d_i \delta(Z - Z_i) \quad (2.20)$$

donde ψ_i y d_i , son sus respectivos coeficientes.

Choloniewski encontró una relación recursiva para poder obtener la FL acumulada calculando únicamente el valor de $C^-(M)$, donde $C^-(M_i)$ es el valor de C menos la galaxia M_i :

$$\psi_{k+1} = \psi_k \frac{C_k^-(M) + 1}{C_{k+1}^-(M)} \quad (2.21)$$

Por lo tanto la FL acumulada se puede escribir:

$$\psi(M_k) = \int_{M_{min}}^M \phi(M) dM = \psi_1 \prod_{j=1}^k \left[\frac{C_k^-(M) + 1}{C_k^-(M)} \right] \quad (2.22)$$

donde $C_k \equiv C^-(M_k)$. Se puede utilizar la ecuación anterior para definir el número total de galaxias N_t como:

$$N_t = \sum_i^N \psi_i \sum_j^N d_j = \prod_{j=1}^N \left[\frac{C_k^-(M) + 1}{C_k^-(M)} \right] \quad (2.23)$$

De esta forma la FL diferencial normalizada $\phi(M)$ se obtiene a partir de la ecuación:

$$\phi(M) = \frac{\sum_i^{M_i \in [M, M+\Delta M]} \psi_i \sum_{j=1}^N d_j}{V \Delta M} \quad (2.24)$$

Así logramos una muestra completa en volumen como se puede notar en la parte sombreada de la figura 2.6, y podemos estimar la FL sin perder las galaxias débiles.

2.5.3 Método STY

El Método STY (Sandage-Tammann-Yahil, [Sandage et al. 1979](#)) es un método paramétrico para ajustar la FL utilizando una técnica de máxima probabilidad, teniendo en cuenta únicamente el valor de la magnitud absoluta M_i . Se asume una función analítica con parámetros $\vec{a} = (a_1, a_2, \dots, a_n)$ y se calcula el *likelihood* (\mathcal{L}):

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^N p_i(M_i, z_i) \quad (2.25)$$

donde p_i es la probabilidad de encontrar un objeto con magnitud absoluta M_i :

$$p_i \equiv \frac{\phi(M_i)}{\int_{M_{bright}(z_i)}^{M_{faint}(z_i)} \phi(M) dM} \quad (2.26)$$

donde $M_{bright}(z_i)$ y $M_{faint}(z_i)$ son las magnitudes absolutas más brillantes y más débiles observadas en la muestra, ubicadas en el redshift de la galaxia considerada con su correspondiente corrección $K(z) + E(z)$.

En general, la función analítica utilizada para ajustar la función de luminosidad es la de Schechter (ecuación 2.5) y los parámetros de ajuste son $\vec{a} = (M^*, \alpha)$. Notar que el parámetro ϕ^* no se puede obtener con éste método ya que en la función de Schechter aparece como una constante multiplicativa y por lo tanto no influye en el cálculo de la probabilidad p_i . El método calcula la probabilidad de que los datos sean bien ajustados dados los parámetros. Es decir, nos dice qué tan bien reproducen los datos a las predicciones del modelo.

Finalmente, para encontrar los parámetros M^* y α que mejor ajustan los datos el método propone maximizar la función *likelihood* y de esa manera encontrar los valores de los parámetros más probables. Existen muchas formas para maximizar la función *likelihood*. El método mas directo, es mapear el espacio de parámetros y calcular el valor del *likelihood* para todos los pares de parámetros (M_*, α) de cada celda obteniendo un mapa de isoprobabilidades en el espacio de parámetros, y obtener su máximo, pero esto es muy costoso computacionalmente.

Cadenas de Marko Monte Carlo

Un método más eficiente son las cadenas de Markov Monte Carlo (MCMC). Es un método Bayesiano de muestreo aleatorio, es decir, no muestrea de manera uniforme el espacio de parámetros sino que elige con algún criterio que zona mapear. El teorema completo de Bayes especifica que:

$$p(\vec{a} | d, m) = \frac{p(d | \vec{a}, m)p(\vec{a} | m)}{p(d | m)} \quad (2.27)$$

donde, $p(d | \vec{a}, m)$ es el *likelihood*, $p(\vec{a} | m)$ son los "priors", la probabilidad a priori para los parámetros (valores permitidos), $p(d | m)$ es la evidencia, una constante de normalización, y $p(\vec{a} | d, m)$ es la probabilidad de que los parámetros ajusten mis datos (probabilidad a posteriori).

Una manera de avanzar en el problema de maximizar la probabilidad es despreciar la constante de normalización. Esta constante es muy costosa de calcular computacionalmente por lo tanto, si no la tenemos en cuenta, el teorema completo de Bayes queda como:

$$p(\vec{a} | d) \sim p(d | \vec{a}) p(\vec{a}) = \Pi(\vec{a}) \quad (2.28)$$

donde $\Pi(\vec{a})$ es proporcional a *likelihood*. Entonces, maximizando la función $\Pi(\vec{a})$, se maximiza la función *likelihood* y por lo tanto se maximiza la probabilidad a posteriori.

$$\max_{\vec{a}} p(\vec{a} | d) \sim \max_{\vec{a}} \Pi(\vec{a}) \quad (2.29)$$

encontrando, de esta manera, los parámetros mas probables \vec{a}_{max} que ajusten los datos.

El objetivo de MCMC es pasar por un punto \vec{a} con probabilidad proporcional a alguna función distribución $\Pi(\vec{a})$. La gran ventaja de MCMC es que automáticamente pone sus puntos muestrales preferentemente donde $\Pi(\vec{a})$ es grande, ahorrando mucho costo computacional.

Específicamente, una Cadena de Markov es una secuencia de puntos $\vec{a}_1, \vec{a}_2 \dots$ que, aunque localmente correlacionados, pueden pasear eventualmente por cada punto \vec{a} en proporción a $\Pi(\vec{a})$. Cada punto \vec{a}_i se elige de una distribución que sólo depende del valor del punto inmediatamente anterior \vec{a}_{i-1} . En otras palabras, la cadena tiene una memoria que sólo se extiende hasta su punto anterior y está completamente definida por una función de probabilidad de transición de 2 variables, $p(\vec{a}_i | \vec{a}_{i-1})$, la probabilidad con la que \vec{a}_i es elegido dado el punto previo \vec{a}_{i-1} . La probabilidad $p(\vec{a}_i | \vec{a}_{i-1})$ se elije tal que satisfaga la ecuación de balance:

$$\Pi(\vec{a}_1) p(\vec{a}_2 | \vec{a}_1) = \Pi(\vec{a}_2) p(\vec{a}_1 | \vec{a}_2) \quad (2.30)$$

El método de Metropolis-Hastings propone una manera general de obtener la probabilidad de transición:

- Elegir una distribución de propuesta $q(\vec{a}_2 | \vec{a}_1)$. Esta puede ser lo que querramos siempre que los pasos generados por ella, alcancen cualquier región de interés. Usualmente se utiliza una distribución normal multivariada centrada en \vec{a}_1 .
- A partir de \vec{a}_1 , generar un candidato \vec{a}_{2c} usando $q(\vec{a}_2 | \vec{a}_1)$.
- Calcular la probabilidad de aceptación, $\alpha(\vec{a}_1, \vec{a}_{2c})$, usando

$$\alpha(\vec{a}_1, \vec{a}_{2c}) = \min \left[1, \frac{\Pi(\vec{a}_{2c}) q(\vec{a}_1 | \vec{a}_{2c})}{\Pi(\vec{a}_1) q(\vec{a}_{2c} | \vec{a}_1)} \right] \quad (2.31)$$

En particular, si utilizamos distribuciones normales con varianza fija para representar la $q(\vec{a}_2 | \vec{a}_1)$, entonces $q(\vec{a}_1 | \vec{a}_{2c})/q(\vec{a}_{2c} | \vec{a}_1) = 1$.

- Se genera un número aleatorio uniforme, u_i (entre 0 y 1), y se compara con α .

- Si $u_i < \alpha$, se acepta el punto candidato y se pone $\vec{a}_2 = \vec{a}_{2c}$.
- Si $u_i > \alpha$, se rechaza y se deja el punto inalterado, $\vec{a}_2 = \vec{a}_1$.
- La probabilidad de transición obtenida es:

$$p(\vec{a}_2 | \vec{a}_1) = q(\vec{a}_2 | \vec{a}_1)\alpha(\vec{a}_1, \vec{a}_{2c}) \quad (\vec{a}_1 \neq \vec{a}_2) \quad (2.32)$$

- Cuando el criterio adoptado de convergencia es satisfecho y la cadena tiene suficientes puntos como para proveer razonables muestras de la distribución a posteriori, se detiene la cadena.

Este método a pesar de que no mapea uniformemente todo el espacio de parámetros, logra mapear una zona significativa alrededor del máximo. De esta manera se encuentran los parámetros mas probables que ajustan adecuadamente a los datos y se obtiene la función de luminosidad parametrizada.

2.5.4 Otros métodos y pruebas

Existen otros métodos para estimar la FL que no serán desarrollados en este trabajo. Algunos de ellos son el Método Clásico, Método de Turner, Método V_{max} y el Método Stepwise Maximum Likelihood o SWML (para más información, ver [Johnston \(2011\)](#)).

[Willmer \(1997\)](#) realizó un trabajo en el cual se comparó la sensibilidad de los diferentes estimadores utilizando simulaciones Monte Carlo (basadas en el Cfa Survey) y datos del relevamiento Cfa-1. Utilizando la simulación Monte Carlo, calculó la función de Schechter tomando 3 valores de entrada del parámetro α : $-0,7$, $-1,1$ y $-1,5$ para probar la sensibilidad de los estimadores sobre la pendiente del extremo débil. Demostró que todos los estimadores recuperan bastante bien los valores de α a excepción del método $1/V_{max}$, como se puede notar en la tabla [2.3](#). En general, el STY y el C^- son los métodos que obtienen los mejores resultados.

Con los datos del Cfa-1 Redshift Survey se calcularon los parámetros de Schechter utilizando diferentes estimadores como se muestra en la tabla [2.4](#).

Los resultados indican que todos los estimadores son consistentes con $\alpha = -1,2$ y $M^* = -19,2$ con la excepción nuevamente del método $1/V_{max}$. En general, éste estudio comparativo demostró que el Método C ([Lynden-Bell, 1971](#)) y el STY ([Sandage et al.,](#)

Cuadro 2.3: Valores de los parámetros de la función de Schechter obtenidos utilizando simulaciones Monte Carlo (tabla extraída de [Willmer \(1997\)](#)).

Métodos	α	M^*	α	M^*	α	M^*
Valores de entrada	-0,7	-19,10	-1,10	-19,10	-1,5	-19,10
SWML	$-0,94 \pm 0,17$	$-19,30 \pm 0,17$	$-1,18 \pm 0,13$	$-19,24 \pm 0,17$	$-1,46 \pm 0,10$	$-19,12 \pm 0,19$
STY	$-0,69 \pm 0,12$	$-19,11 \pm 0,11$	$-1,06 \pm 0,10$	$-19,07 \pm 0,11$	$-1,33 \pm 0,07$	$-18,94 \pm 0,12$
Choloniewski	$-0,98 \pm 0,19$	$-19,20 \pm 0,19$	$-1,24 \pm 0,14$	$-19,12 \pm 0,19$	$-1,51 \pm 0,11$	$-19,2 \pm 0,19$
Turner	$-0,78 \pm 0,21$	$-19,20 \pm 0,25$	$-0,82 \pm 0,23$	$-19,07 \pm 0,31$	$-1,25 \pm 0,20$	$-19,12 \pm 0,30$
$1/V_{max}$	$-0,93 \pm 0,14$	$-19,13 \pm 0,13$	$-1,21 \pm 0,08$	$-19,08 \pm 0,12$	$-1,58 \pm 0,07$	$-19,06 \pm 0,14$
C^-	$-0,79 \pm 0,16$	$-19,15 \pm 0,14$	$-1,16 \pm 0,13$	$-19,15 \pm 0,14$	$-1,53 \pm 0,09$	$-19,14 \pm 0,14$

Notas: La tabla contiene 3 valores de entrada de α y M^* y los valores de dichos parámetros de Schechter recuperados por los estimadores de la FL.

Cuadro 2.4: Valores de los parámetros de la función de Schechter obtenidos usando datos del relevamiento Cfa-1 (tabla extraída de [Willmer \(1997\)](#)).

Métodos	α	M^*
SWML	$-1,20 \pm 0,03$	$-19,30 \pm 0,04$
STY	$-1,11 \pm 0,08$	$-19,17 \pm 0,08$
Choloniewski	$-1,18 \pm 0,05$	$-19,26 \pm 0,07$
Turner	$-1,11 \pm 0,06$	$-19,32 \pm 0,05$
$1/V_{max}$	$-1,59 \pm 0,04$	$-19,43 \pm 0,07$
C^-	$-1,20 \pm 0,01$	$-19,21 \pm 0,01$

Notas: La tabla contiene los parámetros de Schechter α y M^* calculados utilizando diferentes estimadores de la FL, con datos de Cfa-1 Survey

[1979](#)) son los estimadores mas robustos y que ofrecen los mejores resultados para obtener una buena estima de la FL.

2.6 Redshift fotométrico y relevamientos

La distancia de una galaxia generalmente se obtiene utilizando el redshift espectroscópico. Dada la dificultad de obtener éstos redshifts para galaxias débiles surge la técnica de estima de redshifts fotométricos (z_f). Ésta técnica ha ganado un gran interés en los últimos años debido a que se han construido grandes relevamientos multibanda. Estos catálogos poseen un gran número de objetos débiles de difícil acceso para las observaciones espectroscópicas. El z_f es una estimación del redshift de galaxias utilizando sólo las bandas fotométricas en vez de la espectroscopia.

La forma usual de obtener esta cantidad es modelando la distribución de energía espectral de la galaxia. Los cambios en la distribución de energía observada para diferentes galaxias y a diferentes distancias se notan a través de la cantidad de luz que se mide

en cada banda. Usando una biblioteca de plantillas de los distintos tipos de galaxias, se puede entonces comparar los colores observados en cada banda con los colores que se producirían por cada tipo de galaxia a diferentes distancias. Cuando el método funciona, la coincidencia más cercana corresponderá a la plantilla que es el tipo correcto de galaxias a la distancia correcta. La eficiencia del método se basa en la identificación de las características espectrales fuertes, siendo reconocible después de la integración de la distribución espectral de energía (SED) por debajo de la función de transmisión del filtro .

La estimación del redshift fotométrico es menos precisa que la determinación del redshift espectroscópico, pero para muchas aplicaciones cosmológicas y extragalácticas el redshift fotométrico representa una información suficiente. Por lo tanto, la herramienta de z_f se aplica extensamente y se convirtió rápidamente en una herramienta fundamental de la cosmología observacional.

Con el surgimiento de relevamientos fotométricos como el Calar Alto Deep Imaging Survey (CADIS), COMBO-17 Survey, HDF-S, CFHT Legacy Survey (CFHTLS), VIMOS-VLT Deep Survey (VVDS), DEEP2, Zcosmos, MUSYC-ECDFS, se han solucionado los problemas estadísticos logrando de esta manera muestras profundas en redshift, volúmenes grandes y mayor cantidad de objetos para mejorar la estima de la FL. Entre algunos trabajos donde se estima la FL utilizando éstos relevamientos fotométricos podemos nombrar los trabajos de [Fried et al. \(2001\)](#), [Poli et al. \(2003\)](#), [Wolf et al. \(2003\)](#), [Ilbert et al. \(2005\)](#), [Zucca et al. \(2006\)](#), [Ilbert et al. \(2006\)](#), [Faber et al. \(2007\)](#), [Zucca et al. \(2009\)](#) y [Ramos et al. \(2011\)](#).

Al contar con relevamientos con pocas bandas, el error en el cálculo del redshift fotométrico z_f supera en varios órdenes al error en z_{spec} . Los errores en el redshift fotométrico son típicamente del orden de los 1000 km/s , mientras que para el redshift espectroscópico los errores rondan los 30 km/s (ej: SDSS). La precisión del cálculo del redshift fotométrico depende fuertemente de tres factores observacionales:

- La resolución espectral: define el sistema de filtros fotométricos empleado. Cuanto mayor sea el número de filtros utilizados y menor su anchura, mayor será la fineza para mapear e identificar la SED de la fuente observada. Es importante resaltar que, cuando se observa una fuente a través de un filtro, toda la información espectral contenida en dicho intervalo de longitud de onda (como líneas de emisión ó líneas de absorción), queda colapsada a un sólo punto fotométrico centrado en la longitud de onda efectiva del filtro. De ahí que los sistemas de filtros de banda an-

cha tradicionales (U,B,V,g,R,I,z) sólo permitan inferir propiedades generales sobre el continuo de la SED, tales como la pendiente o saltos.

- El rango en longitudes de onda observadas: establece el límite en el seguimiento de los rasgos espectrales de las galaxias. Como la ventana de observación es fija (definida por el sistema de filtros), y la SED se desplaza espectralmente según sea la distancia a la que se encuentre la galaxia, si la cobertura fotométrica no es adecuada puede provocar importantes pérdidas observacionales de la información espectral, impidiendo por lo tanto, una identificación precisa e inequívoca de la misma.
- La precisión fotométrica: es el elemento más delicado. Dado que tanto la estimación del tipo espectral de una galaxia como su distancia cosmológica depende de la identificación de su SED, es decir, de las variaciones de su energía emitida a cada longitud de onda, la identificación, cuantificación y posterior corrección de cualquier sesgo observacional que afecte dichas medidas resulta crítico. En particular, la variabilidad de las condiciones del cielo (el seeing), pueden artificialmente alterar las mediciones de una misma fuente observada en momentos distintos.

Para poder cuantificar el grado de precisión del redshift fotométrico, resulta necesario comparar las estimaciones con una muestra control de galaxias que posean medidas espectroscópicas fiables de su redshift. Futuros relevamientos fotométricos proveerán cientos de millones de galaxias con z_f con una resolución aproximada del 1% (error en la distancia inferida).

2.6.1 El catálogo JPAS

Uno de los más prometedores proyectos internacionales para la construcción de un relevamiento fotométrico amplio es el Javalambre Physics of the Accelerating Universe Astrophysical Survey (JPAS) (Benítez et al., 2009) que cubrirá más de 8000 grados cuadrados con 54 bandas angostas y 5 bandas anchas en el rango de frecuencias ópticas (Figura 2.7).

Éste survey es una colaboración internacional principalmente entre España y Brasil, y se llevará a cabo usando dos telescopios de 2.5 m y 0.8 m de apertura, los cuales se encuentran en Sierra de Javalambre, en España (Benítez et al., 2009; Moles et al., 2010). El catálogo tardará entre 4 y 5 años en ser realizado y se espera mapear los 8000 grados cuadrados con una magnitud aparente límite $i_{AB} \sim 23$.

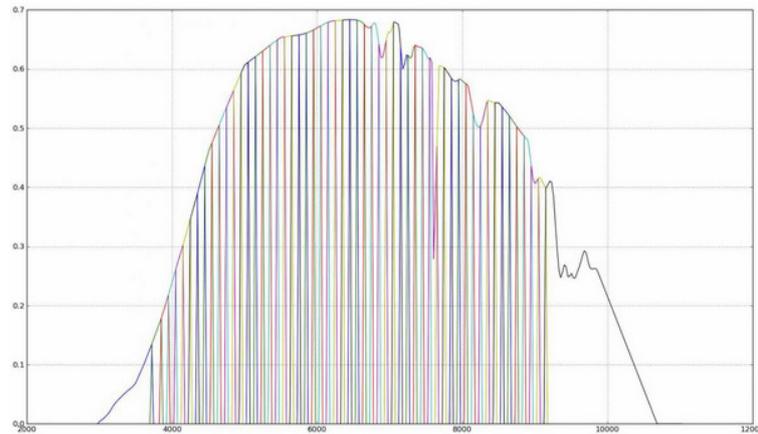


Figura 2.7: Bandas fotométricas del relevamiento JPAS.

JPAS producirá desplazamientos al rojo de alta calidad y espectroscopía de baja resolución de cientos de millones de otras galaxias, incluyendo una población muy significativa a alto redshift. El surgimiento de relevamientos fotométricos profundos con estimación fiable de redshift fotométricos, como el futuro J-PAS, ofrecerá herramientas confiables para llevar a cabo diferentes estudios estadísticos, como la estima de la FL.

En este trabajo, exploraremos algunos de los métodos existentes para el cálculo de la FL en catálogos con redshifts fotométricos, pero refinando dichas técnicas para ser aplicadas en el futuro catálogo JPAS. Para ello, utilizaremos catálogos de galaxias simuladas construido a partir de simulaciones numéricas cosmológicas en conjunto con un modelo semianalítico de formación de galaxias.

Capítulo 3

Catálogo sintético de galaxias: JPAS

Una de las herramientas más utilizadas a la hora del estudio teórico de procesos como la formación y evolución de estructuras del universo son las simulaciones numéricas. Los fenómenos astrofísicos son incluidos a la simulación mediante modelos semianalíticos de formación de galaxias. Básicamente, la mayoría de estos modelos siguen procedimientos similares para obtener galaxias a partir de partículas de materia oscura. Utilizando dichas simulaciones se puede construir un catálogo sintético y de esta manera extraer las muestras de galaxias.

En éste trabajo utilizaremos datos del catálogo simulado realizado por [Zandivarez et al. \(2014\)](#), construido para el futuro JPAS.

3.1 Simulación Numérica Millennium Run I

La Simulación Millenium Run I es una simulación cosmológica de N-cuerpos ([Springel et al., 2005](#)), cuya evolución gravitacional fue realizada con el código Tree-Particle-Mesh (TPM), ([Xu, 1995](#)) que contiene 10 mil millones (2160^3) de partículas de materia oscura en un cubo periódico de $500 h^{-1} Mpc$ de lado. Los parámetros cosmológicos de ésta simulación son consistentes con los datos de WMAP1 ([Spergel et al., 2003](#)) y se corresponden con un universo plano con constante cosmológica no nula (Λ CDM): densidad de materia oscura, $\Omega_m = 0,25$, densidad de materia bariónica, $\Omega_b = 0,045$, densidad de energía de vacío, $\Omega_\Lambda = 0,75$, amplitud de fluctuaciones en masa en un radio de $8 h^{-1} Mpc$, $\sigma_8 = 0,9$, índice espectral, $n=1$ y constante de Hubble $H_0 = 100h Kms^{-1} Mpc^{-1}$ con $h = 0,73$. Las partículas son inicialmente posicionadas a partir de una distribución

“glass-like”, de acuerdo con el espectro de potencias Λ CDM. Las 10^{10} partículas de masas $8,6 \times 10^8 h^{-1} M_{\odot}$ son evolucionadas con el código TPM, desde $z = 127$ hasta $z = 0$.

Las posiciones y velocidades de todas las partículas entre $z = 20$ y $z = 0$ fueron guardadas en 60 salidas correspondientes a diferentes épocas, espaciadas de acuerdo al factor de expansión $\log(1+z_i) = i(i+35)/4200$. Fueron adheridas 4 salidas adicionales en $z = 30, 50, 80$ y 127 , por lo que obtuvieron un total de 64 salidas en toda la simulación.

Éstas salidas son las entradas básicas de los modelos semianalíticos, que son los responsables de formar galaxias dentro de los halos de materia oscura de la simulación.

3.2 Modelo semianalítico de formación de galaxias

Para obtener una muestra de galaxias simuladas, se adoptó el modelo semianalítico desarrollado por [Guo et al. \(2011\)](#) el cual incrementa la eficiencia del feedback de supernovas, introduce un tratamiento más realista de la evolución de las galaxias satélites y sus fusiones permitiéndoles continuar formando estrellas por un período más largo de tiempo y reduce su enrojecimiento excesivamente rápido, así como también incluye tratamientos de interacciones tidales de galaxias satélites. Éste modelo genera una muestra completa cuando consideramos galaxias con magnitud absoluta en el sistema en reposo más brillantes que $-16,4$ en la banda “i” del SDSS, lo que implica galaxias con masas estelares mayores que $\sim 10^8 h^{-1} M_{\odot}$.

Se han encontrado diferentes parámetros cosmológicos comparando datos de WMAP7 ([Komatsu et al., 2011](#)) y WMAP1 ([Spergel et al., 2003](#)). Ésto podría producir resultados que no están de acuerdo con el modelo cosmológico actual. Sin embargo, [Guo et al. \(2013\)](#) han demostrado que la abundancia y aglomeración de halos de materia oscura y las propiedades de las galaxias en WMAP7 son muy similares a los encontrados en WMAP1 para $z \leq 3$, que es el rango de redshifts de interés de éste trabajo.

3.3 Catálogo sintético

El catálogo simulado fue construido por [Zandivarez et al. \(2014\)](#) en base a la simulación Millennium Run I, posicionando un observador virtual en $z = 0$ y hallando las galaxias que se encuentran hacia atrás en el cono de luz del observador. Se construyó una muestra

simulada de galaxias en un octante ($\pi/2$ sr), que consiste en franjas tomadas a diferentes salidas correspondientes a épocas pasadas con sus distancias correspondientes. Se utilizaron las últimas 27 salidas, que alcanzan un redshift máximo de $z = 1,5$. Dado que el cubo de la simulación tiene sólo $500 h^{-1}Mpc$ de lado, fue necesario utilizar la periodicidad del cubo simulado para construir un "super-cubo", colocando varios cubos juntos lado a lado, y de esta forma alcanzar mayores distancias. En la Figura 3.1 se puede ver la distribución de galaxias de la muestra en función del redshift (panel superior) y la distribución del redshift de galaxias con $i_{SDSS} \leq 23$ en el volumen seleccionado.

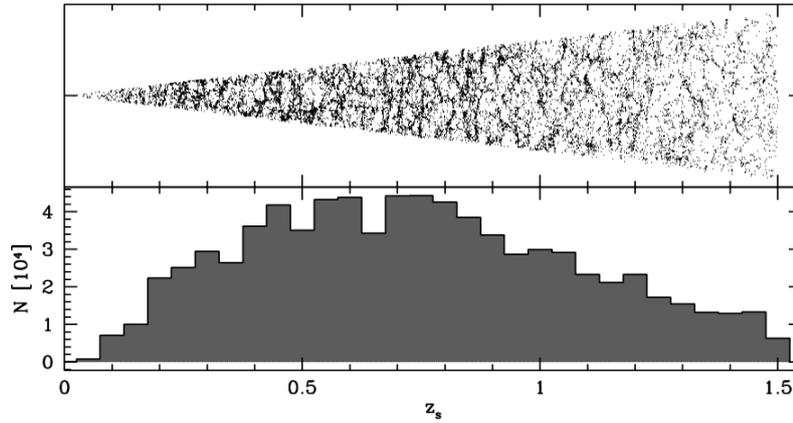


Figura 3.1: *Panel Superior:* Distribución de galaxias simuladas en función del redshift. *Panel Inferior:* Distribución de redshift de galaxias con $i_{SDSS} \leq 23$ en el volumen seleccionado con una cobertura angular de $17,6deg^2$ (figura extraída de [Zandivarez et al. \(2014\)](#)).

El redshift cosmológico, z_c , fue obtenido de las distancias comóviles de las galaxias en el super-cubo usando $r(z_c) = \int_0^{z_c} cdz'/H(z')$, donde r es la distancia comóvil y $H(z) = H_0\sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}$. Para imitar las observaciones, se introdujo una distorsión al redshift cosmológico, obteniendo el redshift espectroscópico z_e , el cuál considera las velocidades peculiares de las galaxias en la dirección radial. Por lo tanto:

$$z_e = (1 + z_c)(1 + v_p/c) - 1 \quad (3.1)$$

donde $v_p = v \cdot r/|r|$ es la velocidad peculiar.

El método utilizado para construir la muestra de galaxias utilizando franjas a diferentes salidas introduce diferencias en comparación con el universo observado:

1. El primer problema surge porque todas las galaxias en una dada franja tienen el mismo estado evolutivo correspondiente al tiempo de salida de la simulación.

Por lo tanto, las galaxias simuladas muestran una evolución discreta en magnitud donde ésta diferencia se hace mas abrupta a alto redshift pues las salidas están espaciadas logarítmicamente. Sin embargo, observacionalmente, las propiedades de las galaxias varían continuamente con el redshift. Éste problema introduce un sesgo en la distribución de densidad de galaxias del catálogo simulado resultante. La agrupación de galaxias también cambia en dos salidas consecutivas debido a sus movimientos propios: cuanto mayor es el tiempo de separación entre las salidas subsiguientes, mayor es la variación en las estructuras.

2. El segundo problema surge porque en los bordes de las franjas, las galaxias provienen de dos estados evolutivos diferentes. Sólo considerando el movimiento del cubo simulado, si la separación entre las salidas es demasiado grande, las posiciones de las galaxias podrían haber cambiado drásticamente desde una salida a la siguiente, lo que significa que una galaxia puede observarse dos veces ó directamente no observarse, dependiendo de la dirección de su movimiento (ver Figura 3.2).

Para solucionar éstos problemas se introdujeron las siguientes correcciones durante el proceso de construcción del catálogo sintético.

1. Las posiciones y velocidades fueron interpoladas entre las salidas de las franjas i e $(i + 1)$, acorde a la distancia entre los bordes de las franjas. Se calcularon nuevamente las magnitudes absolutas en el sistema en reposo M_i de las galaxias dentro de una dada franja a un tiempo t_i , interpolando linealmente entre los valores correspondientes a la franja actual y la anterior en $(t_i + 1)$, pero utilizando las posiciones de las galaxias previamente interpoladas dentro de la franja $i - esima$.
2. Se consideraron dos posibles casos. En primer lugar, el caso donde se cuenta dos veces a una galaxia (Panel superior Figura 3.2), y en segundo lugar, el caso en el que una dada galaxia no es considerada en ninguna franja (Panel inferior Figura 3.2). En el primer caso simplemente se descarta la galaxia situada en la franja i , ya que aparecerá también en la franja consecutiva. En el segundo caso, se reasigna la posición de la galaxia en la franja i con la posición interpolada de la galaxia en la franja $(i + 1)$.

Como se dijo anteriormente, para llegar a la profundidad deseada del catálogo, [Zandivarez et al. \(2014\)](#) utilizaron la periodicidad del cubo simulado. Esto conduce a evidentes repeticiones si la simulación se observa a lo largo de uno de sus ejes principales. Éste efecto es más importante mientras más chico sea el cubo original y mientras mas lejos se desee llegar. Aunque no se puede evitar este comportamiento en el octante seleccionado,

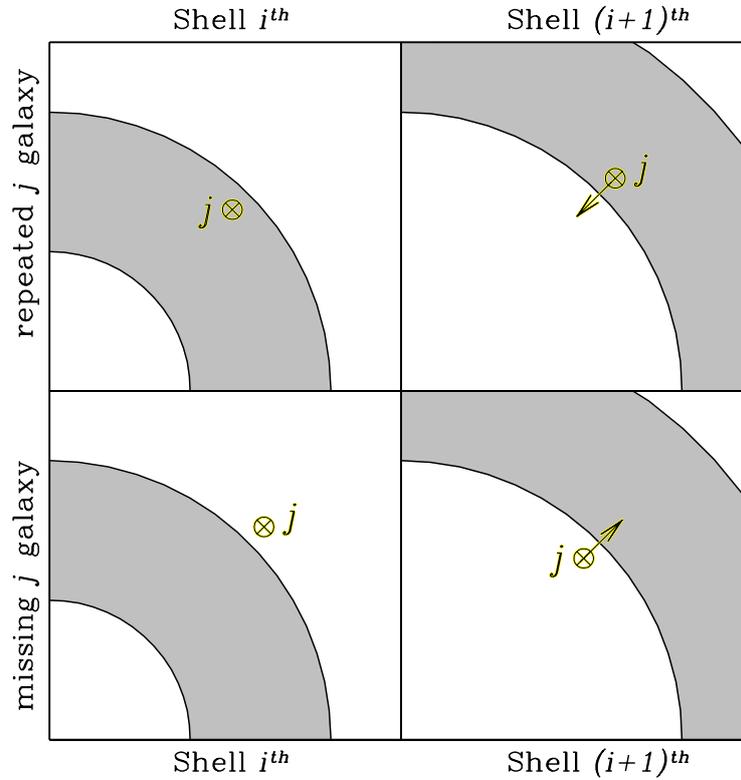


Figura 3.2: Ilustración del proceso de las galaxias cuando se incluyen dos veces o ninguna en el catálogo simulado para dos salidas consecutivas. *Panel Superior:* Caso en el que una galaxia se cuenta dos veces al construir un cono de luz utilizando diferentes salidas. La región gris representa la franja i en el panel izquierdo y la franja $i + 1$ en el panel derecho. El panel derecho muestra la galaxia j en un tiempo previo, dentro de la franja $(i+1)$, que indica la dirección de movimiento de la galaxia. Debido a esta dirección de movimiento y el ancho de la franja, la galaxia j aparecerá también dentro de la franja i (panel izquierdo) debido al tiempo que pasó entre dos salidas consecutivas, y en consecuencia, se incluye dos veces. *Panel Inferior:* Caso en el que una galaxia no se cuenta en la construcción de un cono de luz. El panel de la derecha muestra la galaxia j en un tiempo previo, fuera de la franja $(i+1)$, y mostrando su dirección de movimiento. Debido a su movimiento, la galaxia j también aparecerá fuera de la franja i (panel izquierdo) al pasar el tiempo entre salidas consecutivas, lo que provoca la ausencia de la galaxia j en ambas franjas (figura extraída de [Zandivarez et al. \(2014\)](#)).

minimizaron este efecto utilizando un cono de luz más pequeño orientado apropiadamente siguiendo el procedimiento de [Kitzbichler & White \(2007\)](#) y de esta manera, se seleccionaron los parámetros para obtener un cono de luz con un ángulo sólido de $17,6 \text{ deg}^2$, sin repeticiones hasta $z \sim 1,02$.

La muestra limitada en volumen con magnitud absoluta mas brillantes que $-16,4$ contiene en el cono de luz seleccionado 6756097 galaxias hasta $z \sim 1,5$. El catálogo sintético espectroscópico contiene 793559 galaxias dentro de un ángulo sólido de un $17,6 \text{ deg}^2$.

Los redshifts fotométricos fueron asignados al catálogo simulado previamente construido. Para ello, [Zandivarez et al. \(2014\)](#) usaron la fotometría original en el sistema en reposo y los redshifts espectroscópicos para obtener los tipos espectrales mediante la ejecución del paquete Bayesian Photometric Redshift (BPZ, [Benítez \(2000\)](#)). Luego transformaron la fotometría del catálogo sintético a la fotometría particular del JPAS. Esta transformación usa la respuesta de los filtros y los tipos espectrales obtenidos. Por último, se corrió nuevamente BPZ en la nueva fotometría, obteniendo el redshift fotométrico asociado a la nueva fotometría. Se calcularon las magnitudes aparentes observadas de las galaxias simuladas en $z = 0$ y por lo tanto, sus correcciones K correspondientes.

3.4 Análisis del catálogo sintético

En esta sección analizaremos la distribución de errores de los redshifts fotométricos del catálogo sintético. El modelo utilizado comúnmente para trabajar con redshifts fotométricos es una distribución de probabilidad gaussiana. Asumiendo una distribución de errores gaussiana para cada galaxia se obtiene:

$$G_i(z) = \frac{1}{\sigma_i \sqrt{2\pi}} \exp\left(\frac{-(z - z_i)^2}{2\sigma_i^2}\right) \quad (3.2)$$

donde z_i es el redshift fotométrico y σ_i es el error del redshift fotométrico de la galaxia i . [Zandivarez et al. \(2014\)](#) compararon los redshifts fotométricos del catálogo simulado con los redshift espectroscópicos y ajustaron una distribución de errores gaussiana adoptando un error para la distribución dado por $\sigma_i = 0,0025(1 + z_s)$ para todas las galaxias. En la Figura 3.3 se muestra en color gris la distribución de errores del redshift fotométrico (BPZ) del catálogo simulado y en color negro una distribución de errores gaussiana generada con una muestra aleatoria. Esta muestra aleatoria cuenta con el redshift espectroscópico (z_s) de catálogo y los redshifts fotométricos fueron obtenidos por corrimientos aleatorios alrededor del z_s siguiendo una distribución gaussiana. Se puede observar que la distribución de errores gaussiana ajusta bien el pico de la función distribución de errores del catálogo, pero las colas de la distribución real no pueden ser ajustadas con la distribución gaussiana.

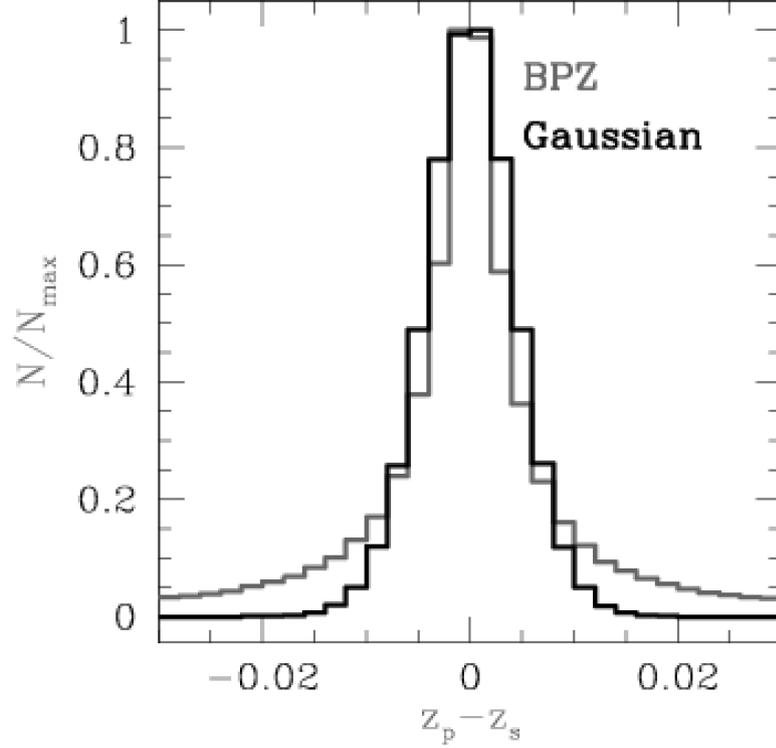


Figura 3.3: Distribución de errores en los redshift fotométricos. El histograma gris muestra la distribución correspondiente al catálogo sintético cuando los redshift fotométricos se obtuvieron a partir del código BPZ, mientras que el histograma negro muestra la distribución de errores correspondiente a una asignación aleatoria de redshift fotométricos para las galaxias del catálogo sintético usando la gaussiana que mejor ajustó la distribución para el BPZ (figura extraída de [Zandivarez et al. \(2014\)](#)).

Debido a esta discrepancia en las colas de la distribución de errores, realizaron el mismo análisis pero adoptando una función de probabilidad lorentziana con un error de $\sigma_i = 0,00244(1 + z_s)$:

$$L_i(z) = \frac{1}{\pi\sigma_i} \frac{1}{1 + \left(\frac{z-z_i}{\sigma_i}\right)^2} \quad (3.3)$$

De la misma manera, construyeron una muestra aleatoria asumiendo una distribución lorentziana. En la figura 3.4 se ilustra la distribución de errores del catálogo en color gris, y en color negro la distribución de errores lorentziana generada a partir de la muestra aleatoria. Se observa que la función lorentziana es un buen ajuste de la distribución de errores de los redshifts fotométricos del catálogo en el pico de la distribución y especialmente en las colas donde la función gaussiana no ajustaba bien.

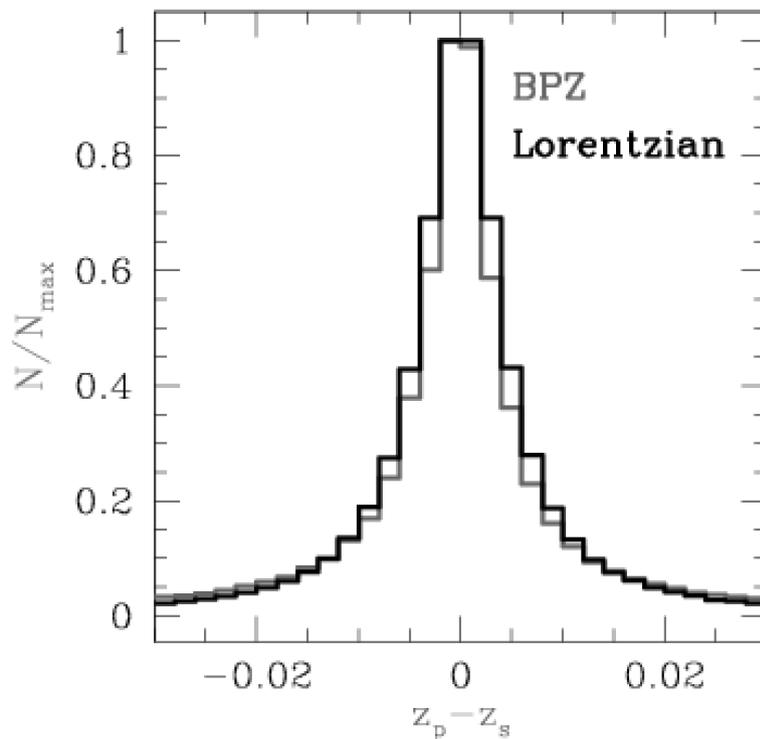


Figura 3.4: Lo mismo que en la Figura 3.3, pero en este caso, el histograma negro es la distribución de errores para redshifts fotométricos aleatorios asignados con la mejor Lorentziana que ajustó la distribución de errores BPZ (figura extraída de [Zandivarez et al. \(2014\)](#)).

Por lo tanto, demostraron que la distribución de errores lorentziana representa mejor la distribución de errores de los redshifts fotométricos obtenidos del catálogo sintético para el futuro JPAS.

Capítulo 4

Métodos para estimar la FL utilizando redshift fotométrico

Los relevamientos fotométricos están teniendo un rol importante en el estudio de modelos cosmológicos. Con el uso de redshifts fotométricos, z_f , las mediciones se pueden llevar a cabo de forma rápida y a alto redshift. Sin embargo, como se discutió previamente, la precisión del cálculo de z_f es menor, comparada con las mediciones espectroscópicas, impidiendo realizar una estimación confiable de la distancia.

Con el surgimiento de los grandes relevamientos fotométricos, se han modificado algunos métodos para estimar la FL, teniendo en cuenta las mediciones de z_f y su baja precisión.

4.1 Método C fotométrico

[Subbarao et al. \(1996\)](#) propuso una adaptación al Método C (Sección 2.5) de [Lynden-Bell \(1971\)](#), donde se calcula el valor C en función de z_f . Cada galaxia posee una distribución de error en redshift que conduce a una distribución de probabilidad en magnitud absoluta la cual incluye los efectos de la corrección K y consecuentemente tiene una forma mucho más compleja. Por esta razón, cuando se calculan las funciones $X(M)$ y $C(M)$, es preferible trabajar en el espacio de redshifts donde cada galaxia es representada por una distribución de errores en redshift con media z_i y dispersión σ_i . Dichas funciones son ahora representadas por funciones suaves que permiten calcular fácilmente la integral

2.18 (Sección 2.5). Ésto transforma esencialmente el enfoque tradicional de Lynden-Bell (1971) 'discreto', en uno 'continuo'.

En el caso de tener una distribución de error gaussiana, la función $X(M)$ incluirá la fracción de galaxias con $z > z^*(m_i, M)$,

$$X(M) = 0,5 \sum_i \operatorname{erfc} \left[\frac{z^*(m_i, M) - z_i}{\sigma_i} \right] \quad (4.1)$$

donde $\operatorname{erfc}(x)$ es la función error complementaria, z_i es el redshift fotométrico y $z^*(m_i, M)$ es el redshift asociado a la galaxia "i" con magnitud aparente m_i y magnitud absoluta M , es decir:

$$m_i - M = 25 + 5 \log(d_L(z^*)) + K_i(z^*) \quad (4.2)$$

Observar que la función $\operatorname{erfc}(x)$ viene a representar la función de distribución acumulada cuando la distribución diferencial es representada por una gaussiana.

La función $C(M)$ incluirá la fracción de galaxias galaxias con z^* entre $z^*(m_i, M)$ y $z^*(m_{lim}, M)$:

$$C(M) = 0,5 \sum_i \left(\operatorname{erfc} \left[\frac{z^*(m_i, M) - z_i}{\sigma_i} \right] - \operatorname{erfc} \left[\frac{z^*(m_{lim}, M) - z_i}{\sigma_i} \right] \right) \quad (4.3)$$

Teniendo las funciones $X(M)$ y $C(M)$, el cálculo de la FL es sencillo utilizando la siguiente ecuación :

$$\phi(M) = A \exp \left[\int_{-\infty}^M \frac{dX}{C} \right] \frac{dX(M)}{C(M)} \quad (4.4)$$

Sin embargo, este método no incluye la normalización de la FL. Para ello se calcula el número esperado de galaxias en un cierto rango en magnitud absoluta y redshift y se compara con el número observado, por lo que se necesita explícitamente la variación de la densidad de galaxias con el redshift, $\rho(z)$.

Dado que para el cálculo de la FL se asumió separabilidad entre la FL y la función densidad $D(x, y, z)$ (ver ecuación 2.2), y teniendo en cuenta que $D(x, y, z)dV = \rho(z)(dV/dz)dz$, el cálculo de la función densidad dependiente del redshift puede hacerse exactamente igual al de la función de luminosidad, simplemente reemplazando la

magnitud absoluta M , por el redshift z en las ecuaciones 4.1, 4.3 y 4.4. Es decir,

$$X(z) = 0,5 \sum_i \operatorname{erfc} \left[\frac{M^*(m_i, z) - M_i}{\sigma_{M_i}} \right] \quad (4.5)$$

$$C(z) = 0,5 \sum_i \left(\operatorname{erfc} \left[\frac{M^*(m_i, z) - M_i}{\sigma_{M_i}} \right] - \operatorname{erfc} \left[\frac{M^*(m_{lim}, M) - M_i}{\sigma_{M_i}} \right] \right) \quad (4.6)$$

$$\frac{\rho(z)dV}{dz} = A \exp \left[\int_0^z \frac{dX}{C} \right] \frac{dX(z)}{C(z)} \quad (4.7)$$

Para obtener la normalización de la FL necesito el número esperado de galaxias, N_e , en un rango de magnitudes $M_0 < M < M_1$ y de redshift $z_0 < z < z_1$ y el número de galaxias observadas (N_o) en ese rango:

$$N_e = \int_{M_0}^{M_1} \int_{z_0}^{z_1} \phi(M) \frac{\rho(z)}{\rho_o} \frac{dV}{dz} \Theta(z^*(m_{lim}, M) - z) dz dM \quad (4.8)$$

donde Θ es la función escalón y ρ_o está dada por la ecuación:

$$\rho_o = \frac{\int_{z_0}^{z_1} \frac{\rho(z)dV}{dz} dz}{\int_{z_0}^{z_1} \frac{dV}{dz} dz} \quad (4.9)$$

Finalmente la función de luminosidad normalizada queda expresada como

$$\hat{\Phi}(M) = \phi(M) \frac{N_o}{N_e} \quad (4.10)$$

4.2 Método C fotométrico modificado

De acuerdo a lo visto en la Sección 3.4, en el trabajo de [Zandivarez et al. \(2014\)](#) demostraron que una distribución de errores lorentziana es un mejor ajuste que una función gaussiana para cuantificar la distribución de la diferencia entre el redshift fotométrico y espectroscópico para el JPAS. Debido a esto, hemos modificado apropiadamente el Método C desarrollado por [Subbarao et al. \(1996\)](#) para tener en cuenta éste tipo de distribución.

Las ecuaciones correspondientes para tener en cuenta la nueva distribución de errores son

$$X(M) = \frac{1}{\pi} \sum_i \arctan \left[\frac{z_i - z^*(m_i, M)}{\sigma_i} \right] \quad (4.11)$$

$$C(M) = \frac{1}{\pi} \sum_i \left(\arctan \left[\frac{z_i - z^*(m_i, M)}{\sigma_i} \right] - \arctan \left[\frac{z_i - z^*(m_{lim}, M)}{\sigma_i} \right] \right) \quad (4.12)$$

donde la función *arctan* representa la función distribución acumulada de la distribución de errores lorentziana. La FL es obtenida utilizando la ecuación 4.4 y el cálculo de su normalización es análogo al descrito en el caso anterior.

4.3 Método STY fotométrico

El método STY fotométrico es un método paramétrico desarrollado por [Sheth \(2007\)](#), donde la estima de la función de luminosidad es obtenida maximizando la función *likelihood* \mathcal{L} , similar al método STY (Sección 2.5) :

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^N p_i(M_i, z_i) = \prod_{i=1}^N \frac{\phi(L_i | z_i, \mathbf{a})}{\int_{L_{min}(z_i)}^{L_{max}(z_i)} \phi(L | z_i, \mathbf{a}) dL} \quad (4.13)$$

donde z_i denota el redshift de la galaxia i , $\phi(L_i | z_i, \mathbf{a})$ es la FL a redshift z con la forma de la función de ajuste dependiente de los parámetros \mathbf{a} , y $L_{min}(z_i)$ es la luminosidad mínima que una galaxia a redshift z_i debe tener para ser observada dentro del flujo límite del catálogo. Los parámetros que ajustan mejor la función de luminosidad son aquellos que maximizan el *likelihood* y por lo tanto satisfacen :

$$\frac{\partial \ln \mathcal{L}}{\partial a} = \sum_{i=1}^N \frac{\partial \ln p_i}{\partial a} \quad (4.14)$$

Éste método es una generalización del método STY original asumiendo una distribución de errores para el redshift. Si se tiene en cuenta que el redshift z_i no se conoce con precisión y las magnitudes absolutas o luminosidades son obtenidas a partir del redshift, se desarrolla un nueva forma de obtener la probabilidad p_i .

Asumiendo que ésta incerteza en redshift no afecta la magnitud aparente observada, el método puede ser modificado de la siguiente manera. Sea ℓ_i el flujo observado del objeto, L_i y z_i la luminosidad y el redshift real de la galaxia i . El redshift estimado es ζ_i y junto con ℓ_i se puede estimar el valor de la luminosidad, λ_i , como $4\pi d_L^2(\zeta_i)$. El número de objetos esperado en el catálogo limitado por flujo con valores estimados de λ_i y ζ_i es:

$$N(\zeta, \vec{a}) = \int dz \frac{dV_{com}}{dz} \int_{\ell_{min}}^{\ell_{max}} d\ell 4\pi D_L^2(z) \phi(4\pi D_L^2(z)\ell|\vec{a}) p(\zeta|z, \ell) \quad (4.15)$$

donde $p(\zeta|z, \ell)$ representa la distribución de redshift estimado ζ . Si la distribución de error en redshift es independiente de ℓ , entonces se puede reescribir la fórmula anterior:

$$N(\zeta, \vec{a}) = \int dz \frac{dV_{com}}{dz} \int_{L_{min}(z)}^{L_{max}(z)} \phi(L|z, \vec{a}) dL p(\zeta|z) \quad (4.16)$$

Similarmente, la distribución conjunta de λ y ζ estimados es:

$$\lambda N(\lambda, \zeta, \vec{a}) = \int dz \frac{dV_{com}}{dz} 4\pi D_L^2(z) \ell \phi(4\pi D_L^2(z)\ell|\vec{a}) p(\zeta|z, \ell) \quad (4.17)$$

Para obtener ambas probabilidades es necesario asumir una función analítica ϕ con parámetros \vec{a} . Generalmente, la función utilizada es la función de Schechter con parámetros $\vec{a} = (M^*, \alpha)$. De esta forma, p_i es la fracción del número de objetos estimado con redshift ζ_i y luminosidad estimada λ_i :

$$p_i = \frac{N(\lambda_i, \zeta_i, \vec{a})}{N(\zeta_i, \vec{a})} \quad (4.18)$$

$$p_i = \frac{\ell_i \int dz \frac{dV_{com}}{dz} 4\pi D_L^2(z) p(\zeta|z) \phi(4\pi D_L^2(z)\ell|\vec{a})}{\lambda_i \int dz \frac{dV_{com}}{dz} 4\pi D_L^2(z) p(\zeta|z) \int_{\ell_{min}}^{\ell_{max}} d\ell \phi(4\pi D_L^2(z)\ell|\vec{a})} \quad (4.19)$$

donde $p(\zeta|z)$ es la distribución de errores en redshift. Notar que si asumimos una delta de Dirac como distribución de errores en redshift, recuperamos la forma de la expresión para p_i del método STY espectroscópico (ecuación 2.26).

Al igual que para el método STY espectroscópico, se pueden obtener los valores del *likelihood* dados los parámetros y utilizar un método como el MCMC, para obtener los parámetros que maximizan el *likelihood* y por lo tanto, lo mejores parámetros que ajustan los datos.

Capítulo 5

Aplicación al catálogo sintético del JPAS

En éste trabajo estimaremos la función de luminosidad de galaxias de campo utilizando el catálogo simulado construido por [Zandivarez et al. \(2014\)](#) para el futuro JPAS. En primer lugar, mostraremos la FL estimada utilizando el Método C fotométrico de [Subbarao et al. \(1996\)](#), el cual asume una distribución de errores gaussiana y estimaremos también la FL con el Método C fotométrico modificado que tiene en cuenta una distribución de errores lorentziana.

En segundo lugar, calcularemos la FL usando el Método STY fotométrico de [Sheth \(2007\)](#), asumiendo ambas distribuciones, gaussiana y lorentziana. Además, comparamos las estimas anteriores con la FL calculada con redshift espectroscópico para determinar si es posible obtener resultados confiables al intentar estudiar la evolución de la función de luminosidad con redshifts fotométricos.

El trabajo lo realizamos para cinco submuestras correspondientes a diferentes rangos de redshift:

- Rango 1: $0,01 \leq z < 0,30$ (88025 *galaxias*)
- Rango 2: $0,30 \leq z < 0,60$ (233911 *galaxias*)
- Rango 3: $0,60 \leq z < 0,90$ (224716 *galaxias*)
- Rango 4: $0,90 \leq z < 1,20$ (159254 *galaxias*)
- Rango 5: $1,20 \leq z \leq 1,50$ (77006 *galaxias*)

5.1 FL con el Método C fotométrico

Calculamos la FL usando redshift fotométrico como estimador de distancia, obtenidos del catálogo sintético que contiene alrededor de 800000 galaxias.

Para cada rango en redshift, estimamos la FL utilizando el Método C fotométrico de [Subbarao et al. \(1996\)](#) (ver Sección 4.1). Este método asume una distribución de errores gaussiana. Como vimos en el capítulo 3, el error en redshift está dado por $\sigma_i = 0,0025(1 + z_s)$ obtenido a partir del análisis de la distribución de errores del catálogo JPAS. De la misma forma, estimamos la FL utilizando el método C fotométrico modificado (ver Sección 4.2) para tener en cuenta que la distribución de errores en redshift de la muestra simulada es mejor ajustada por una distribución de errores lorentziana. En este caso el error del redshift fotométrico es $\sigma_i = 0,00244(1 + z_s)$, muy similar al error anterior.

Para analizar la eficacia de los métodos, comparamos las estimas de la FL obtenidas con la determinación de la función de luminosidad a partir de redshifts espectroscópicos utilizando el Método C desarrollado por [Choloniewski \(1987\)](#) (ver Sección 2.5.2). Debemos tener en cuenta, que las comparaciones se realizaron con la FL usando redshift espectroscópico ya que dicha función recupera la FL real del catálogo.

La banda fotométrica utilizada para obtener las magnitudes absolutas es la banda ancha i del catálogo simulado, la cual es similar a la banda i_{SDSS} . La magnitud aparente límite del catálogo simulado para el JPAS es $m_{lim} = 23$ en la banda i . Es importante mencionar que no tuvimos en cuenta la corrección por evolución $E(z)$ para el cálculo de las magnitudes absolutas ya que al dividir la muestra en cinco rangos de redshift hemos supuesto que la evolución dentro de cada rango no es significativa.

Las funciones de luminosidad fueron estimadas en un rango de magnitudes absolutas entre $M_{brillante} = -25$ y $M_{debil} = -15.80$. En el panel superior de la figura 5.1 se muestra la función de luminosidad estimada con el Método C fotométrico asumiendo una distribución de errores en redshift gaussiana (puntos rojos) en comparación con la FL estimada obtenida usando el Método C espectroscópico (puntos negros) para los cinco rangos de redshift previamente definidos. Los errores fueron calculados utilizando la técnica de remuestreo *bootstrap* generando 20 submuestras. En el panel inferior se puede observar el cociente entre ambas FL, indicando la diferencia existente entre los estimadores de la FL. Los errores fueron estimados mediante la técnica propagación de errores.

En el primer rango de redshift ($0,01 \leq z < 0,30$) la FL fotométrica recupera la FL estimada con redshift espectroscópico en un amplio rango de magnitudes absolutas, especialmente las magnitudes débiles, mientras que en el extremo brillante de magnitudes absolutas, la FL estimada con redshift fotométrico es muy ruidosa y sobreestima la FL obtenida con redshift espectroscópico. En el segundo rango ($0,30 \leq z < 0,60$), la FL estimada con el método C fotométrico tiende a sobreestimar el extremo débil de la FL y en el extremo brillante el método no permite calcular la FL. A pesar de eso, como en el caso anterior, el quiebre de la FL es bien recuperado. Para galaxias más lejanas, la FL estimada con el método fotométrico sobreestima la FL en el extremo brillante. En los últimos rangos de redshift se puede notar una disminución de galaxias débiles dado que a medida que observo a redshift más profundos, las galaxias débiles no son detectadas. El rango de magnitudes absolutas donde puedo estimar la FL se restringe hasta valores cercanos a la magnitud característica (M^*) donde se produce el quiebre en la FL.

Por lo tanto, el método C fotométrico recupera la FL estimada con el método C espectroscópico en un amplio rango de magnitudes absolutas, principalmente alrededor de M^* . En el extremo brillante la FL estimada con redshift fotométrico sobreestima la FL espectroscópica para todos los rangos de redshift, mientras que en el extremo débil es dependiente del rango de redshifts.

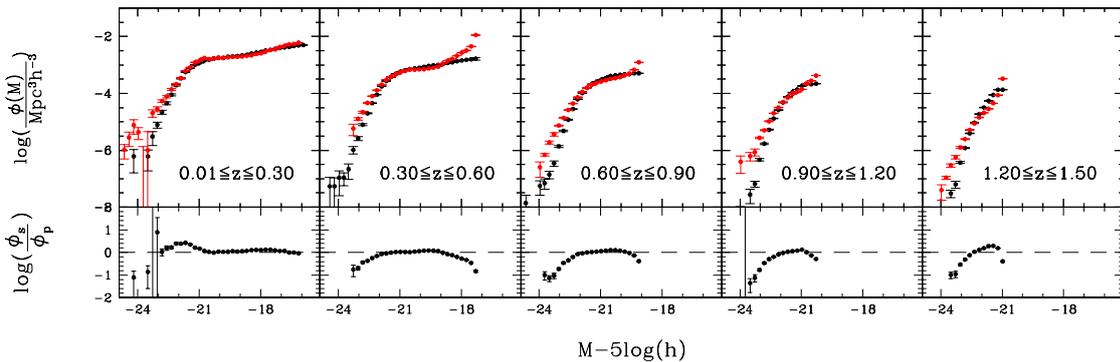


Figura 5.1: *Panel Superior:* FL de galaxias simuladas estimada con el Método C espectroscópico (puntos negros) junto a la FL estimada con el Método C fotométrico asumiendo una distribución de errores en redshift gaussiana (puntos rojos) para diferentes rangos de redshifts. Los errores fueron calculados mediante la técnica de remuestreo *bootstrap*. *Panel Inferior:* Cociente entre las FL donde se pueden observar las fluctuaciones entre los estimadores. Los errores se calcularon usando la formula de propagación de errores.

De manera similar a lo realizado anteriormente, calculamos la FL pero estimada con el Método C fotométrico modificado, es decir, asumiendo una distribución de errores en redshift lorentziana. En la figura 5.2 se puede observar en el panel superior la FL estimada con el Método C espectroscópico (puntos negros) y la FL estimada con el Método C fotométrico modificado (puntos azules).

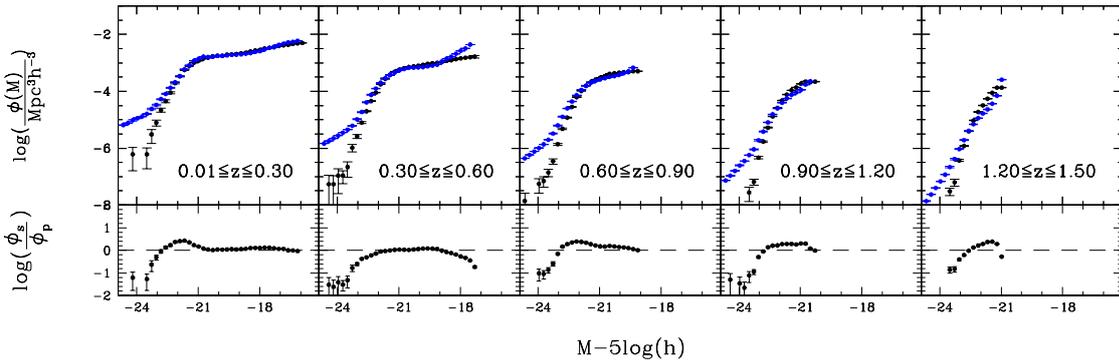


Figura 5.2: *Panel Superior:* FL de galaxias simuladas estimada con el Método C espectroscópico (puntos negros) junto a la FL estimada con el Método C fotométrico asumiendo una distribución de errores en redshift lorentziana (puntos azules) para diferentes rangos de redshifts. Los errores fueron calculados mediante la técnica de remuestreo *bootstrap*. *Panel Inferior:* Cociente entre las FL donde se pueden observar las fluctuaciones entre los estimadores. Los errores se calcularon usando la formula de propagación de errores.

En esta oportunidad, la FL estimada con el Método C fotométrico modificado también recupera la FL espectroscópica en un amplio rango de magnitudes absolutas, incluso en las magnitudes más débiles, exceptuando el segundo rango de redshift ($0,30 \leq z < 0,60$). La FL fotométrica sobreestima la FL espectroscópica en el extremo brillante en todos los rangos de redshift. Sin embargo, asumiendo ésta distribución de errores lorentziana, la FL fotométrica no produce fluctuaciones en el extremo brillante y se obtiene una FL suave. A diferencia que el Método C fotométrico gaussiano, la FL estimada con errores lorentzianos puede calcular los valores de la FL en el extremo brillante en todos los rangos de redshifts.

5.2 FL con el Método STY fotométrico

Continuando con la prueba de los distintos métodos para el cálculo de la FL, usamos el método paramétrico denominado STY fotométrico (Sheth, 2007) para estimar la FL.

Aplicamos este método usando dos distribuciones de errores diferentes: gaussiana y lorentziana.

Para analizar el método STY fotométrico, comparamos la FL estimada con redshift fotométrico con la FL calculada usando el método STY espectroscópico (Sandage et al., 1979). Adoptamos la función de Schechter (ecuación 2.5) como función analítica.

Para encontrar los mejores parámetros $\vec{a} = (M^*, \alpha)$ usamos un método simplificado de cadenas de Markov (MCMC) ya que nuestro objetivo principal es encontrar la máxima probabilidad y no nos hace falta mapear toda la zona alrededor del máximo. En el procedimiento adoptado, la cadena avanza sólo si la probabilidad calculada con los pares de parámetros pertenecientes a un paso (\mathcal{L}_{i+1}) es mayor que la probabilidad obtenida con los parámetros anteriores (\mathcal{L}_i). Los pasos son tomados aleatoriamente usando una distribución gaussiana alrededor del punto en el espacio de parámetros. El criterio de convergencia adoptado es cortar la cadena cuando no se encuentre una probabilidad superior para un determinado número de pasos fijo. Generamos 20 cadenas con 100 pasos cada una y con valores iniciales distribuidos aleatoriamente en el espacio de parámetros y obtuvimos 20 valores que maximizan el ajuste para cada parámetro correspondientes a los puntos de convergencia de la cadena. Para obtener un valor representativo, calculamos la mediana y de esa manera encontramos el valor del par parámetros que maximiza el *likelihood*.

Como se dijo anteriormente, estimamos la FL usando ambas distribuciones de errores para los cinco rangos de redshifts. En la Figura 5.3 se muestra el análisis de la FL estimada con el método STY fotométrico para el primer rango de redshift, $0,01 \leq z < 0,30$. El color rojo se usó para representar el método STY fotométrico asumiendo una distribución de errores gaussiana (cuatro paneles de la izquierda) y el color azul para el método STY fotométrico asumiendo una distribución de errores lorentziana (cuatro paneles de la derecha). En los paneles superiores se muestran las FL obtenidas de las figuras 5.1 y 5.2, y también los mapas de isoprobabilidades en el espacio de parámetros, obtenidos con el método STY fotométrico, junto con los pasos de las cadenas de Markov (puntos verdes). Además, se muestran los pares de parámetros a los que convergen las cadenas con los colores correspondientes a cada una de las distribución de errores. Los contornos negros ha sido incluidos a modo de ilustración para mostrar la estructura de la superficie de *likelihood*, pero, como discutimos anteriormente, realizarlos es muy costoso computacionalmente. Se puede observar que las cadenas de Markov obtienen los valores de los parámetros tal que maximizan la probabilidad. En los paneles inferiores se muestran las distribuciones de los 20 valores obtenidos con MCMC para cada parámetro

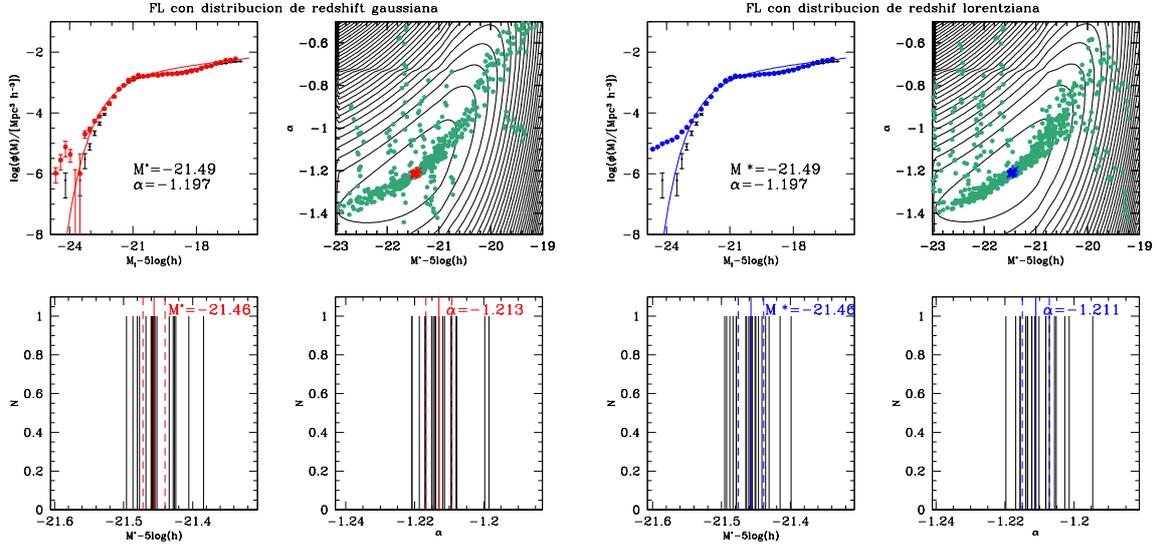


Figura 5.3: Parámetros para la FL obtenidos usando el Método C fotométrico paramétrico en el rango $0,01 \leq z < 0,30$. Los cuatro paneles de la izquierda son los correspondientes a usar una distribución de errores gaussiana (colores rojos), mientras que los cuatro paneles de la derecha muestran el resultado cuando se usa una distribución lorentziana (colores azules). En los paneles superiores se muestran las FL estimadas con el Método C fotométrico (puntos rojos) y el fotométrico modificado (puntos azules), junto con la FL estimada mediante el Método C espectroscópico (puntos negros). Además se muestran los valores de los parámetros α y M^* obtenidos usando el Método STY tradicional. En línea sólida se observa el ajuste de Schechter utilizando los parámetros obtenidos con el método STY fotométrico asumiendo una distribución de errores gaussiana (línea roja) y asumiendo una distribución de errores lorentziana (línea azul). También se muestran los mapas de isoprobabilidades (contornos negros) en el espacio de parámetros en conjunto con los pasos de las cadenas de Markov (puntos verdes) y los 20 pares de parámetros a los que convergieron las cadenas. En los paneles inferiores se muestran las distribuciones de los 20 valores para los parámetros M^* y α (líneas grises), indicando su mediana (línea sólida de color) y el valor medio entre los percentiles 25^{avo} y el 75^{avo} (líneas a trazos).

indicados con líneas grises. La línea vertical sólida de color indica el valor de la mediana junto con el valor numérico y las líneas a trazos el valor medio entre los percentiles 25^{avo} y 75^{avo} .

Comparando los gráficos de la Figura 5.3 podemos notar que los valores de los parámetros obtenidos no cambian significativamente si asumimos una distribución gaussiana o lorentziana.

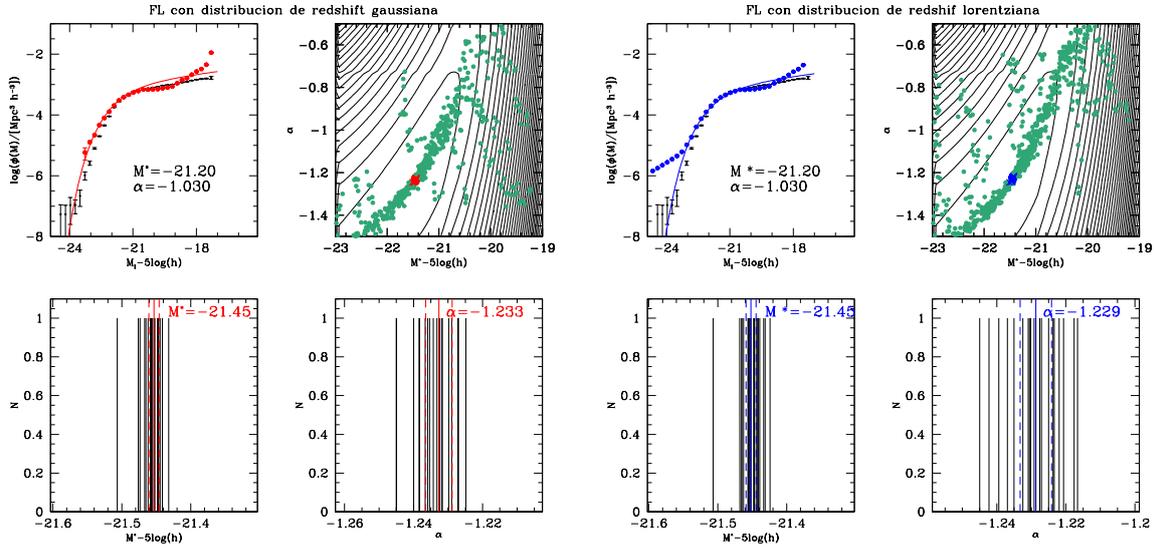


Figura 5.4: La misma descripción que para la Figura 5.3, pero las estimas corresponden al rango de redshifts $0,30 \leq z < 0,60$.

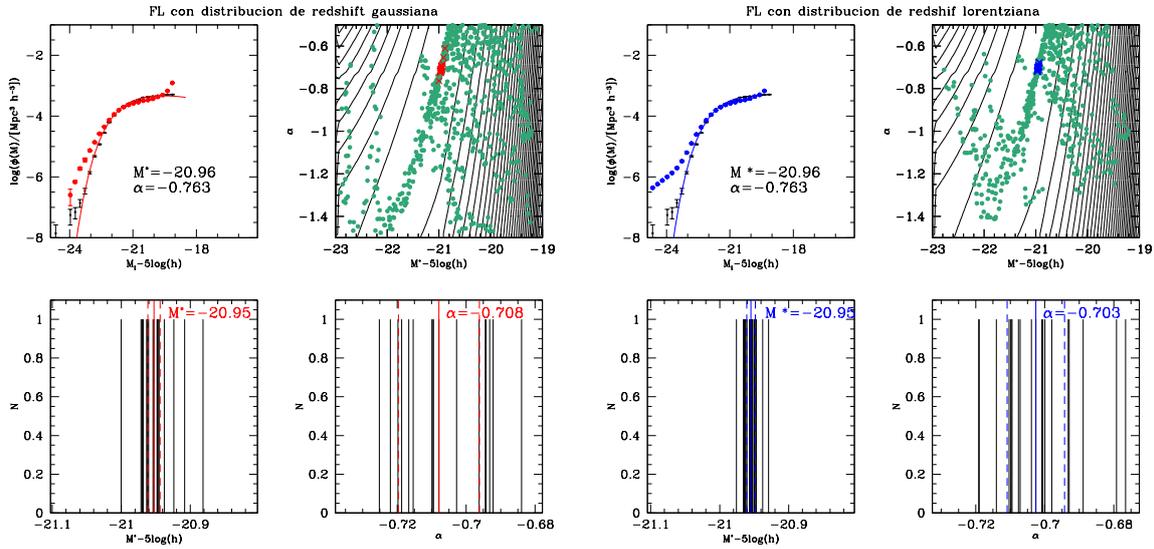


Figura 5.5: La misma descripción que para la Figura 5.3, pero las estimas corresponden al rango de redshifts $0,60 \leq z < 0,90$.

En las figuras 5.4, 5.5, 5.6 y 5.7 se puede observar la FL usando el método STY fotométrico para el resto de los rangos de redshift. Para estos casos tampoco se observan diferencias significativas entre asumir una distribución de errores gaussiana o lorentziana. A medida que nos movemos a redshift mas altos la dispersión de los valores de M^* obtenidos con las MCMC se mantiene constante, mientras que para los valores del

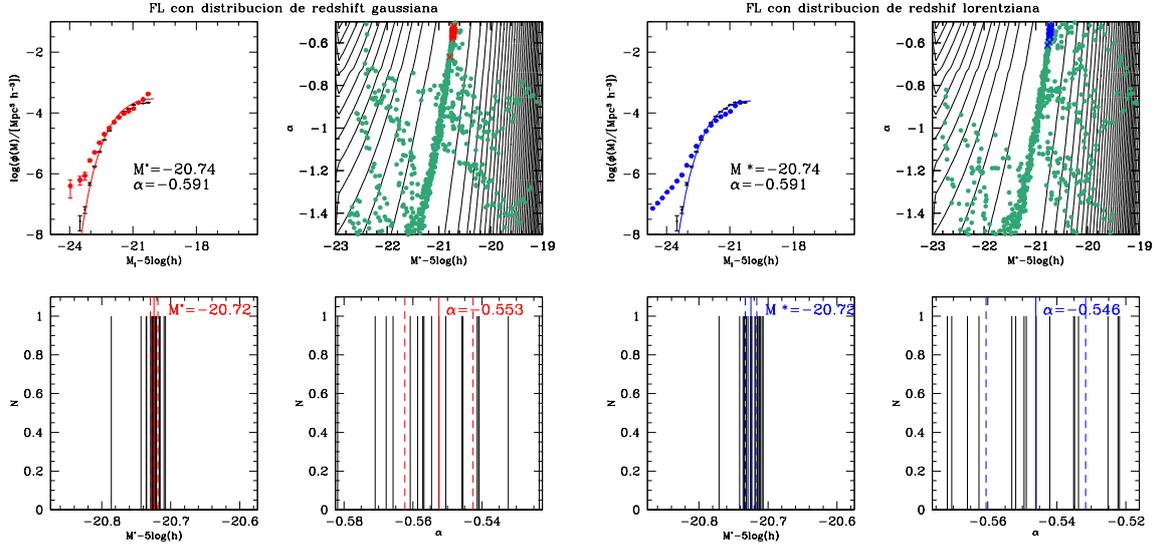


Figura 5.6: La misma descripción que para la Figura 5.3, pero las estimas corresponden al rango de redshifts $0,90 \leq z < 1,20$.

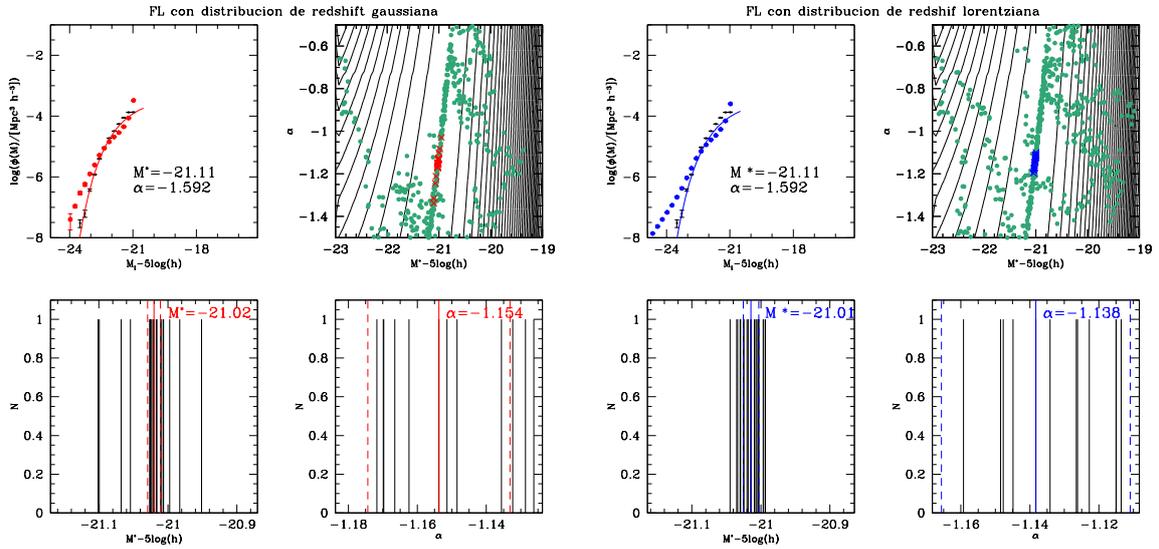


Figura 5.7: La misma descripción que para la Figura 5.3, pero las estimas corresponden al rango de redshifts $1,20 \leq z \leq 1,50$.

parámetro α la dispersión es cada vez mas grande. Ésta dispersión se debe a la variación de la convergencia de las cadenas de Markov ya que las superficies de isoprobabilidades son muy planas cerca del máximo. Si observamos el mapa de isoprobabilidades, vemos como los isocontornos son cada vez mas elongados en dirección del parámetro α a medida que el redshift aumenta. Esto se produce porque a redshift altos las galaxias débiles

Cuadro 5.1: Valores ajustados para la pendiente del extremo débil, α , usando los diferentes métodos STY.

Métodos	$0.01 < z < 0.30$	$0.30 < z < 0.60$	$0.60 < z < 0.90$	$0.90 < z < 1.20$	$1.20 < z < 1.50$
STY (z_e)	-1.197	-1.030	-0.763	-0.591	-1.592
STY Gaussiano (z_f)	-1.213	-1.233	-0.708	-0.553	-1.154
STY Lorentziano (z_f)	-1.211	-1.229	-0.703	-0.546	-1.138

Cuadro 5.2: Valores ajustados para la magnitud característica, M^* , usando los diferentes métodos STY.

Métodos	$0.01 < z < 0.30$	$0.30 < z < 0.60$	$0.60 < z < 0.90$	$0.90 < z < 1.20$	$1.20 < z < 1.50$
STY (z_e)	-21.49	-21.20	-20.96	-20.74	-21.11
STY Gaussiano (z_f)	-21.46	-21.45	-20.95	-20.72	-21.02
STY Lorentziano (z_f)	-21.46	-21.45	-20.95	-20.72	-21.01

no son detectadas y se pierde información del extremo débil de la FL, generando mayor incerteza en el cálculo de α . Si bien las líneas a trazos dan información de la variación de la convergencia de la cadena, no son representativas del verdadero error el extremo débil, que, en los rangos de redshift altos, es prácticamente del orden del rango explorado en la parámetro α .

En las Tablas 5.1 y 5.2 se muestran los valores de los parámetros de la función de Schechter obtenidos utilizando el método STY fotométrico gaussiano y lorentziano en comparación con los parámetros obtenidos con el método STY espectroscópico. Los parámetros obtenidos con el método STY fotométrico asumiendo una distribución de errores gaussiana o lorentziana son similares entre si para cada rango de redshift y en todos los rangos de redshift y están en buen acuerdo con los parámetros obtenidos con el método STY espectroscópico, a excepción del segundo rango, donde se observan pequeñas diferencias en ambos parámetros.

Capítulo 6

Aplicación al catálogo observacional ALHAMBRA

En este capítulo estimaremos la FL de galaxias a partir del catálogo observacional ALHAMBRA (Moles et al., 2008).

6.1 El relevamiento ALHAMBRA

El relevamiento denominado ALHAMBRA (Advance Large Homogeneous Area Medium Band Redshift Astronomical; Molino et al. 2014) provee información fotométrica de los objetos celestes que se encuentran en siete regiones del cielo no continuas cubriendo un área de aproximadamente 3 grados cuadrados. En la Figura 6.1, se muestran las regiones que comprenden el relevamiento ALHAMBRA, las cuales se corresponden con zonas ya estudiadas por otros relevamientos como el SDSS, COSMOS, GROTH, DEEP2, HDF-N y ELAIS-N1. El relevamiento ALHAMBRA utilizó un sistema fotométrico de 23 filtros, de los cuales 20 se encuentran en el rango óptico y tres en el infrarrojo cercano (J,H,Ks).

Los campos fueron observados utilizando 4 CCD's ubicados en dos configuraciones espaciales definidas por "punteros" (de aquí en adelante, "pointing"). De esta forma cada campo contiene 8 regiones muestreadas, a excepción de los campos ALHAMBRA-04 y ALHAMBRA-05 que sólo se utilizó el *pointing 1* y por lo tanto son 4 las regiones muestreadas en cada uno. Arnalte-Mur et al. (2014) construyeron una máscara angular y luego de aplicar dicha máscara al catálogo obtuvieron el área efectiva para cada campo. Finalmente el área total efectiva es 2,381 grados cuadrados como muestra la Tabla 6.1.

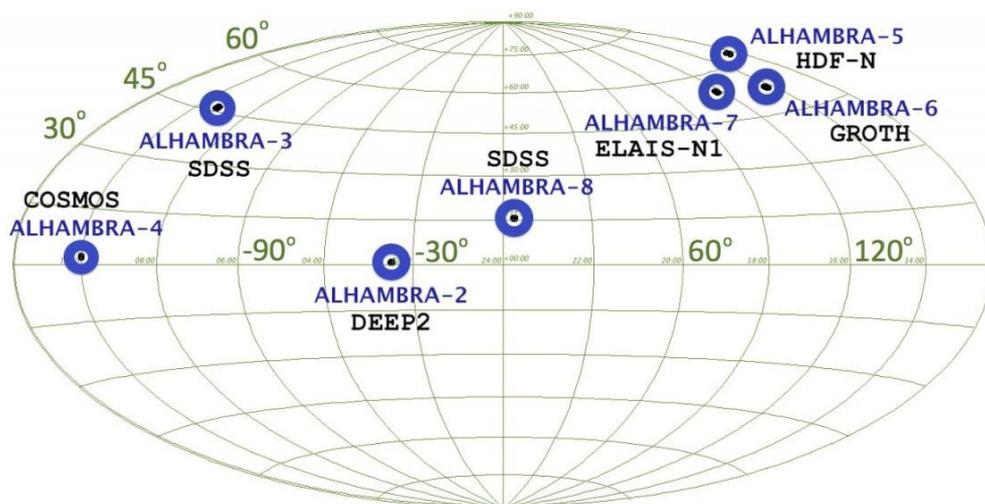


Figura 6.1: Diferentes campos observados con el relevamiento ALHAMBRA. Junto a cada campo se nombra el correspondiente relevamiento existente en esa zona. (figura extraída de [Molino et al. 2014](#)).

Para eliminar las estrellas del catálogo utilizamos el método de separación estrella-galaxia descrito por [Molino et al. \(2014\)](#). El método usa el *stellar flag* dado por el catálogo, el cual brinda información de la geometría y color de las fuentes, y selecciona sólo los objetos con $stellar\ flag < 0,7$, eliminando las estrellas y obteniendo una muestra únicamente de galaxias. La magnitud aparente utilizada en este trabajo es obtenida a partir del filtro sintético F814W que es una combinación de los filtros del ALHAMBRA dentro del rango $7000 < \lambda < 9700$. Ya que el rango de longitudes de onda es similar a la banda *I*, podemos adoptar a la magnitud F814W como magnitud aparente en esa banda.

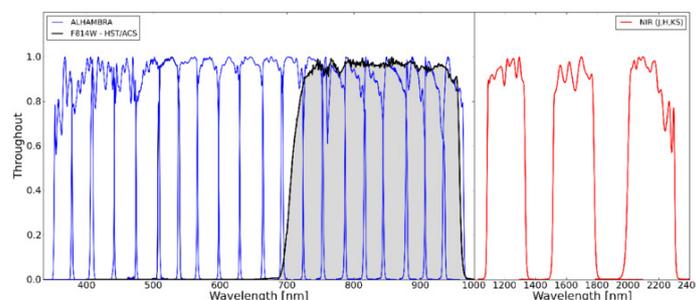


Figura 6.2: Sistema de filtros del relevamiento ALHAMBRA. Las líneas azules representan los 20 filtros continuos ópticos, la línea sólida negra es el filtro sintético F814W (banda ancha *I*) y la línea rojas representan las bandas anchas estándares (J,H,KS) del infrarrojo cercano. (figura extraída de [Molino et al. 2014](#)).

Cuadro 6.1: Propiedades de los 7 campos del relevamiento ALHAMBRA.

Campos	Relevamientos Superpuestos	α (J2000)	δ (J2000)	Área [grados ²]	Galaxias
ALHAMBRA-02	DEEP-2	01 30 16,0	+04 15 40	0,377	32474
ALHAMBRA-03	SDSS	09 16 20,0	+46 02 20	0,404	32964
ALHAMBRA-04	COSMOS	10 00 28,6	+02 12 21	0,203	19722
ALHAMBRA-05	HDF-N	12 35 00,0	+61 57 00	0,216	18463
ALHAMBRA-06	GROTH	14 16 38,0	+52 25 05	0,400	34309
ALHAMBRA-07	ELAIS-N1	16 12 10,0	+54 30 00	0,406	34879
ALHAMBRA-08	SDSS	23 45 50,0	+15 34 50	0,375	34698
Total				2.381	207510

Notas: La tabla contiene los campos junto con sus coordenadas (α y δ), su área correspondiente y el número de galaxias en cada campo con magnitud aparente límite $I < 24$.

En la figura 6.2 se observan en azul los filtros que se encuentran en el rango óptico (3500Å - 9700Å) y en rojo las tres bandas anchas estándar del infrarrojo cercano. La banda ancha de color negra indica el filtro sintético F814W (I). Éste relevamiento es completo hasta una magnitud aparente límite de 24 en la banda I . La muestra final con corte en magnitud aparente límite contiene 207510 galaxias. En la tabla 6.1 se muestran en detalle las coordenadas α y δ de los campos, las áreas efectiva y el número de galaxias observadas con $I < 24$ en cada región.

El redshift fotométrico para este catálogo fue estimado por Molino et al. (2014) utilizando el código BPZ (Bayesian Photometric Redshift; Benítez 2000) incluyendo una nueva técnica para re-calibrar las correcciones del punto cero fotométrico.

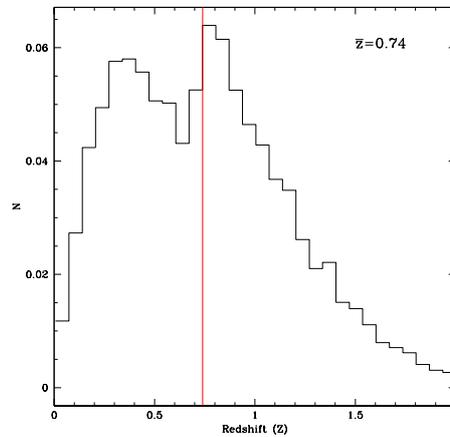


Figura 6.3: Distribución en redshift del catálogo ALHAMBRA. La línea color roja indica la mediana de la distribución, $z_{med} = 0,74$.

En dicho trabajo, los autores demostraron que el error en redshift fotométrico es $\sigma \leq 0,014(1+z)$ para $I < 24$ y la distribución de errores en redshift está bien definida por una función gaussiana. En la Figura 6.3 se puede observar la distribución de redshift fotométrico de este catálogo donde la línea roja corresponde al valor de la mediana, $z_{med} = 0,74$. La mayoría de las galaxias de la muestra se encuentran entre $0,01 < z < 1,20$ que es el rango de redshift que utilizaremos para nuestro trabajo, ya que para redshift mas altos, los errores en las determinaciones de los redshifts fotométricos se incrementan significativamente.

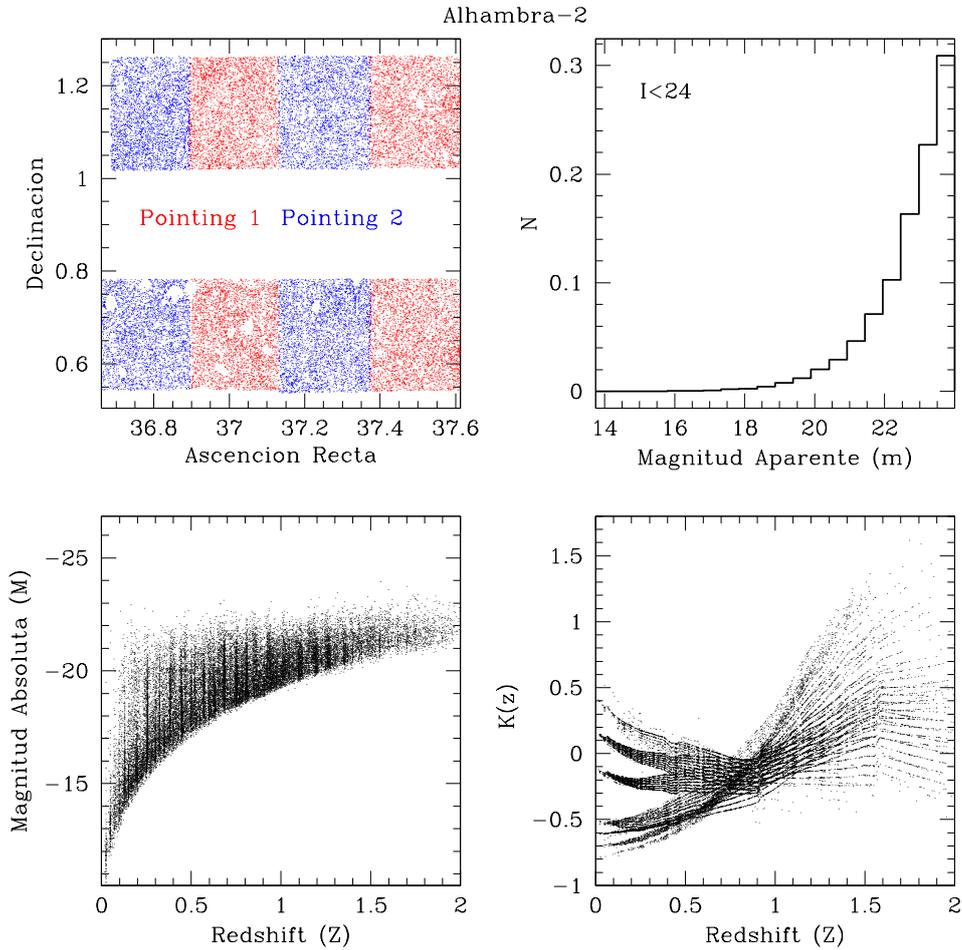


Figura 6.4: Campo 2 del catálogo ALHAMBRA. Panel superior izquierdo: distribución angular del campo observado, donde el color rojo indica el *pointing* 1 y el azul el *pointing* 2. Panel superior derecho: distribución en magnitud aparente de las galaxias pertenecientes al campo con $I < 24$. Panel inferior izquierdo: magnitud absoluta en la banda I en función del redshift. Panel inferior derecho: corrección K en función del redshift.

A modo de ejemplo, en la Figura 6.4 mostramos la distribución de los *pointing 1 y 2* en el campo ALHAMBRA-02 (panel superior izquierdo), la distribución en magnitud aparente de las galaxias pertenecientes a ese campo con su corte en magnitud aparente $I < 24$ (panel superior izquierdo), la distribución de galaxias en el plano $z - M$ (panel inferior izquierdo) y la corrección K en función del redshift de las galaxias en dicho campo (panel inferior izquierdo). En el resto de los campos, la configuración espacial de los *pointing* es similar a la configuración en el campo ALHAMBRA-02 a excepción de los campos ALHAMBRA-04 y 05 que fueron observados utilizando únicamente el *pointing 1*. Esto se refleja en el área efectiva obtenida por los campos 4 y 5, la cual es aproximadamente la mitad del área observada por los demás campos (ver tabla 6.1).

6.2 FL con el Método C fotométrico

Para nuestro estudio construimos 6 submuestras correspondientes a diferentes rangos de redshift:

- Rango 1: $0,01 \leq z < 0,20$ (16207 *galaxias*)
- Rango 2: $0,20 \leq z < 0,40$ (34967 *galaxias*)
- Rango 3: $0,40 \leq z < 0,60$ (32885 *galaxias*)
- Rango 4: $0,60 \leq z < 0,80$ (33689 *galaxias*)
- Rango 5: $0,80 \leq z < 1,00$ (34170 *galaxias*)
- Rango 6: $1,00 \leq z \leq 1,20$ (23883 *galaxias*)

Para estimar la FL con el Método C fotométrico (Subbarao et al., 1996) utilizamos la magnitud absoluta obtenida a partir de la banda I , además asumimos un error en redshift fotométrico dado por $\sigma = 0,014(1 + z)$ para $I < 24$ y una distribución de errores en redshift gaussiana (Molino et al., 2014).

En la Figura 6.5 mostramos la FL estimada para los 6 rangos de redshift. Los errores fueron obtenidos a partir de la técnica de remuestreos *bootstrap*. Como es de esperar de una muestra limitada por magnitud aparente, se puede observar claramente, que a medida que nos movemos a redshift más profundos las galaxias más débiles no son detectadas y la FL no puede ser calculada en el extremo débil de la FL. En el extremo brillante, la FL presenta errores grandes que van creciendo conforme crece el redshift. Es importante

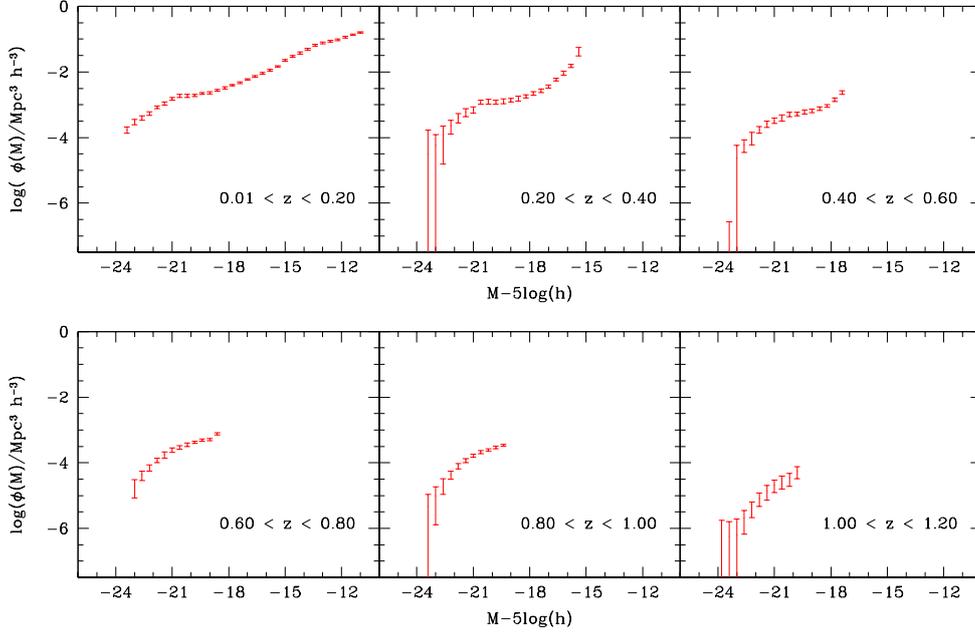


Figura 6.5: Función de luminosidad estimada con el Método C fotométrico asumiendo una distribución de errores gaussiana para 6 rangos de redshift diferentes entre 0,01 y 1,20.

destacar que la extremada amplitud de la FL en el extremo brillante principalmente para redshifts bajos, es debido al pequeño volumen con el que contamos en este catálogo, resultado que también hemos observado en nuestro análisis previo utilizando un catálogo sintético.

Como análisis complementario, también calculamos las FL pero asumiendo una distribución de errores en redshift con forma de lorentziana. Los resultados obtenidos se pueden observar en la figura 6.6. Los errores también fueron obtenidos usando *bootstrap*. Comparando ambas FL no se observan grandes diferencias en la forma de la FL, pero se puede notar que asumiendo una distribución de errores lorentziana, el ruido en el extremo brillante de la FL es menor. Éste resultado ya lo habíamos observado en nuestro análisis con el catálogo sintético, y es debido a que las alas más pronunciadas de una distribución lorentziana permite calcular magnitudes absolutas en un rango más amplio que la FL estimada con el Método C gaussiano. El error en el cálculo de la FL aumenta a medida que los redshift son mas profundos al igual que la FL asumiendo una distribución de errores gaussiana.

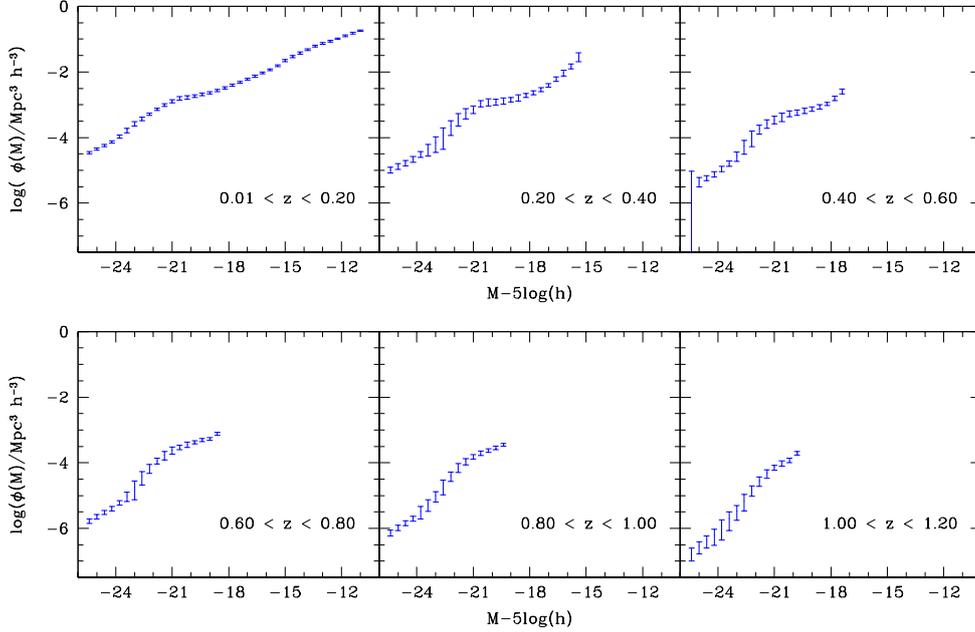


Figura 6.6: Función de luminosidad estimada con el Método C fotométrico modificado asumiendo una distribución de errores lorentziana para 6 rangos de redshift diferentes entre 0,01 y 1,20.

6.3 FL con el Método STY fotométrico

A continuación mostraremos la FL estimada con el método paramétrico STY fotométrico (Sheth, 2007) asumiendo una distribución de errores en redshift gaussiana y lorentziana.

Se utilizó la función de Schechter (ecuación 2.5) como función analítica y las magnitudes absolutas en la banda I . Para encontrar los mejores parámetros $\vec{a} = (M^*, \alpha)$ usamos un método simplificado de cadenas de Markov (MCMC) (ver Sección 2). Generamos 20 cadenas con 100 pasos cada una y con valores iniciales distribuidos aleatoriamente en el espacio de parámetros. Obtuvimos 20 valores que maximizan el ajuste para cada parámetro correspondientes a los puntos de convergencia de la cadena. De la misma manera que para el análisis del catálogo sintético, para obtener un valor representativo, calculamos la mediana y encontramos el valor del par parámetros que maximiza el *likelihood*.

En la Figura 6.7 se muestra el análisis de la FL estimada con el método STY fotométrico asumiendo una distribución de errores en redshift gaussiana. En los paneles de la primera columna se pueden observar las FL estimadas con el Método C fotométrico,

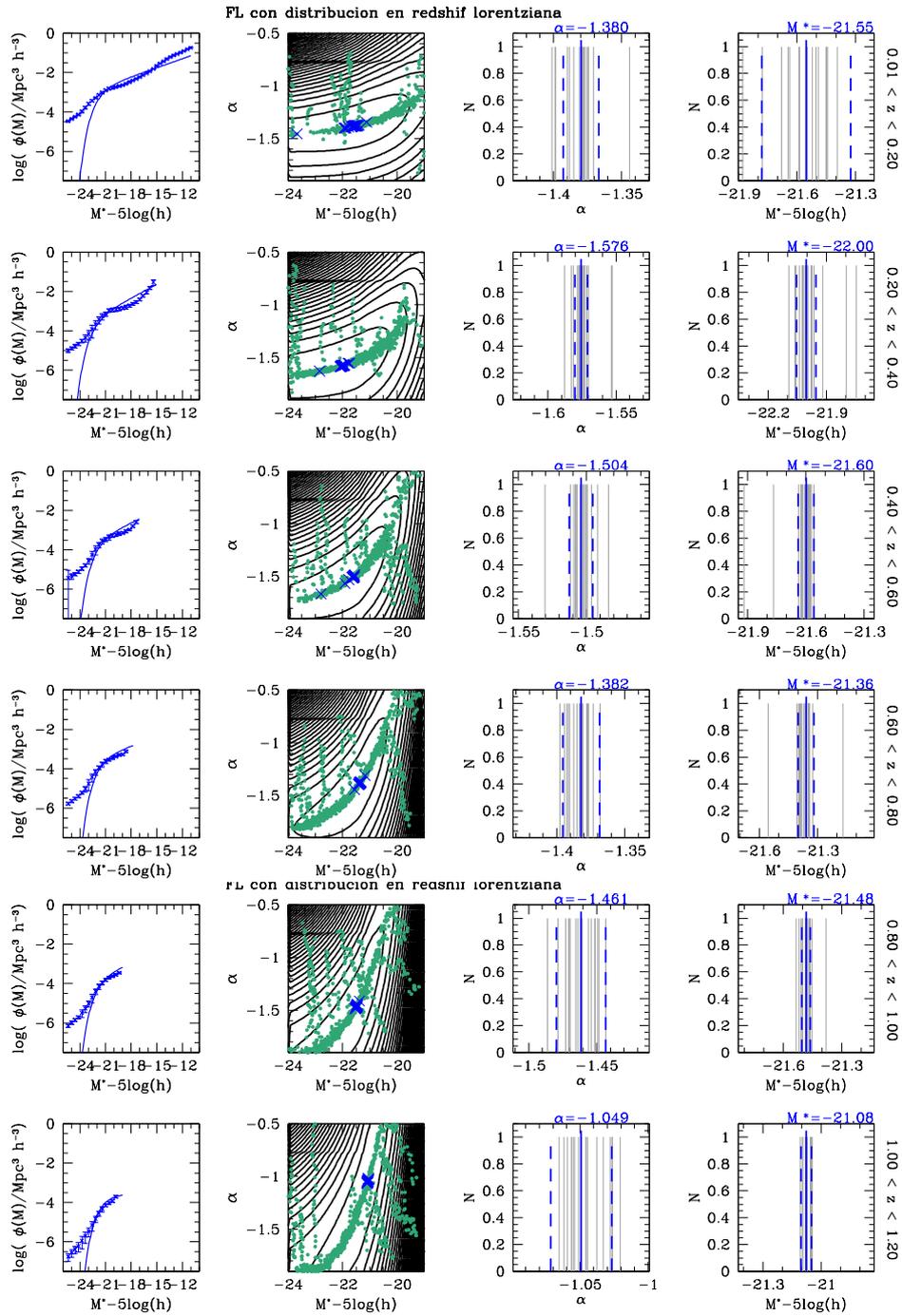


Figura 6.8: La misma descripción que para la Figura 6.7, pero las estimas fueron obtenidas asumiendo una distribución de errores lorentziana.

mientras que los paneles de la segunda columna muestran los mapas de isoprobabilidades (isocontornos negros) en el espacio de parámetros $\alpha - M^*$, junto con los pasos de las cadenas de Markov (puntos verdes) y los 20 valores de convergencia de las cadenas (puntos rojos). Como ya analizamos en el capítulo anterior, los contornos negros ha sido incluidos a modo de ilustración para mostrar la estructura de la superficie de *likelihood*. En los paneles de la tercera y cuarta columnas se muestran las distribuciones de los 20 valores obtenidos con MCMC para cada parámetro indicados con líneas grises. La línea vertical sólida roja indica el valor de la mediana junto con el valor numérico y las líneas a trazos el valor medio entre los percentiles 25^{avo} y 75^{avo}. Las distintas filas de la figura se corresponden con los distintos rangos de redshift adoptados.

En los dos primeros rangos de redshift se puede notar que existe una mayor dispersión en los valores de convergencia de M^* donde se puede notar una significativa elongación de los isocontornos en la dirección de M^* . Esta incerteza o amplia variedad de valores posibles para M^* es debida a la pobre estadística en el extremo brillante de magnitudes absolutas como resultado del pequeño volumen bajo consideración. Para los 4 últimos rangos de redshift la dispersión de los valores de α es mayor que para los valores de M^* donde los isocontornos están mas elongados en la dirección de α . Nuevamente, la incerteza en α para estos rangos de redshift es claramente debida a la falta de galaxias débiles en la muestra.

En la Figura 6.7 se realiza el mismo análisis realizado anteriormente para estimar la FL utilizando el Método STY fotométrico pero asumiendo una distribución de errores en redshift lorentziana. Comparando ambos métodos, no se encuentran grandes diferencias en los parámetros obtenidos. Los dos rangos de redshift más cercanos muestran ciertas diferencias en los valores de convergencia de las cadenas para M^* entre uno y otro método, pero nuevamente, es el resultado de la pobre estadística en el extremo brillante de magnitudes absolutas, lo que dificulta una determinación más confiable de M^* .

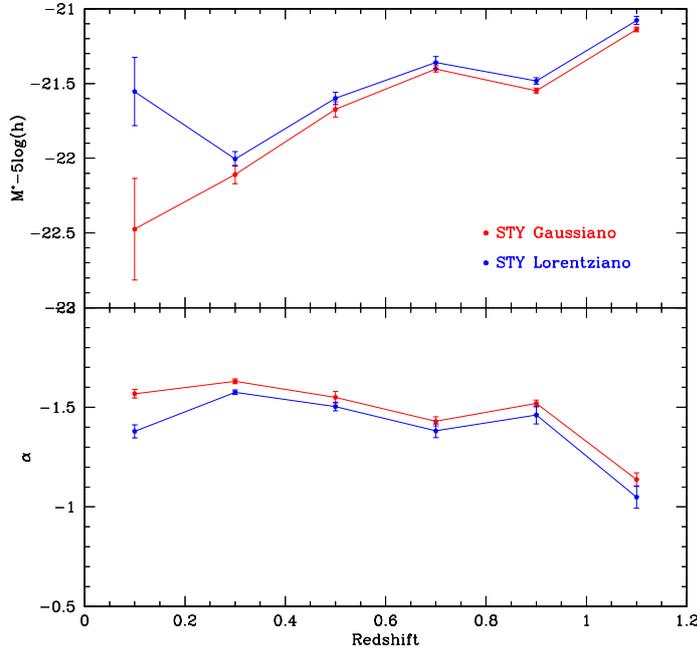


Figura 6.9: Parámetros α (panel inferior) y M^* (panel superior) obtenidos con el Método STY fotométrico gaussiano (puntos rojos) y lorentziano (puntos azules) para los 6 rangos de redshift.

Para realizar una comparación más directa, en la Figura 6.9 hemos graficado los valores de los parámetros obtenidos con el Método STY fotométrico asumiendo una distribución de errores en redshift gaussiana (puntos rojos) y lorentziana (puntos azules) para los 6 rangos de redshift. En el panel superior se muestran los mejores valores para el parámetro M^* , mientras que en el panel inferior mostramos los valores correspondientes al parámetro α .

Para todos los rangos de redshift el parámetro M^* obtenido con el Método STY gaussiano es un poco más brillante que el lorentziano, y el parámetro α estimado con el Método STY fotométrico gaussiano es un poco menor que el lorentziano, es decir, la pendiente es más empinada para el Método STY gaussiano. Sin embargo, tales diferencias no son significativas ya que están dentro de las variabilidades típicas de las cadenas. Por lo tanto, la utilización de una distribución de errores gaussiana o lorentziana no introduce diferencias apreciables en la determinación de la FL de manera paramétrica.

Finalmente, los resultados obtenidos parecen indicar un abrillantamiento de la magnitud característica de las galaxias de campo a medida que nos acercamos a la época actual ($z = 0$), lo cual está en acuerdo con el escenario esperado que sugiere que las

galaxias van aumentando su brillo, debido a diferentes procesos como fusiones y adquisición de material, a lo largo de su historia. Por otro lado, los resultados obtenidos para el extremo débil de la FL no muestran gran variación con el tiempo, aunque las mediciones realizadas para este parámetro son las menos confiables.

Capítulo 7

Conclusiones

En este trabajo se propuso analizar las herramientas existentes para el cálculo de la función de luminosidad (FL) de galaxias en diferentes rangos de redshifts utilizando sólo información fotométrica, es decir, utilizando el redshift fotométrico como estimador de distancia. La razón para la estima de la FL en diferentes rangos de redshifts es debido al objetivo ulterior de este trabajo, que es poder realizar estudios evolutivos sobre las luminosidades de las galaxias.

En primera instancia, propusimos poner a prueba dichas herramientas utilizando un catálogo sintético de galaxias construido a partir de una simulación numérica cosmológica de N-cuerpos, la Millennium Run I (Springel et al., 2005), en conjunto con un modelo semianalítico de formación de galaxias (Guo et al., 2011). Este catálogo imita las principales características del futuro catálogo fotométrico JPAS, el cual tendrá una precisión sin precedentes en la determinación de redshifts fotométricos. Los redshifts fotométricos para este catálogo fueron calculados usando el método BPZ de Benítez (2000). La utilización de este catálogo sintético nos permitió estudiar los métodos para la estima de la FL y ver si recuperan la FL que se obtendría de contar con los redshifts espectroscópicos para las galaxias. También analizamos la incidencia del uso de diferentes formas para la función distribución de errores de los redshifts fotométricos en la determinación de la FL. Las formas propuestas para estas distribuciones fueron la forma Gaussiana, típicamente adoptada en la mayoría de los estudios previos con redshifts fotométricos, y la forma Lorentziana, la cual se demostró previamente que resulta una mejor aproximación para la distribución de errores de un catálogo como el futuro JPAS (Zandivarez et al., 2014).

Para la estima de la FL pusimos a prueba dos métodos: uno no-paramétrico y otro paramétrico. El método no-paramétrico elegido fue el "Método C fotométrico" de [Subbarao et al. \(1996\)](#), el cual está basado en el conocido Método C para el cálculo de la FL. El método propuesto por [Subbarao et al.](#) considera que los redshifts fotométricos están caracterizados por una distribución de errores con forma Gaussiana. En este trabajo, modificamos este método para que también tenga en cuenta una distribución de errores con forma de Lorentziana, método al cual lo hemos denominado "Método C fotométrico modificado". Para realizar el estudio, dividimos la muestra de galaxias en 5 rangos de redshifts para estudiar cómo se comportan las diferentes estimas de la FL en función del redshift. Comparando los estimadores de la FL usando redshifts fotométricos y espectroscópicos, observamos que la FL fotométrica está de acuerdo con la espectroscópica en un amplio rango, principalmente alrededor de la posición de M^* . Usando una distribución de errores Gaussiana, la FL resulta ruidosa en el extremo brillante de la FL y el estimador no puede determinar la FL en los bins más brillantes en algunos de los rangos de redshifts elegidos. Por otro lado, si asumimos una distribución de errores Lorentziana, el estimador de la FL fotométrica no produce fluctuaciones en el extremo brillante de la misma y se obtiene una FL suave. Sin embargo, una característica de estas FLs es la sobreestima de la amplitud en el extremo brillante, principalmente para los rangos de redshifts bajos. Esto es debido al hecho de que el ángulo sólido subtendido por el catálogo sintético es chico y por lo tanto, los volúmenes involucrados no son lo suficientemente grandes como para tener una buena estadística sobre las galaxias brillantes. Por lo tanto, de este análisis podemos concluir que, en términos generales, la FL estimada con redshifts fotométricos es estadísticamente confiable para recuperar la FL espectroscópica en un amplio rango de magnitudes absolutas. En particular, el Método C modificado arroja mejores resultados al estimar la FL de galaxias del catálogo sintético para el futuro JPAS.

En segundo lugar, pusimos a prueba un método paramétrico para la estima de la FL. El método elegido es una modificación del conocido Método STY, y fue realizada por [Sheth \(2007\)](#). Este método fue desarrollado para tener en cuenta cualquier tipo de función para la distribución de errores de los redshifts fotométricos y, en el límite cuando se adopta como dicha función una delta de Dirac, el método se convierte en el tradicional método STY para usar con redshifts espectroscópicos. Nuestra aplicación del método STY fotométrico se realizó usando como función de ajuste la típica función de Schechter, comúnmente utilizada para modelizar la FL, y dos tipos diferentes de función distribución de errores para los redshifts fotométricos: una Gaussiana y otra Lorentziana. Además, adoptamos como método para maximizar la función de *likelihood*, una versión

simplificada del método de Metropolis-Hastings para las cadenas de Markov Monte Carlo. De los resultados obtenidos puede verse que los parámetros α y M^* obtenidos con el Método STY fotométrico no presentan diferencias significantes al asumir una distribución de errores Gaussiana o Lorentziana. Además, observamos que se recuperan los valores de los parámetros obtenidos con el Método STY espectroscópico. Sin embargo, debido a que estamos usando un catálogo con límite en magnitud aparente, el rango de magnitudes absolutas que se puede obtener es cada vez más pequeño a medida que nos vamos a los rangos de redshifts más altos, perdiendo la información del extremo débil de la FL, y por lo tanto, haciendo altamente incierta la estima del parámetro α . Por último, debe destacarse que, por construcción, el catálogo sintético tiene una restricción para magnitudes absolutas débiles que viene dada por la resolución de la simulación numérica. En consecuencia, no se puede obtener una muestra de galaxias sintéticas más débiles que $-15,6$.

Finalmente, se procedió a aplicar los métodos estudiados a un catálogo observacional. El catálogo elegido fue el construido como catálogo de prueba para el futuro JPAS, el denominado ALHAMBRA (Molino et al., 2014), el cual es un catálogo fotométrico profundo con un sistema de filtros múltiples en un amplio rango de longitudes de onda, pero que cubre una región muy pequeña del cielo, sólo 3 grados cuadrados. Este catálogo fue construido por el mismo consorcio encargado de llevar a cabo el proyecto del JPAS, y por lo tanto los procedimientos de construcción son muy similares. Por ejemplo, el método adoptado para la estima de los redshifts fotométricos es idéntico al que se usará en el futuro JPAS y que se usó para el cálculo de los redshifts fotométricos en el catálogo sintético utilizado en este trabajo. Los métodos no-paramétricos y paramétricos fueron aplicados a este catálogo en seis rangos diferentes de redshifts. Al igual que lo obtenido para el catálogo sintético, las estimas realizadas con el método no-paramétrico, “Ç fotométrico”, tanto usando distribuciones de errores Gaussiana o Lorentziana, brindaron FL muy similares en todos los rangos de redshifts. Es más, la pobre estimación de la FL en el extremo brillante también fue observada en estas FLs, siendo mayor la incerteza en la determinación de la magnitud característica en redshifts cercanos, debido a que este catálogo tiene una cobertura angular aún más pequeña que la que teníamos en el catálogo sintético. Es importante destacar que para redshifts cercanos, las estimas de la FL llegaron hasta magnitudes absolutas bien adentradas en el extremo débil (hasta ~ -10), rango que no se puede alcanzar con el catálogo sintético. Los resultados no-paramétricos muestran una pendiente empinada en el extremo débil de la FL.

El método STY fotométrico aplicado a este catálogo arrojó resultados prácticamente indistinguibles cuando se utilizó una distribución de errores Gaussiana y una Lorentziana. Ambos métodos mostraron incertezas elevadas tanto para la magnitud característica a redshifts cercanos como para la pendiente del extremo débil en los rangos de redshifts más profundos. Sin embargo, las estimas de los parámetros de Schechter permitieron medir la evolución de la magnitud característica con el redshift, obteniéndose magnitudes más brillantes a medida que nos acercamos a $z = 0$. Por otro lado, los resultados obtenidos para la FL en el extremo débil no muestran evolución aparente ($\alpha \sim -1,5$), aunque los resultados obtenidos en este rango de la FL son los más inciertos.

Bibliografía

- Arnalte-Mur P., Martínez V. J., Norberg P., Fernández-Soto A., Ascaso B., Merson A. I., Aguerri J. A. L., Castander F. J., Hurtado-Gil L., López-Sanjuan C., Molino A., Montero-Dorta A. D., Stefanon M., Alfaro E., Aparicio-Villegas T., Benítez N., Broadhurst T., Cabrera-Caño J., Cepa J., Cerviño M., Cristóbal-Hornillos D., del Olmo A., González Delgado R. M., Husillos C., Infante L., Márquez I., Masegosa J., Moles M., Perea J., Pović M., Prada F., Quintana J. M., 2014, MNRAS, 441, 1783
- Benítez N., 2000, ApJ, 536, 571
- Benítez N., Gaztañaga E., Miquel R., Castander F., Moles M., Croce M., Fernández-Soto A., Fosalba P., Ballesteros F., Campa J., Cardiel-Sas L., Castilla J., Cristóbal-Hornillos D., Delfino M., Fernández E., Fernández-Sopuerta C., García-Bellido J., Lobo J. A., Martínez V. J., Ortiz A., Pacheco A., Paredes S., Pons-Bordería M. J., Sánchez E., Sánchez S. F., Varela J., de Vicente J. F., 2009, ApJ, 691, 241
- Binggeli B., Sandage A., Tammann G. A., 1988, ARA&A, 26, 509
- Blanton M. R., Hogg D. W., Bahcall N. A., Brinkmann J., Britton M., Connolly A. J., Csabai I., Fukugita M., Loveday J., Meiksin A., Munn J. A., Nichol R. C., Okamura S., Quinn T., Schneider D. P., Shimasaku K., Strauss M. A., Tegmark M., Vogeley M. S., Weinberg D. H., 2003, ApJ, 592, 819
- Choloniewski J., 1987, MNRAS, 226, 273
- de Lapparent V., Geller M. J., Huchra J. P., 1989, ApJ, 343, 1
- Ellis R. S., Colless M., Broadhurst T., Heyl J., Glazebrook K., 1996, MNRAS, 280, 235
- Faber S. M., Willmer C. N. A., Wolf C., Koo D. C., Weiner B. J., Newman J. A., Im M., Coil A. L., Conroy C., Cooper M. C., Davis M., Finkbeiner D. P., Gerke B. F., Gebhardt K., Groth E. J., Guhathakurta P., Harker J., Kaiser N., Kassin S., Kleinheinrich M., Konidaris N. P., Kron R. G., Lin L., Luppino G., Madgwick D. S., Meisenheimer K., Noeske K. G., Phillips A. C., Sarajedini V. L., Schiavon R. P., Simard L., Szalay A. S., Vogt N. P., Yan R., 2007, ApJ, 665, 265
- Fried J. W., von Kuhlmann B., Meisenheimer K., Rix H.-W., Wolf C., Hippelein H. H., Kümmel M., Phleps S., Röser H. J., Thierring I., Maier C., 2001, A&A, 367, 788

- Guo Q., White S., Angulo R. E., Henriques B., Lemson G., Boylan-Kolchin M., Thomas P., Short C., 2013, *MNRAS*, 428, 1351
- Guo Q., White S., Boylan-Kolchin M., De Lucia G., Kauffmann G., Lemson G., Li C., Springel V., Weinmann S., 2011, *MNRAS*, 413, 101
- Ilbert O., Lauger S., Tresse L., Buat V., Arnouts S., Le Fèvre O., Burgarella D., Zucca E., Bardelli S., Zamorani G., Bottini D., Garilli B., Le Brun V., Maccagni D., Picat J.-P., Scaramella R., Scodreggio M., Vettolani G., Zanichelli A., Adami C., Arnaboldi M., Bolzonella M., Cappi A., Charlot S., Contini T., Foucaud S., Franzetti P., Gavignaud I., Guzzo L., Iovino A., McCracken H. J., Marano B., Marinoni C., Mathez G., Mazure A., Meneux B., Merighi R., Paltani S., Pello R., Pollo A., Pozzetti L., Radovich M., Bondi M., Bongiorno A., Busarello G., Ciliegi P., Mellier Y., Merluzzi P., Ripepi V., Rizzo D., 2006, *A&A*, 453, 809
- Ilbert O., Tresse L., Zucca E., Bardelli S., Arnouts S., Zamorani G., Pozzetti L., Bottini D., Garilli B., Le Brun V., Le Fèvre O., Maccagni D., Picat J.-P., Scaramella R., Scodreggio M., Vettolani G., Zanichelli A., Adami C., Arnaboldi M., Bolzonella M., Cappi A., Charlot S., Contini T., Foucaud S., Franzetti P., Gavignaud I., Guzzo L., Iovino A., McCracken H. J., Marano B., Marinoni C., Mathez G., Mazure A., Meneux B., Merighi R., Paltani S., Pello R., Pollo A., Radovich M., Bondi M., Bongiorno A., Busarello G., Ciliegi P., Lamareille F., Mellier Y., Merluzzi P., Ripepi V., Rizzo D., 2005, *A&A*, 439, 863
- Johnston R., 2011, *A&ARv*, 19, 41
- Kitzbichler M. G., White S. D. M., 2007, *MNRAS*, 376, 2
- Komatsu E., Smith K. M., Dunkley J., Bennett C. L., Gold B., Hinshaw G., Jarosik N., Larson D., Nolta M. R., Page L., Spergel D. N., Halpern M., Hill R. S., Kogut A., Limon M., Meyer S. S., Odegard N., Tucker G. S., Weiland J. L., Wollack E., Wright E. L., 2011, *ApJS*, 192, 18
- Lilly J. M., Park J., 1995, *Geophysical Journal International*, 122, 1001
- Lin H., Yee H. K. C., Carlberg R. G., Ellingson E., 1996, *JRASC*, 90, 337
- , 1997, *ApJ*, 475, 494
- Lin H., Yee H. K. C., Carlberg R. G., Morris S. L., Sawicki M., Patton D. R., Wirth G., Shepherd C. W., 1999, *ApJ*, 518, 533
- Loveday J., Peterson B. A., Efstathiou G., Maddox S. J., 1992, *ApJ*, 390, 338
- Lynden-Bell D., 1971, *MNRAS*, 155, 95
- Marzke R. O., Huchra J. P., Geller M. J., 1994, *ApJ*, 428, 43
- Moles M., Benítez N., Aguerri J. A. L., Alfaro E. J., Broadhurst T., Cabrera-Caño J., Castander F. J., Cepa J., Cerviño M., Cristóbal-Hornillos D., Fernández-Soto A.,

- González Delgado R. M., Infante L., Márquez I., Martínez V. J., Masegosa J., del Olmo A., Perea J., Prada F., Quintana J. M., Sánchez S. F., 2008, *AJ*, 136, 1325
- Moles M., Sánchez S. F., Lamadrid J. L., Cenarro A. J., Cristóbal-Hornillos D., Maicas N., Aceituno J., 2010, *PASP*, 122, 363
- Molino A., Benítez N., Moles M., Fernández-Soto A., Cristóbal-Hornillos D., Ascaso B., Jiménez-Teja Y., Schoenell W., Arnalte-Mur P., Pović M., Coe D., López-Sanjuan C., Díaz-García L. A., Varela J., Stefanon M., Cenarro J., Matute I., Masegosa J., Márquez I., Perea J., Del Olmo A., Husillos C., Alfaro E., Aparicio-Villegas T., Cerviño M., Huertas-Company M., Aguerri J. A. L., Broadhurst T., Cabrera-Caño J., Cepa J., González R. M., Infante L., Martínez V. J., Prada F., Quintana J. M., 2014, *MNRAS*, 441, 2891
- Montero-Dorta A. D., Prada F., 2009, *MNRAS*, 399, 1106
- Norberg P., Cole S., Baugh C. M., Frenk C. S., Baldry I., Bland-Hawthorn J., Bridges T., Cannon R., Colless M., Collins C., Couch W., Cross N. J. G., Dalton G., De Propris R., Driver S. P., Efstathiou G., Ellis R. S., Glazebrook K., Jackson C., Lahav O., Lewis I., Lumsden S., Maddox S., Madgwick D., Peacock J. A., Peterson B. A., Sutherland W., Taylor K., 2DFGRS Team, 2002, *MNRAS*, 336, 907
- Poli F., Giallongo E., Fontana A., Menci N., Zamorani G., Nonino M., Saracco P., Vanzella E., Donnarumma I., Salimbeni S., Cimatti A., Cristiani S., Daddi E., D'Odorico S., Mignoli M., Pozzetti L., Renzini A., 2003, *ApJL*, 593, L1
- Ramos B. H. F., Pellegrini P. S., Benoist C., da Costa L. N., Maia M. A. G., Makler M., Ogando R. L. C., de Simoni F., Mesquita A. A., 2011, *AJ*, 142, 41
- Sandage A., Tammann G. A., Yahil A., 1979, *ApJ*, 232, 352
- Schechter P., 1976, *ApJ*, 203, 297
- Schmidt M., 1968, *ApJ*, 151, 393
- Sheth R. K., 2007, *MNRAS*, 378, 709
- Spergel D. N., Verde L., Peiris H. V., Komatsu E., Nolte M. R., Bennett C. L., Halpern M., Hinshaw G., Jarosik N., Kogut A., Limon M., Meyer S. S., Page L., Tucker G. S., Weiland J. L., Wollack E., Wright E. L., 2003, *ApJS*, 148, 175
- Springel V., White S. D. M., Jenkins A., Frenk C. S., Yoshida N., Gao L., Navarro J., Thacker R., Croton D., Helly J., Peacock J. A., Cole S., Thomas P., Couchman H., Evrard A., Colberg J., Pearce F., 2005, *Nature*, 435, 629
- Subbarao M. U., Connolly A. J., Szalay A. S., Koo D. C., 1996, *AJ*, 112, 929
- Willmer C. N. A., 1997, *AJ*, 114, 898
- Willmer C. N. A., Faber S. M., Koo D. C., Weiner B. J., Newman J. A., Coil A. L., Connolly A. J., Conroy C., Cooper M. C., Davis M., Finkbeiner D. P., Gerke B. F.,

- Guhathakurta P., Harker J., Kaiser N., Kassin S., Konidakis N. P., Lin L., Luppino G., Madgwick D. S., Noeske K. G., Phillips A. C., Yan R., 2006, *ApJ*, 647, 853
- Wolf C., Meisenheimer K., Rix H.-W., Borch A., Dye S., Kleinheinrich M., 2003, *A&A*, 401, 73
- Xu G., 1995, *ApJS*, 98, 355
- Zandivarez A., Díaz-Giménez E., Mendes de Oliveira C., Ascaso B., Benítez N., Dupke R., Sodré L., Irwin J., 2014, *A&A*, 561, A71
- Zucca E., Bardelli S., Bolzonella M., Zamorani G., Ilbert O., Pozzetti L., Mignoli M., Kovač K., Lilly S., Tresse L., Tasca L., Cassata P., Halliday C., Vergani D., Caputi K., Carollo C. M., Contini T., Kneib J.-P., Le Fèvre O., Mainieri V., Renzini A., Scodreggio M., Bongiorno A., Coppa G., Cucciati O., de La Torre S., de Ravel L., Franzetti P., Garilli B., Iovino A., Kampczyk P., Knobel C., Lamareille F., Le Borgne J.-F., Le Brun V., Maier C., Pellò R., Peng Y., Perez-Montero E., Ricciardelli E., Silverman J. D., Tanaka M., Abbas U., Bottini D., Cappi A., Cimatti A., Guzzo L., Koekemoer A. M., Leauthaud A., Maccagni D., Marinoni C., McCracken H. J., Memeo P., Meneux B., Moresco M., Oesch P., Porciani C., Scaramella R., Arnouts S., Aussel H., Capak P., Kartaltepe J., Salvato M., Sanders D., Scoville N., Taniguchi Y., Thompson D., 2009, *A&A*, 508, 1217
- Zucca E., Ilbert O., Bardelli S., Tresse L., Zamorani G., Arnouts S., Pozzetti L., Bolzonella M., McCracken H. J., Bottini D., Garilli B., Le Brun V., Le Fèvre O., Maccagni D., Picat J. P., Scaramella R., Scodreggio M., Vettolani G., Zanichelli A., Adami C., Arnaboldi M., Cappi A., Charlot S., Ciliegi P., Contini T., Foucaud S., Franzetti P., Gavignaud I., Guzzo L., Iovino A., Marano B., Marinoni C., Mazure A., Meneux B., Merighi R., Paltani S., Pellò R., Pollo A., Radovich M., Bondi M., Bongiorno A., Busarello G., Cucciati O., Gregorini L., Lamareille F., Mathez G., Mellier Y., Merluzzi P., Ripepi V., Rizzo D., 2006, *A&A*, 455, 879
- Zucca E., Vettolani G., Cappi A., Merighi R., Mignoli M., Stirpe G., Zamorani G., MacGillivray H., Collins C., Balkowski C., Cayatte V., Maurogordato S., Proust D., Chincarini G., Guzzo L., Maccagni D., Scaramella R., Blanchard A., Ramella M., 1997, in *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 212, *Wide-field spectroscopy*, Kontizas E., Kontizas M., Morgan D. H., Vettolani G. P., eds., p. 247

